

# ДИАГНОСТИКА ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Под редакцией Н.Г. БАСОВА



МОСКВА "НАУКА"  
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
1989

621.039.66

~~ББК 22.333~~  
Д44  
~~УДК 539.9~~

Авторы:  
Н.Г. БАСОВ, Ю.А. ЗАХАРЕНКОВ, А.А. РУПАСОВ,  
Г.В. СКЛИЗКОВ, А.С. ШИКАНОВ

Диагностика плотной плазмы / Н.Г. Басов, Ю.А. Захаренков, А.А. Рупасов, Г.В. Склизков, А.С. Шиканов; Под. ред. Н.Г. Басова. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-матлит., 1989 — 368 с. — ISBN 5-02-014034-1

Дано описание основных методов диагностики инерциально удерживаемой плазмы и высокотемпературной нестационарной плотной плазмы, получаемой при нагреве и сжатии термоядерных мишеней, облучаемых мощным лазерным излучением, а также пучками заряженных частиц. Наряду с особенностями применения традиционных методов диагностики плазмы, связанных с необходимостью измерения ее параметров, рассмотрены принципиально новые методы диагностики сверхплотной плазмы.

Для специалистов-экспериментаторов, работающих в области физики плазмы и управляемого синтеза, а также аспирантов и студентов старших курсов физических специальностей вузов.

Табл. 17. Ил. 158. Библиогр. 1185 назв.

Научное издание

БАСОВ Николай Геннадиевич, ЗАХАРЕНКОВ Юрий Александрович,  
РУПАСОВ Александр Александрович, СКЛИЗКОВ Глеб Владимирович,  
ШИКАНОВ Андрей Сергеевич

ДИАГНОСТИКА ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Заведующий редакцией Л.И. Гладнева. Редакторы Д.А. Миртова, Е.К. Козлова  
Младший редактор В.А. Кузнецова. Художественный редактор Т.Н. Кольченко  
Технические редакторы О.Б. Черняк, С.Н. Баронина  
Корректоры Н.П. Круглова, Т.В. Обод, Т.А. Печко

Набор осуществлен в издательстве на наборно-печатающих автоматах  
ИБ № 41013

Спано в набор 7.08.89. Подписано к печати 27.11.89. Т-17298  
Формат 60 X 90/16. Бумага. Офсетная  
Гарнитура Пресс-Роман. Печать офсетная  
Усл.печ.л. 23,0. Усл.кр.-отг. 23,0. Уч.-изд.л. 27,57  
Тираж 1730 экз. Тип.зак. 872 Цена 5 р. 80 к.

Ордена трудового Красного Знамени издательство "Наука"  
Главная редакция физико-математической литературы  
117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15

Четвертая типография издательства "Наука"  
630077 г. Новосибирск-77, ул. Станиславского, 25

Д 1604120000-147 77-89  
053 (02)-89

ISBN 5-02-014034-1

© Издательство "Наука".  
Главная редакция  
физико-математической  
литературы, 1989

Робин

621.039.66

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<i>Глава 1. Лазерный управляемый термоядерный синтез и диагностика плотной плазмы</i> . . . . .	7
§ 1.1. Экспериментальные исследования в лазерном управляемом термоядерном синтезе . . . . .	7
§ 1.2. Проблема диагностики плотной плазмы. . . . .	13
<i>Глава 2. Методы оптического зондирования сильно-неоднородной плазмы</i> . . . . .	17
§ 2.1. Особенности оптического зондирования неоднородной плотной плазмы . . . . .	18
2.1.1. Изображение оптической неоднородности (18). 2.1.2. Симметричные неоднородности (19). 2.1.3. Плазма как оптическая неоднородность (20).	
§ 2.2. Лазерные источники зондирующего излучения. . . . .	21
2.2.1. Пространственное разрешение (21). 2.2.2. Яркость источника (22). 2.2.3. Когерентность излучения (22). 2.2.4. Предельные параметры зондирования (23). 2.2.5. Синхронизация зондирующих лазеров (25). 2.2.6. Ультрафиолетовое и рентгеновское зондирование (29).	
§ 2.3. Теневое и шпирен-фотографирование. . . . .	31
2.3.1. Комплекс оптической диагностики (31). 2.3.2. Теневое изображение ударной волны (33). 2.3.3. Пространственное разрешение (33). 2.3.4. Рефракция в оптической неоднородности (35). 2.3.5. Чувствительность теневого и шпирен-фотографирования (36). 2.3.6. Погрешность измерения фронта ударной волны (37).	
§ 2.4. Интерферометрия. . . . .	40
2.4.1. Пространственное разрешение (40). 2.4.2. Типы интерферометров (42). 2.4.3. Контрастность интерференционной картины (45). 2.4.4. Зона "непрозрачности" (48). 2.4.5. Голографическая интерферометрия (50).	
§ 2.5. Измерение вращения плоскости поляризации зондирующего излучения. . . . .	53
2.5.1. Спонтанные магнитные поля и вращение плоскости поляризации пробного пучка (53). 2.5.2. Выбор длины волны пробного пучка и направления зондирования лазерной плазмы (55). 2.5.3. Поляриметрический, интерферометрический и теневой каналы диагностического комплекса для исследования спонтанных магнитных полей (57). 2.5.4. Определение направлений магнитного поля (60). 2.5.5. Методические особенности диагностических схем (62).	
§ 2.6. Численная обработка изображений плазмы . . . . .	65
2.6.1. Алгоритм обработки (65). 2.6.2. Решение обратной задачи	

(65). 2.6.3. Интерферометрия лазерной плазмы (66). 2.6.4. Критерий выбора степени полинома (69). 2.6.5. Точность восстановления (70). 2.6.6. Обработка по методу изолиний (74).

<b>Глава 3. Методы диагностики плазмы по генерируемым гармоникам частоты греющего лазерного излучения . . . . .</b>	<b>76</b>
§ 3.1. Диагностика плазмы в области критической плотности. . . . .	77
3.1.1. Спектральные и пространственные характеристики гармоники $2\omega_0$ (77). 3.1.2. Фоторегистрация движения области критической плотности (80). 3.1.3. Эволюция формы спектра гармоники $2\omega_0$ и динамика области критической плотности (84). 3.1.4. Диагностические возможности использования высоких целых гармоник (87).	
§ 3.2. Диагностика плазмы в области четверти критической плотности. . . . .	88
3.2.1. Спектральные и пространственные характеристики гармоники $3/2\omega_0$ (88). 3.2.2. Измерение характерного размера неоднородности плотности плазмы (92). 3.2.3. Скоростная фоторегистрация спектра гармоники $3/2\omega_0$ и измерение электронной температуры плазмы в области $n_c/4$ (94). 3.2.4. Оптимизация условий эксперимента для одновременной диагностики электронной температуры и скорости протекания плазмы по спектру гармоники $3/2\omega_0$ (96). 3.2.5. Диагностические возможности использования других полужелтых гармоник (99).	
<b>Глава 4. Исследование спектра плазменной турбулентности . . . . .</b>	<b>101</b>
§ 4.1. Комбинационное рассеяние как метод диагностики неоднородной плазмы (общие представления) . . . . .	101
§ 4.2. Диагностика волн в области четверти критической плотности. . . . .	103
4.2.1. Исследование плазменных волн, возбуждаемых при двухплазменной распадной неустойчивости (103). 4.2.2. Исследование электронных и ионно-звуковых волн, возбуждаемых при ВКР и ВРМБ (115).	
§ 4.3. Рассеяние зондирующего излучения в области с критической плотностью. . . . .	116
4.3.1. Исследование плазменной турбулентности, созданной Nd-лазером (116). 4.3.2. Идентификация механизмов возбуждения волн в экспериментах с $\text{CO}_2$ -лазером (119).	
<b>Глава 5. Рентгеноспектральная диагностика плотной плазмы. . . . .</b>	<b>124</b>
§ 5.1. Методы исследования спектрального распределения непрерывного рентгеновского излучения. . . . .	125
5.1.1. Регистрация с разложением в спектр и в дискретных интервалах (125). 5.1.2. Метод ядерной эмульсии (126). 5.1.3. Метод поглотителей (126).	
§ 5.2. Детекторы рентгеновского излучения и их применение. . . . .	132
5.2.1. Фотоэмульсионный детектор (133). 5.2.2. Сцинтилляционный детектор (136). 5.2.3. Термомлюминесцентный детектор (137). 5.2.4. Ядерная эмульсия (138). 5.2.5. Приборы с зарядовой связью (139). 5.2.6. Комплексное использование различных детекторов (140). 5.2.7. Приборы для исследования эволюции спектра рентгеновского излучения (сцинтилляционные, вакуумно-диодные, полупроводниковые, электронно-оптические, микроканальные) (142).	
§ 5.3. Спектрографы для рентгеновского излучения . . . . .	148
5.3.1. Спектрографы с кристаллическими диспергирующими элементами (148). 5.3.2. Спектрографы с диспергирующими элементами на основе многослойных интерференционных зеркал (157). 5.3.3. Спектрографы с отражающими дифракционными решетками (159). 5.3.4. Спектрографы с пропускающими дифракционными решетками	



ми (162). 5.3.5. Синхротронное излучение и калибровка аппаратуры (167),	
§ 5.4. Методы диагностики плотной плазмы по линейчатому излучению . . .	170
5.4.1. Определение электронной температуры и ионизационного состояния (171). 5.4.2. Определение электронной плотности (173).	
<b>Глава 6. Методы формирования и обработки рентгеновских изображений плазмы . . . . .</b>	<b>176</b>
§ 6.1. Рентгеновская камера-обскура. . . . .	176
§ 6.2. Рентгеновские микроскопы. . . . .	178
6.2.1. Отражающие элементы рентгенооптики (178). 6.2.2. Микроскоп Киркпатрика – Баеза (181). 6.2.3. Микроскоп Вольтера (182). 6.2.4. Микроскопы на основе многослойных интерференционных структур (182). 6.2.5. Кристалл-дифракционный спектроселективный микроскоп (185).	
§ 6.3. Зонные пластины Френеля. . . . .	185
6.3.1. Амплитудная зонная пластина (185). 6.3.2. Фазовая и киноформная зонные пластины (188).	
§ 6.4. Брэгг-френелевские рентгенооптические элементы . . . . .	191
§ 6.5. Поляризаторы рентгеновского излучения . . . . .	192
§ 6.6. Восстановление пространственных распределений электронной температуры и плотности плазмы . . . . .	194
§ 6.7. Многоракурсная томография плазмы . . . . .	198
§ 6.8. Регистрация изображений плазмы в жестком рентгеновском излучении. . . . .	201
§ 6.9. Высокоскоростная регистрация рентгеновских изображений излучающей плазмы и динамика сжатия мишени. . . . .	203
<b>Глава 7. Рентгеновское зондирование плотной плазмы . . . . .</b>	<b>208</b>
§ 7.1. Источник рентгеновского излучения и схемы зондирования. . . . .	208
7.1.1. Точечный источник для теневого фотографирования (210). 7.1.2. Эксперименты с точечным рентгеновским источником (211). 7.1.3. Протяженный зондирующий источник (212). 7.1.4. Применение протяженного рентгеновского источника (213).	
§ 7.2. Поглощение рентгеновского излучения в плотной плазме . . . . .	216
7.2.1. Регистрация динамики сжатия оболочечной мишени (216). 7.2.2. Рентгеновское зондирование со спектральным разрешением (217). 7.2.3. Обработка рентгеновских тенеграм (218). 7.2.4. Диагностика спектров поглощения зондирующего излучения (219).	
§ 7.3. Рефракция рентгеновского излучения в плазменной короне. . . . .	220
7.3.1. Принципы рефрактометрии неоднородной плазмы (220). 7.3.2. Особенности рентгеновской рефрактометрии (221). 7.3.3. Метод сеток (222).	
<b>Глава 8. Корпускулярная диагностика плазмы . . . . .</b>	<b>224</b>
§ 8.1. Специфические особенности измерения энергетического спектра ионов инерциально удерживаемой плазмы. . . . .	226
8.1.1. Времяпролетные измерения (226). 8.1.2. Формирование ионного пучка (227). 8.1.3. Энергетическое и зарядовое разрешение (228). 8.1.4. Влияние остаточного давления (228).	
§ 8.2. Времяпролетные коллекторные измерения . . . . .	229
8.2.1. Принцип действия ионного коллектора (229). 8.2.2. Вторичная электронная эмиссия (230). 8.2.3. Обработка ионных сигналов (231).	
§ 8.3. Типы масс-спектрометров . . . . .	233
8.3.1. Магнитные масс-спектрометры (233). 8.3.2. Электростатические анализаторы (236). 8.3.3. Использование перезарядки ионов (239). 8.3.4. Оптический анализатор ионов (239). 8.3.5. Анализатор нейтральных частиц (241). 8.3.6. Трековые детекторы (242).	

§ 8.4. Масс-спектрограф Томсона . . . . .	245
8.4.1. Камера отклонения ионов (245). 8.4.2. Апертурная система (247). 8.4.3. Система регистрации масс-спектров (250). 8.4.4. Обработка масс-спектрограмм (252).	
§ 8.5. Нейтронные измерения. . . . .	255
8.5.1. Времяпролетный анализатор (256). 8.5.2. Сцинтилляционные детекторы (256). 8.5.3. Активационные детекторы (259). 8.5.4. Измерения момента генерации нейтронов (260). 8.5.5. Регистрация изображений нейтронного маятника (262).	
<b>Глава 9. Измерение энергетического баланса термоядерной плазмы, нагреваемой лазером . . . . .</b>	<b>264</b>
§ 9.1. Калориметрические методы исследования баланса энергии . . . . .	264
9.1.1. Метод измерения лазерной энергии и всех энергетических потерь (264). 9.1.2. Метод сравнительных калориметрических измерений (265). 9.1.3. Экспериментальная реализация калориметрических методов измерения баланса энергии. Измерительный комплекс (266). 9.1.4. Калориметрические измерения при высокой неоднородности рассеяния лазерного излучения (268).	
§ 9.2. Методы прямого измерения поглощенной энергии . . . . .	270
9.2.1. Измерение кинетической энергии разлетающейся плазмы (270). 9.2.2. Измерение энергии рентгеновского излучения плазмы (270). 9.2.3. Специальный метод прямого измерения поглощенной энергии (277).	
§ 9.3. Определение поглощенной плазмой энергии по динамике движения ударной волны . . . . .	278
9.3.1. Трансформация поглощенной энергии в энергию ударной волны (278). 9.3.2. Измерение энергии ионизирующей ударной волны (279).	
<b>Глава 10. Методы исследования гидродинамики плазменной короны . . . . .</b>	<b>281</b>
§ 10.1. Гидродинамика плазменной короны . . . . .	282
§ 10.2. Измерение скорости испарения вещества мишени . . . . .	284
10.2.1. Высокоскоростная интерферометрия (284). 10.2.2. Рентгеновская спектроскопия многослойных мишеней (288). 10.2.3. Ионная масс-спектрометрия (293).	
§ 10.3. Определение абляционного давления плазмы. . . . .	295
10.3.1. Метод баллистического маятника (297). 10.3.2. Ускорение и столкновение тонких фольг (301). 10.3.3. Ударные волны в тонких мишенях (305).	
<b>Глава 11. Диагностика сжатого ядра мишени . . . . .</b>	<b>308</b>
§ 11.1. Рентгеновская диагностика сжатого ядра. . . . .	309
11.1.1. Регистрация изображений в собственном излучении ядра (309). 11.1.2. Излучение примесных газов (311). 11.1.3. Спектроскопия линий примесных ионов (312). 11.1.4. Спектроскопическое измерение плотности сжатого ядра (314). 11.1.5. Спектры поглощения (315). 11.1.6. Рентгеновское зондирование с использованием внешнего источника (315).	
§ 11.2. Диагностика заряженных продуктов термоядерных реакций . . . . .	317
11.2.1. Область применения масс-спектрометрического метода (318). 11.2.2. Спектры заряженных частиц (319). 11.2.3. Ядра отдачи (321).	
§ 11.3. Нейтронная диагностика. . . . .	321
11.3.1. Времяпролетные измерения температуры ионов сжатого ядра (322). 11.3.2. Активационная диагностика параметра $\langle \rho \Delta r \rangle$ (322). 11.3.3. Активационная диагностика параметра $\langle \rho r \rangle$ (323).	
§ 11.4. Вторичные термоядерные реакции. . . . .	324
11.4.1. Спектры вторичных протонов и нейтронов (324). 11.4.2. Выходы вторичных частиц (325). 11.4.3. Области применимости методов диагностики $\langle \rho r \rangle$ (327).	
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>329</b>
<b>Примечание при корректуре . . . . .</b>	<b>363</b>

## ЛАЗЕРНЫЙ УПРАВЛЯЕМЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ И ДИАГНОСТИКА ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

### § 1.1. Экспериментальные исследования в лазерном управляемом термоядерном синтезе

Первые идея использования мощного лазерного излучения для нагрева плотной плазмы до термоядерных температур была высказана в докладе Н.Г. Басова, одного из авторов настоящей монографии, на заседании Президиума АН СССР в 1961 г. и опубликована в работе [1]. Эта работа положила начало целенаправленным исследованиям нового физического объекта — плазмы, нагреваемой лазером. К настоящему времени сформировалось самостоятельное направление термоядерных исследований — лазерный термоядерный синтез.

На первоначальном этапе — в первой половине 60-х гг. — экспериментальные исследования взаимодействия мощного лазерного излучения с плазмой проводились при плотностях потока  $q < 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> (см., например, [2]), что значительно меньше, чем требуется для получения плазмы с термоядерными параметрами. Тем не менее в этих исследованиях формируется проблематика работ по взаимодействию излучения с плазмой; начинают изучаться физические процессы, протекающие при нагреве плазмы; измеряются ее параметры — ионизационный состав, температура, плотность, расход массы, импульс давления и т.п.; стали развиваться методы диагностики плотной плазмы.

Одновременно во многих лабораториях СССР, США, Франции, Японии и других стран происходило непрерывное развитие однопучковых лазерных систем (в основном на неодимовом стекле) наносекундной и субнаносекундной длительности, увеличивались энергия и мощность лазерных установок, повышалось качество излучения.

В 1968 г. в Физическом институте им. П.Н. Лебедева АН СССР на одноканальном неодимовом лазере с длительностью импульса излучения  $\tau_{л} \approx 10^{-11}$  с в экспериментах с мишенью из LiD были впервые зарегистрированы нейтроны [3], что явилось прямым экспериментальным доказательством возможности лазерного нагрева плазмы до термоядерных температур. В 1969 г. во Франции (в Лимее) [4], а в 1970 г. в США [5] (в Ливерморской национальной лаборатории) этот результат был подтвержден в экспериментах с мишенями из CD<sub>2</sub>.

К началу 70-х гг. во многих лабораториях на одноканальных лазерных системах достигается плотность потока греющего излучения на поверхности мишени  $q \gtrsim 10^{14} \div 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>, что дало возможность проведения экспериментов в плоской геометрии при условиях в плазмен-

ной "короне", близких к термоядерным (подробнее см. в обзоре [6]). Нужно сказать, что эксперименты в плоской геометрии не потеряли своей актуальности и в настоящее время. Дело в том, что они дают возможность частично моделировать не только процессы, происходящие в плазменной короне, такие, как поглощение, рассеяние, теплоперенос и т.д. и т.п., но и изучать (например, в экспериментах с фольгами) отдельные аспекты процессов ускорения и устойчивости сжатия оболочечных мишеней и исследовать физические процессы при непрямом сжатии.

Первая половина 70-х гг. связана с началом разработки методов сферического облучения мишеней и развития концепции сжатия термоядерного топлива (см. обзор [7]). В 1971 г. в Физическом институте осуществляется запуск первого в мире многоканального лазера на неодимовом стекле с последовательно-параллельной системой усиления, предназначенного для сферического нагрева и сжатия мишеней [8]. На этой девятиканальной установке с энергией в несколько сотен джоулей, впоследствии получившей название "Кальмар", были проведены первые эксперименты по нагреву сплошных сферических мишеней из  $CD_2$  [8]. Был зарегистрирован рекордный выход DD-нейтронов ( $N \sim 10^7$  нейтронов за вспышку), а также обнаружены нейтроны, соответствующие DT-реакции [9].

Вторая половина 70-х — начало 80-х гг. характеризуются быстрым развитием экспериментальных исследований в лазерном термоядерном синтезе. Во многих лабораториях мира осуществляется запуск многолучевых лазеров с энергией  $10^3 - 10^4$  Дж, предназначенных для нагрева и сжатия сферических мишеней (подробный анализ лазерных систем в нашей стране и за рубежом по состоянию на указанный период см. в работе [10]). Так, в Физическом институте была запущена шестиканальная установка на неодимовом стекле "Дельфин-1" [11] с энергией  $E_L \approx 3 \cdot 10^3$  Дж, на которой с 1981 г. начались эксперименты по сжатию высокоаспектных оболочечных мишеней [12, 13]. Создаются национальные программы по лазерному термоядерному синтезу в США и Японии, широким фронтом проводятся исследования во Франции, Англии и других странах. И наконец, в начале 1985 г. в Ливерморской национальной лаборатории в США завершается создание крупнейшей в настоящее время лазерной установки "Нова" с запланированными параметрами [14] ( $E_L \approx 1,2 \cdot 10^5$  Дж;  $\tau_L \approx 1$  нс при  $\lambda = 1,06$  мкм), уже близкими к необходимым для достижения порога физически выгодной термоядерной реакции "брейквивена". На этих установках начинается планомерное изучение фактически всех сторон процессов нагрева и сжатия сферических мишеней. Однако выявился разный подход к проблеме в исследованиях, проводимых в Физическом институте, с одной стороны, и в лабораториях США, Англии и Японии — с другой. Так, исследования, проводимые на первоначальном этапе в США, в основном базировались на схеме, предложенной специалистами из Ливерморской Национальной лаборатории, для реализации которой [15] требовался сильно профилированный лазерный импульс. Перепад плотности потока излучения на мишени в этой схеме сжатия составлял более пяти порядков величины при максимальной плотности потока  $q_{\max} \approx 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, причем половина лазерной энергии должна была выделиться за время порядка  $10^{-3} \tau_L$ . Все это долж-

но обеспечивать необходимую для адиабатического сжатия форму импульса давления и создавать условия для распространения волны сжатия впереди тепловой волны. Предсказывалось [15], что в такой схеме изэнтропического сжатия возможно достижение плотностей  $\rho \approx 10^4$  г/см<sup>3</sup> в сплошной мишени из DT-льда, а порог достижения физически выгодной термоядерной реакции составляет всего лишь  $E_{\text{п}} \approx 10^3$  Дж. Дальнейшие исследования, как теоретические, так и экспериментальные, показали абсолютную практическую нереализуемость этой схемы (мы не будем здесь на этом останавливаться; подробнее см. в [7]). Так или иначе, работа [15] сыграла заметную роль в развитии работ по лазерному термоядерному синтезу; программы экспериментальных исследований во многих лабораториях США, Англии и других стран были сориентированы на исследования нагрева и сжатия микросфер короткими ( $\tau_{\text{п}} \approx 10^{-10}$  с) световыми импульсами при высоких плотностях потока ( $q \approx 10^{15} \div 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>) греющего излучения. Эксперименты, выполненные в таких условиях с тонкостенными газонаполненными микросферами (режим получил название "взрывающаяся оболочка" вследствие того, что большое количество быстрых электронов и жестких рентгеновских квантов, генерируемых в короне мишени при больших плотностях потока, прогревали оболочку еще на начальной стадии движения) позволили достичь температуры сжимаемого газа  $T \approx 5 \div 10$  кэВ при, однако, сравнительно невысоких его плотностях ( $\rho < 1$  г/см<sup>3</sup>) (см. обзор [7]).

Другая схема изэнтропического сжатия была предложена теоретиками Физического института и Института прикладной математики в работе [16], сыгравшей принципиальную роль в развитии лазерного термоядерного синтеза. Особенностью этой схемы, получившей название "сжимающаяся оболочка", явилось то, что мишень облучалась лазерным импульсом простой формы при сравнительно невысоких плотностях потока ( $q \approx 10^{14} \div 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>); при этом доля поглощенной энергии, трансформирующаяся в быстрые электроны и жесткие рентгеновские кванты, приводящие к прогреву топлива, невелика. Предполагалось [16] подбирать слои тонкостенной оболочечной мишени таким образом, чтобы обеспечить инициирование термоядерной вспышки в центральной области сжатого топлива и распространение зоны горения на его периферию. Предсказывалось [16], что в такой схеме возможно достижение больших коэффициентов усиления по энергии ( $10^2 - 10^3$ ). Дальнейшие исследования показали практическую реализуемость этой схемы, и в настоящее время она является основой концепции прямого сжатия в лазерном термоядерном синтезе.

Первые эксперименты в режиме "сжимающейся оболочки" были начаты в Физическом институте в 1975 г. на установке "Кальмар" сперва с полыми [17-20], а затем и с наполненными дейтериевым газом микросферами [20, 21]. В этих экспериментах была доказана возможность достижения высоких коэффициентов поглощения греющего излучения в короне сферических микросфер; реализовано устойчивое сжатие оболочечных мишеней с аспектным отношением  $R/\Delta R \gtrsim 30$  (проблема устойчивости процесса сжатия является принципиальной для инерциального синтеза); достигнуты рекордные плотности сжимаемого дейтерия

$\rho \approx 6 \div 8 \text{ г/см}^3$  (см. [21–25], а также [7]). В дальнейшем переход к экспериментам по достижению высоких плотностей в схемах с прямым сжатием (в режиме "сжимающейся оболочки" или близких к нему) был осуществлен и в других лабораториях, и к началу 80-х гг. плотности  $\rho \approx \approx 10 \text{ г/см}^3$  были достигнуты на нескольких установках с энергией  $E_{\text{л}} \approx \approx 10^2 \div 10^3 \text{ Дж}$  (см. [7]). Дальнейший прогресс в экспериментах по прямому сжатию был связан с развитием систем уменьшения пространственной когерентности (см., например, [26–29]), приводящим к существенному улучшению однородности облучения мишеней, которая достигла, например, на 24-канальной установке "Омега" Рочестерского университета величины в несколько процентов. На "Омеге", а также на 12-канальном неодимовом лазере "Гекко-12" Осацкого университета достигнуты рекордные к настоящему времени для прямого сжатия плотности газа  $\rho \approx 20 \text{ г/см}^3$  [30, 31]. Вместе с тем нейтронный выход в экспериментах [30] (см. также [31]) при больших степенях сжатия был на два–четыре порядка величины меньше, чем предсказывалось одномерными теоретическими расчетами. Очевидно, что такое уменьшение связано как с неоднородным облучением мишени, так и с развитием гидродинамических неустойчивостей в процессе сжатия. Нужно отметить, что из-за отсутствия методов диагностики однородности распределения абляционного давления по поверхности мишени в настоящее время не удается сделать достоверных количественных выводов о характере развития гидродинамических неустойчивостей в процессе сжатия оболочки. Вместе с тем решение именно этой экспериментальной задачи является принципиально важным для определения перспективы режима прямого сжатия в проблеме лазерного термоядерного синтеза.

В конце 70-х гг. в экспериментальном плане начинается разработка концепции непрямого сжатия. Она основана на предварительной конверсии поглощенной лазерной энергии в тепловое излучение плазмы, "заключаемое" в полость ("хольраум"), внутри которой помещается сжимаемая микросфера. К ожидаемым преимуществам такой схемы относятся возможность достижения более высокой однородности распределения поглощенной энергии по поверхности мишени, упрощение схемы лазера и условий фокусировки и т.п. [32]. Эксперименты в режимах непрямого сжатия начались в Ливерморской национальной лаборатории, а несколько позднее в Осацком университете с мишенями типа "Кэн-нон-болл". В 1979 г. на установке "Шива" была достигнута плотность сжатого газа  $\rho \approx 20 \text{ г/см}^3$  [33], а в 1984 г. на установке "Новетта" – плотность  $\rho > 20 \text{ г/см}^3$  [34]. В этот же период начинается интенсивное исследование физических процессов, протекающих при радиационном сжатии мишеней. Очевидно, что одним из принципиальных моментов для непрямого сжатия является эффективность трансформации поглощенной энергии в мягкое рентгеновское излучение, и именно этому уделяется большое внимание в исследованиях многих групп. Было экспериментально показано [35–37], что для плотностей потока  $q \approx 10^{14} \text{ Вт/см}^2$  коротковолнового излучения ( $\lambda \lesssim 0,5 \text{ мкм}$ ) и мишеней с большим атомным номером коэффициент конверсии может достигать  $K \approx 70 \div 80\%$  как для плоских, так и для сферических мишеней. Интенсивно изучается физика "хольраума"; особенное внимание уделяется [32] распре-

делению поглощенной лазерной энергии, температуре и ее распределению в полости, спектру излучения и однородности распределения потока теплового излучения по поверхности микросферы, причем эксперименты проводятся как в сферической, так и в плоской геометрии [38–41]. (Отметим, что эксперименты по непрямоу сжатию в США проводятся в закрытом порядке.)

Очевидной тенденцией исследований последних лет является переход к использованию коротковолнового лазерного излучения ( $\lambda \lesssim 0,5$  мкм) при умеренных плотностях потока ( $q \lesssim 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>). Практическая возможность перехода к нагреву плазмы коротковолновым излучением связана в первую очередь с тем, что коэффициенты конверсии излучения неодимового лазера с длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм в излучение второй и третьей гармоник с помощью нелинейных кристаллов достигают значений 70–80% для широкоапертурных пучков [42, 43]. В настоящее время фактически все крупные лазерные установки на неодимовом стекле снабжены системами умножения частоты. Кроме того, большое развитие получили в последние годы и эксимерные KrF-лазеры с длиной волны излучения  $\lambda \approx 0,25$  мкм. Так, заморожена программа по нагреву плазмы длинноволновым излучением электроионизационного CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм) в Лос-Аламосской Национальной лаборатории [44], в задачи которой поставлено создание KrF-лазера мегаджоульного уровня [45]. Развиваются KrF-лазеры и проводятся исследования по нагреву плазмы в других лабораториях [46, 47].

Физической причиной преимущества использования коротковолнового излучения для нагрева и сжатия микросфер является то, что с уменьшением длины волны увеличивается поглощение падающей световой волны в плазменной короне и возрастают абляционное давление и коэффициент гидродинамической передачи; на несколько порядков уменьшается доля быстрых электронов, генерируемых в плазменной короне, что является чрезвычайно выгодным для режимов как прямого, так и непрямого сжатия (подробнее см. в обзоре [7], а также в [48–50]). Для непрямого сжатия является принципиальным и то, что с укорочением длины волны увеличивается конверсия поглощенной плазмой энергии в мягкое рентгеновское излучение. Нужно, правда, иметь в виду, что уменьшение расстояния между зоной поглощения и абляционной поверхностью при коротковолновом нагреве накладывает более жесткие требования на степень однородности облучения мишеней в режиме прямого сжатия.

Остановимся несколько более подробно на результатах, полученных в 1986–1988 гг. на крупнейшей в настоящее время лазерной установке "Нова" при энергии лазера  $E_L = 2 \cdot 10^4$  Дж на длине волны  $\lambda = 0,35$  мкм,  $\tau_L \approx 1$  нс. Можно разделить эти результаты на две группы. К первой относится серия опытов в режиме "взрывающейся оболочки" с высокоскоростными мишенями ( $2R \approx 1000$  мкм,  $\Delta R \approx 2$  мкм) [51], в которых были зарегистрированы ионная температура сжатого газа  $T_i \approx 8 \div 10$  кэВ, плотность  $\rho \lesssim 0,5$  г/см<sup>3</sup> ( $\rho r \approx (1 \div 2) \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>2</sup>) и нейтронный выход  $N \approx 2 \cdot 10^{13}$  DT-нейтронов (максимальный нейтронный выход на установках лазерного термоядерного синтеза был достигнут на установке "Текко-12" и составил  $N \approx 4 \cdot 10^{13}$  DT-нейтронов). Хотя режим, в ко-

тором проводились эксперименты, не дает возможности экстраполировать результаты на мишени с большим коэффициентом усиления, целесообразность их проведения обуславливалась нуждами диагностики [32].

Вторая группа экспериментов связана с достижением высоких плотностей сжимаемого топлива при непрямом сжатии. Были достигнуты [32] плотности  $\rho \approx 20 \div 30 \text{ г/см}^3$  при значении  $nt \approx (2 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ . Ионная температура DT-газа составила  $T_i \approx 1,5 \div 2 \text{ кэВ}$  при нейтронном выходе  $N \approx (0,5 \div 2) \cdot 10^{11}$  нейтронов. Величины как  $nt$ , так и  $T_i$  были в несколько раз выше тех, что были получены на "Шиве" и "Новетте" [33, 34, 52] при больших длинах волн греющего излучения. В работе [32] дается оценка, что однородность потока рентгеновского излучения по поверхности микросферы в полости составляет 1–2%, при этом полученные результаты находятся в хорошем согласии с одномерными расчетами, что говорит о слабом влиянии гидродинамических неустойчивостей на конечные параметры сжатого вещества. Последнее обстоятельство представляется особенно важным потому, что физические условия экспериментов на "Нове" были выбраны таким образом, чтобы осуществлялось моделирование будущих опытов с мишенями с большим коэффициентом усиления [32].

Кратко проведем итоги результатов экспериментальных исследований в лазерном термоядерном синтезе за последнее десятилетие. Исследования различных аспектов нагрева и сжатия мишеней на уровне лазерной энергии  $10^2 - 10^5 \text{ Дж}$ , проводившиеся в широком диапазоне длин волн и плотностей потоков греющего излучения, показали следующее:

- существуют условия, при которых реализуется высокое поглощение излучения в плазменной короне (90%) при весьма малых значениях числа и энергии быстрых частиц для характерных размеров мишеней  $L/\lambda \approx 1000$  (здесь  $L$  – размер мишени,  $\lambda$  – длина волны греющего излучения), близких к размерам мишеней с большими коэффициентами термоядерного усиления;

- достигнуты абляционное давление  $\rho \approx 100 \text{ Мбар}$  и скорости схлопывания микросфер  $u > 200 \text{ км/с}$  при значениях гидродинамического КПД порядка 10%;

- коэффициент конверсии в рентгеновское излучение достигает в определенных условиях значений  $K \approx 80\%$ , что принципиально важно для режима непрямого сжатия;

- прогресс в развитии лазерных систем и конструкций мишеней позволил обеспечить степень однородности облучения сжимаемой оболочки 1–2% как при прямом, так и при непрямом сжатии; при этом в обоих режимах достигнуты плотности сжатого газа  $\rho \approx 20 \div 30 \text{ г/см}^3$ .

Таким образом, вся совокупность полученных к настоящему времени экспериментальных результатов и их анализ, безусловно, указывают на практическую реализуемость следующего этапа в развитии лазерного термоядерного синтеза – достижение плотностей сжатого газа  $\rho \approx 200 \div 300 \text{ г/см}^3$  и осуществление зажигания мишени на уровне лазерной энергии  $E_{\text{л}} \approx 200 \text{ кДж}$ .

Можно ожидать, что близко к порогу зажигания удастся подойти как на установке "Нова", когда она будет выведена на запланированные параметры, так и на установке следующего поколения семейства "Гекко"



( $E_n = 100$  кДж,  $\lambda \approx 0,35$  мкм), создание которой планируется в Осаком университете в рамках проекта "Конго" [53].

В то же время интенсивно разрабатывается элементная база и создаются проекты лазерных установок мегаджоульного уровня [45, 54, 55], на которых будет возможно проведение экспериментов с мишенями с большим коэффициентом термоядерного усиления. Нужно сказать, что запуск установок такого масштаба не только приблизит возможность создания термоядерного реактора на основе лазерного термоядерного синтеза, но и предоставит в распоряжение исследователей уникальный физический объект — микровзрыв с энерговыделением  $10^7$ – $10^9$  Дж, мощный источник нейтронного, нейтриноного, рентгеновского и  $\gamma$ -излучений. Это будет иметь не только большое общезначение (возможность исследования вещества в экстремальных состояниях, физики горения, уравнения состояния, лазерных эффектов и т.д.), но и позволит решить ряд специальных задач прикладного характера (см., например, [56]).

### § 1.2. Проблема диагностики плотной плазмы

Плазма, образующаяся при нагреве и сжатии оболочечной мишени лазерным излучением, уникальна и, вообще говоря, не имеет аналогов в лабораторных условиях. Поэтому для исследования такой плазмы потребовалась разработка специфической диагностики, основанной во многих случаях на новых физических принципах и имеющей мало общего с тем, что было разработано для системы с магнитным удержанием. Рассмотрим в самых общих чертах характерные требования, накладываемые на используемые диагностические методы, тесно связанные со свойствами исследуемого объекта. Конфигурация плазмы и ее параметры в сильной степени зависят от параметров лазерного излучения и конструкций мишени, т.е. от режима сжатия. Наше рассмотрение построим на примере режима низкоэнтропийного прямого сжатия.

В результате взаимодействия греющего излучения с веществом оболочки образуется плазменная корона со спадающим профилем плотности, разлетающаяся навстречу лучу лазера с характерными скоростями  $v \approx 10^7 \div 10^8$  см/с. Греющее излучение распространяется в глубь мишени лишь до области с электронной плотностью, называемой критической, где частота лазерного излучения сравнивается с плазменной. Значение критической плотности  $n_c$  связано с частотой как  $n_c \approx \omega_0^2$  и, например, для излучения с длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм составляет  $n_c = 10^{21}$  см $^{-3}$ . Как уже отмечалось, характерные размеры плазменной короны в эксперименте достигают значений  $L/\lambda \approx 1000$ . За счет теплопроводности энергия, поглощенная плазмой в области с электронной плотностью  $n_e \ll n_c$ , передается в более плотные слои, где происходит абляция вещества мишени. Оставшаяся неиспаренная часть оболочки ускоряется к центру, сжимая и нагревая содержащееся в ней топливо. Скорость сжатия, необходимая для достижения плотностей сжимаемого газа  $\rho \approx 200$  г/см $^3$ , имеет значения  $u \approx (2 \div 3) \cdot 10^7$  см/с; время схлопывания микросферы составляет от 1 нс до нескольких наносекунд. Время жизни сжатого ядра мишени (время "инерциального удержания" сверхплотной плазмы) еще меньше и в зависимости от параметров опыта составляет  $\tau \approx 10^{-10} \div 10^{-11}$  с при характерных размерах

Таблица 1.1

Пространственное разрешение	$\Delta x \approx 10^{-4}$ см
Временное разрешение	$\Delta \tau \approx 10^{-12}$ с
Диапазон измеряемых температур	$10^{-1} < T < 10^4$ эВ
Диапазон измеряемых электронных плотностей плазмы	$10^{16} \leq n \leq 10^{25}$ см $^{-3}$
Диапазон регистрируемых энергий квантов	$10^{-1} \leq h\nu \leq 10^6$ эВ
Диапазон регистрируемых энергий частиц	$\sim 10^2 \leq E \leq 2 \cdot 10^7$ эВ

$x \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$  см. Все это накладывает весьма жесткие ограничения на требуемые пространственное и временное разрешения применяемых диагностических методов (табл. 1.1).

Обратимся теперь к рис. 1.1, на котором представлены диапазоны возможного изменения температуры  $T$  и плотности плазмы  $\rho$  для режима прямого сжатия мишени. Разделим мишень на четыре области. С одной стороны, это разделение весьма условно, с другой стороны, как это будет показано в последующих главах, диагностика каждой из них имеет свои специфические особенности. К первой из них относится плазменная корона с плотностью электронов  $n_e \leq n_c$  — это область 1 (рис. 1.1), где происходит поглощение и рассеяние греющего лазерного излучения, развиваются многочисленные нелинейные механизмы взаимодействия мощного излучения с плазмой и происходит генерация быстрых частиц. Для исследования интерес представляет область с плотностями электронов на несколько порядков величины меньше критической (на рис. 1.1, носящем качественный характер, критическая плотность дана для греющего излучения с длиной волны  $\lambda = 1$  мкм, диаграмма построена для вещества с небольшим атомным номером, степень ионизации не зависит от температуры). Температура в плазменной короне практически постоянна и меняется от значе-

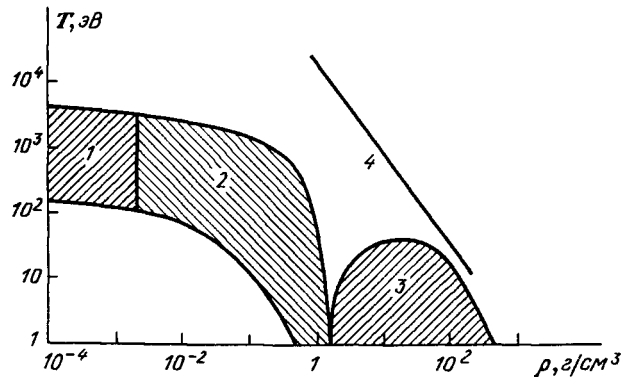


Рис. 1.1. Диапазоны изменений плотности  $\rho$  и температуры  $T$  плазмы для низкоэнтропийного режима прямого сжатия мишени: 1 — диапазон изменения параметров плазменной короны; 2 — параметры в области между критической и абляционной поверхностями; 3 — область "холодной" оболочки; 4 — верхняя граница параметров сжатия ядра мишени

ния  $T \approx 10^2$  эВ при плотностях потока  $q \approx 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> до  $T \approx 10^3$  эВ при  $q \approx 10^{15} \div 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Область 2 на рис. 1.1 — это область между критической и абляционной поверхностями с характерным размером в несколько микрометров, в этой области температура спадает от значений температуры в плазменной короне на три — четыре порядка величины, т.е. до долей электронвольта. Область 3 — это оставшаяся неиспаренной и сжатая до плотностей, во много раз превышающих плотность твердого тела, оболочка, температура которой мала и составляет  $T \approx 10^{-1} \div 10$  эВ. И, наконец, область сжатого топлива, возможные значения температуры и плотности которого лежат левее прямой 4 на рис. 1.1. Параметры сжатого ядра определяются не столько достигнутым абляционным давлением на внешней поверхности мишени и ее конструкций, сколько устойчивостью микросферы в процессе сжатия.

Не вдаваясь в детали (подробно это будет обсуждаться в последующих главах), отметим, что диагностика всех областей, быть может, за исключением плазменной короны, вызывает существенные, иногда принципиальные сложности. Так, проблемы диагностики вблизи абляционной поверхности связаны с наличием очень сильных градиентов температуры и плотности, а также со сложностью в интерпретации наблюдаемых явлений. Впрочем, последнее обстоятельство относится ко всем областям мишени. Проблема диагностики сверхсжатой и слабоионизованной неиспаренной части микросферы решается фактически в настоящее время только с помощью методов сверхскоростного рентгеновского зондирования и, вообще говоря, требует развития интерферометрии в рентгеновском диапазоне, что практически крайне затруднено.

Принципиальные сложности возникают и при диагностике параметров сжатого ядра мишени. Дело в том, что окружающая ядро "холодная" оболочка с плотностями, во много раз превышающими плотности твердого тела, непрозрачна как для заряженных частиц (в том числе и продуктов термоядерных реакций), так и для рентгеновского излучения (см. гл. 11).

Отметим, что наше краткое рассмотрение мы проводим на основе режима прямого сжатия. Хотя принципиально диагностика мишеней для непрямого сжатия имеет те же особенности и проблемы, практическая ее реализация еще более затруднительна из-за усложненной конструкции мишени непрямого сжатия.

Заканчивая рассмотрение рис. 1.1, отметим, что принципиальной проблемой, если рассматривать лазерную мишень в процессе нагрева и сжатия как единое целое, является необходимость создания диагностического комплекса для измерения температуры плазмы в пределах примерно пяти порядков величины и плотности, изменяющейся почти на десять порядков величины, с высоким временным и пространственным разрешением в каждом опыте (см. табл. 1.1 и рис. 1.1). Необходимость одновременного измерения плазменных параметров в каждом эксперименте связана не только с недостаточной воспроизводимостью параметров лазерного излучения (импульса, однородности облучения и т.п.) и мишени, но и принципиальной невозможностью локальных параметров мишени от вспышки к вспышке из-за развития как гидродинамических, так и ряда других неустойчивостей.

Основой диагностики плазмы, в том числе и плазмы, создаваемой с помощью лазеров, является регистрация с пространственным, временным и энергетическим разрешением потоков квантов и корпускул. С этой точки зрения диагностика плазмы лазерных мишеней также крайне затруднена, так как существует необходимость измерения параметров излучения и частиц, как заряженных, так и нейтральных, в очень широком энергетическом интервале (см. табл. 1.1).

Несмотря на указанные выше проблемы, последние 10–15 лет происходит быстрое развитие универсальных методов диагностики плотной плазмы и создание крупных диагностических комплексов на многоканальных лазерных установках. Отметим, что диагностика плотной плазмы получила развитие не только в центрах, ведущих крупные программы по лазерному термоядерному синтезу [57–59], но и в небольших лабораториях и университетах (см. обзор [7] и [60]).

Развитие получили методы не только для диагностики лазерных мишеней, но и для исследования физических процессов и явлений, сопровождающих лазерный нагрев плотной плазмы. К таковым относятся, например, ударные волны, формирующиеся в окружающей мишень остаточном газе и распространяющиеся со скоростями  $v \approx 10^7 \div 10^8$  см/с [61, 62]. Развивается диагностика для исследования сред с инверсной заселенностью – рентгеновских лазеров [63, 64] и т.п.

В заключение отметим, что как рассмотрение этой главы, так и последующих глав, основывается на физических процессах, протекающих в мишенях при сравнительно небольшом термоядерном выходе. При достижении же заметного выхода, и особенно для мишеней с большим коэффициентом усиления, радикально изменится характер физических процессов в мишени и, следовательно, потребуются развитие принципиально новых методов ее диагностики. Концептуальный анализ возможных методов исследования плазмы мишеней с большими коэффициентами усиления уже проводится (см., например, [65]). Тем не менее экспериментальные исследования, которые предстоит осуществить в 90-х гг., будут основываться на методах диагностики, описанных в последующих главах.

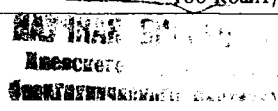
**МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ  
СИЛЬНО-НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ**

625895

Оптические методы диагностики плазмы нашли широкое применение в экспериментальных исследованиях на установках инерциального термоядерного синтеза. Использование лазеров в качестве световых источников зондирования привело не только к развитию и усовершенствованию традиционной оптической плазменной диагностики, но и к разработке принципиально новых диагностических методов. В настоящее время используемые на крупных установках оптические комплексы позволяют получать двумерные изображения плазмы (теневые и интерферометрические) с высоким пространственным разрешением ( $d < 10^{-4} \div 10^{-3}$  см) при жесткой синхронизации (погрешность  $\Delta t \lesssim 10^{-11} \div 10^{-10}$  с) экспозиции, обеспечивающей временное разрешение  $\delta t \approx 10^{-11}$  с. Особо следует отметить возможность зондирования на нескольких длинах волн и одновременно в различных направлениях. Регистрация пространственного распределения показателя преломления плазмы, основной вклад в который вносит электронная компонента, лежит в основе метода определения эволюции профиля плотности и расчета важнейших гидродинамических параметров плазмы. Измерение фарадеевского вращения плоскости поляризации зондирующего пучка используется для исследования спонтанных магнитных полей в плазменной короне.

Задачи, которые предполагается решить в экспериментах ближайшего будущего, требуют непрерывного совершенствования методов зондирования плазмы мишеней инерциального термоядерного синтеза. Ниже приведены основные параметры, которыми должна обладать аппаратура такого оптического измерительного комплекса.

Длительность экспозиции кадра	< 50 пс
Интервал между кадрами	< 100 пс
Пространственное разрешение по кадру	200 × 200 элементов
Число кадров	5 – 10
Динамический диапазон	> 300
Спектральный диапазон	Видимый, ультрафиолетовый, рентгеновский
Обработка изображений	Микроденситометр, управляемый ЭВМ (объем информации ~ 100 кбайт/кадр)



### § 2.1. Особенности оптического зондирования неоднородной плотной плазмы

В основе большинства методов оптического зондирования лежит один общий принцип: изменение плотности просвечиваемой среды приводит к локальным изменениям абсолютного значения показателя преломления, которые в свою очередь оказывают воздействие на распространение световых лучей. При помощи соответствующей оптической аппаратуры это воздействие преобразуется в изменение освещенности фотодетектора.

Такова общая схема методов оптического зондирования плазмы, причем она применима и для случая зондирования в рентгеновском диапазоне. Однако в дальнейшем под оптическим зондированием будем понимать лишь диапазон видимого и ультрафиолетового излучения. Такое разделение может быть оправдано тем, что для рентгеновского диапазона еще не нашли широкого применения рефрактометрические методы (в основном из-за отсутствия необходимой рентгенооптической аппаратуры); поэтому в данном методе используется явление поглощения электромагнитного излучения плотными слоями мишени. Специфические особенности применения рентгеновского зондирования плазмы рассматриваются в гл. 7.

**2.1.1. Изображение оптической неоднородности.** Интерпретация получаемых оптических изображений основывается на том, что поглощением можно пренебречь, а влияние исследуемой неоднородности и действие оптической системы поддаются описанию с помощью представлений геометрической оптики (особенности метода измерения магнитных полей по фарадеевскому вращению плоскости поляризации зондирующего излучения рассматриваются в § 2.5).

Для того чтобы определить, в каких пределах могут быть использованы эти идеализированные допущения, необходим анализ с позиций физической

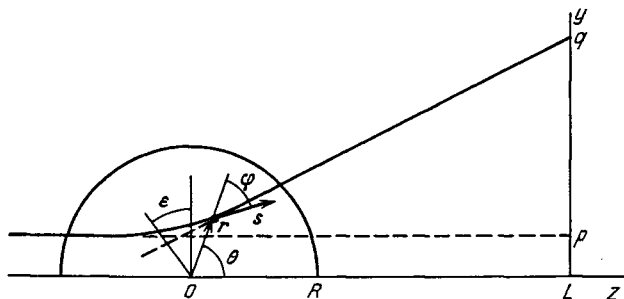


Рис. 2.1. Распространение зондирующего луча в оптической неоднородности

оптики [1]. Следует отметить, что область применимости современных оптических методов диагностики плотной неоднородной плазмы практически полностью удовлетворяет ограничениям геометрической оптики, т.е. длина зондирующей волны много меньше характерного размера неоднородности. Исключения могут представлять исследования вблизи области с критической плотностью электронов (например, эллипсометрические измерения отраженного плазмой излучения [2]).

В рамках геометрической оптики траектория луча от источника до экрана (рис. 2.1) определяется законом Ферма, согласно которому первая вариация интеграла от локального значения показателя преломления  $n(x, y, z)$ , взятого вдоль пути луча, должна быть равна нулю:

$$\delta \int n(x, y, z) ds = 0, \quad (2.1)$$

где  $s$  обозначает длину пути. Уравнения Эйлера, являющиеся решением этой вариационной задачи, представляют собой векторную форму дифференциальных уравнений для световых лучей [1]:

$$\frac{d}{ds} \left( n \frac{dr}{ds} \right) = \text{grad } n, \quad (2.2)$$

где  $r$  — радиус-вектор произвольной точки луча.

**2.1.2. Симметричные неоднородности.** Для диагностики плазмы большое значение имеет частный случай распространения лучей в среде, обладающей центральной симметрией, показатель преломления которой зависит только от расстояния до фиксированной точки  $O$ . Используя (2.2), нетрудно показать, что  $\frac{d}{ds} (r \times ns) = 0$ ; при этом учитываем, что

$$\frac{dr}{ds} = s \quad \text{и} \quad \text{grad } n = \frac{r}{r} \frac{dn}{dr}. \quad (2.3)$$

Следовательно,  $r \times ns = \text{const}$ . Отсюда следует, что все лучи являются плоскими кривыми, лежащими в плоскости, проходящей через начало координат, и что вдоль каждого луча выполняется условие

$$nr \sin \varphi = \text{const}, \quad (2.4)$$

где  $\varphi$  — угол между радиус-вектором  $r$  и касательной к траектории луча, причем  $r \sin \varphi = p$  является прицельным параметром (рис. 2.1). Соотношение (2.4) называют формулой Бугера. Формула Бугера может применяться и для часто реализуемого на практике случая осевой симметрии, при этом (2.4) применяется каждый раз отдельно для различных сечений, перпендикулярных оси симметрии.

В явном виде уравнения световых лучей в осесимметричном случае можно получить, применяя соотношение из аналитической геометрии для угла между радиус-вектором точки на плоской кривой и касательной в этой точке [3]:

$$\sin \varphi = r(\theta) \left[ r^2(\theta) + \left( \frac{dr}{d\theta} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (2.5)$$

Из (2.4) и (2.5) получаем

$$\frac{dr}{d\theta} = \frac{r}{c} (n^2 r^2 - c^2)^{1/2}, \quad (2.6)$$

где  $c$  — постоянная, равная произведению прицельного параметра луча на показатель преломления вне плазмы ( $c = pn_0$ ). Интегрируя (2.6), запи-

шем уравнение лучей

$$\theta = c \int_p^R \frac{dr}{r(n^2 r^2 - c^2)^{1/2}}, \quad (2.7)$$

где  $R$  – внешняя граница плазмы. Отметим, что уравнение (2.7) является одним из основных в методах оптического зондирования плотной плазмы. В частности, нетрудно показать, что положение луча (величина  $q$ ) на экране на расстоянии  $L$  от оси симметрии можно найти из соотношения

$$p = q \cos \epsilon - L \sin \epsilon, \quad (2.8)$$

где  $\epsilon = \theta(R) - \varphi(R)$  – угол рефракции луча при прохождении неоднородного объекта. Поскольку  $\varphi(R) = \arcsin(p/R)$  – параметр входа луча в неоднородность, угол  $\epsilon$  может быть найден при интегрировании (2.7). Задачей методов, основанных на измерении рефракции оптических лучей в неоднородной плазме (теневого фотографирование), является разработка алгоритма, позволяющего от измерений распределения интенсивности  $I(y)$  на экране переходить к распределениям  $\epsilon(p)$  и далее к  $n(r)$ . Отметим, что не все распределения  $n(r)$  позволяют однозначно произвести переход  $I(y) \rightarrow \epsilon(p)$ , кроме того, согласно (2.8), важную роль при этом играет правильный выбор параметра  $L$ .

**2.1.3. Плазма как оптическая неоднородность.** В случае высокоионизованной плотной плазмы показатель преломления  $n$  определяется лишь концентрацией электронов  $n_e$  [4]:

$$n(r) = [1 - n_e(r)/n_c]^{1/2}, \quad (2.9)$$

где  $n_c = \pi m_e c^2 / (e^2 \lambda^2) \approx 1,1 \cdot 10^{13} \lambda^{-2} \text{ см}^{-3}$  – критическая плотность электронов для излучения с длиной волны  $\lambda$ , где  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона,  $c$  – скорость света. Очевидно, что диапазон измеряемых электронных плотностей плазмы непосредственно зависит от выбора длины волны зондирующего излучения. При этом исследование плотной плазмы ( $n_e \approx 10^{19} \div 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) становится возможным при использовании коротковолновых источников света.

В различных применениях устройства используемой оптической системы зондирования плазмы и фоторегистрации существенно различаются, поскольку они диктуются конкретными требованиями эксперимента. Однако при разнообразии систем в каждой из них можно выделить три основные части: источник света, формирующую оптику (интерферометр, поляриметр, объектив, визуализирующую диафрагму) и фотоприемник. Разрабатывая ту или иную оптическую методику, следует уделять должное внимание каждой из этих составных частей. Ниже мы подробно рассмотрим современное состояние, проблемы и перспективы развития оптических методов зондирования плазмы, выделив в отдельные параграфы лазерные источники (§ 2.2), теневой и шпирен-методы (§ 2.3), интерферометрию (§ 2.4), поляриметрию (§ 2.5). Проблемы обработки изображений, получаемых при зондировании плазмы, обсуждаются на примере наиболее развитого метода – интерферометрии (§ 2.6).



## § 2.2. Лазерные источники зондирующего излучения

Рассмотрим, каким образом требования к световому источнику зависят от длины волны зондирующего излучения и от характера пространственного распределения плотности исследуемой плазмы. Сокращение длины волны зондирующего излучения приводит к уменьшению углов рефракции  $\epsilon$  лучей в неоднородной плазме:  $\epsilon \sim n_e \lambda^2 L/a$ , где  $a$  — характерный пространственный размер плазмы в направлении, перпендикулярном распространению зондирующего луча (рис. 2.2). Это обстоятельство позволяет, во-первых, использовать в эксперименте менее светосильные объективы и, во-вторых, упростить процедуру обработки.

**2.2.1. Пространственное разрешение.** Влияние продольных размеров плазмы на пространственное разрешение в регистрируемом изображении становится менее значительным с уменьшением длины волны. Так, оценкой минимально разрешаемого элемента при учете дифракции в протяженном объекте может служить величина [5]

$$d = (\lambda L)^{1/2}, \quad (2.10)$$

которая для случая интерферометрии является одновременно оценкой минимальной ширины  $b$  интерференционных полос в наиболее плотной области плазмы, поддающейся исследованию:  $b \approx \lambda/\epsilon \approx d$ . Отсюда следует оценка предельного угла рефракции  $\epsilon_{\max} \approx (\lambda/L)^{1/2}$  и максимальной электронной концентрации, измеряемой с помощью интерферометрического зондирования:

$$n_{\max} \lesssim aK(\lambda L)^{-3/2}, \quad (2.11)$$

где  $K \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$  [6].

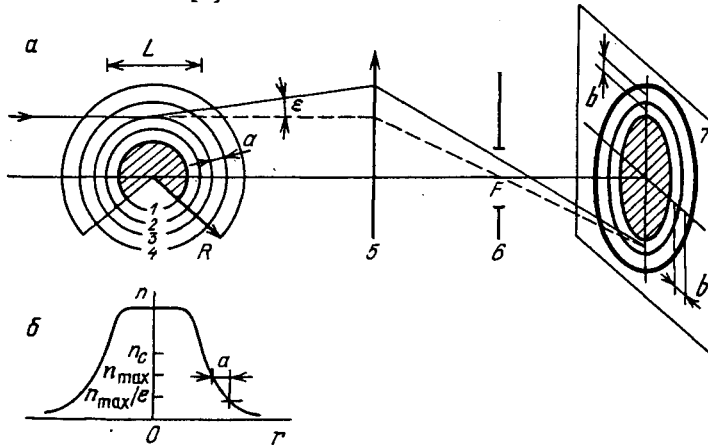


Рис. 2.2. Схема оптического зондирования плотной неоднородной плазмы:  $a$  — распространение зондирующего луча при интерферометрии: 1–4 — поверхности неоспаренной части мишени, критической концентрации электронов  $n_c$ , предельной электронной концентрации  $n_{\max}$  и концентрации  $n_{\max}/\epsilon$  соответственно, 5 — объектив, 6 — апертурная диафрагма, 7 — плоскость регистрации интерферограмм,  $L$  — продольный размер плазмы,  $a$  — пространственный размер неоднородности плазмы,  $R$  — внешняя граница плазмы,  $\epsilon$  — угол рефракции зондирующего луча,  $F$  — положение фокальной плоскости объектива,  $b$  — ширина интерференционной полосы;  $b$  — пространственное распределение электронной концентрации плазмы сферических мишеней

**2.2.2. Яркость источника.** Зондирование плотной плазмы требует также выполнения определенных условий, накладываемых на яркостные характеристики светового источника. Поскольку высокотемпературная плазма сама является мощным источником света, то плотность светового потока  $q_0$  зондирующего излучения должна превосходить излучательную способность  $E_{\lambda, T}$  плазмы, которая вызывает нежелательную засветку фотодетектора. Учет применяемых светофильтров (спектральный диапазон  $\Delta\lambda_{\phi}$ ) и телесного угла  $\pi\epsilon^2$  используемой оптической системы позволяет оценить необходимую плотность зондирующего пучка:

$$q_0 > E_{\lambda, T}(\epsilon^2/2) \Delta\lambda_{\phi} \tau_{\text{пл}}/\tau, \quad (2.12)$$

где  $\tau_{\text{пл}}$  – время излучения плазмы,  $\tau$  – длительность зондирующего импульса. Считая плазму черным телом с температурой  $T$  ( $E_{\lambda, T} = 2\pi cT/\lambda^4$ ), можно получить оценку необходимой мощности лазерного излучения:

$$W_{\text{л}} > (c\pi^2/4) T(D^2/L) (\tau_{\text{пл}}/\tau) (\Delta\lambda_{\phi}/\lambda^3), \quad (2.13)$$

где  $D$  – диаметр зондирующего пучка. Подставляя в формулу (2.13) характерные для лазерной плазмы параметры  $T = 500$  эВ,  $L = 2 \cdot 10^{-2}$  см,  $\tau_{\text{пл}} = 3 \cdot 10^{-9}$  с,  $\Delta\lambda_{\phi} = 10$  нм, получим для зондирующего пучка диаметром  $D = 1$  см с  $\tau = 10^{-9}$  с при  $\lambda = 300$  нм  $W_{\text{л}} > 25 \cdot 10^4$  Вт (см. рис. 2.3). Оценка излучательной способности плазмы по формуле для тормозного излучения [7] ( $E_{\lambda, T}^{\text{торм}} \sim zn_e^2 \lambda^{-2} T_e^{-1/2}$ ) дает значение необходимой мощности  $W_{\text{л}}$  примерно на порядок величины ниже.

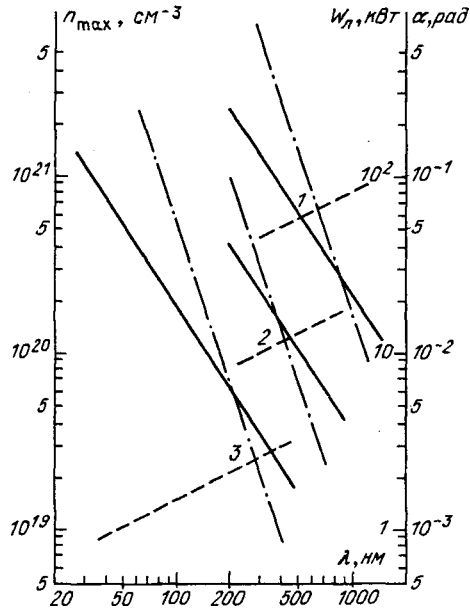
При определении требуемой мощности зондирующего излучения в экспериментах по нагреву плазмы с помощью лазеров следует учитывать влияние нелинейных эффектов, которые сопровождаются интенсивным свечением плазмы на частотах, являющихся гармониками греющего излучения. Наибольший коэффициент трансформации имеет излучение на частоте второй гармоники [8]. Кроме того, в некоторых экспериментах плазма одновременно облучается на основной частоте лазера и на частоте какой-либо гармоники [9], что приводит к значительному увеличению светимости более высоких гармоник. Поэтому в ряде случаев для зондирования становится невозможным использование эффекта умножения частот в нелинейном кристалле части греющего лазерного излучения и приходится разрабатывать специальные лазерные источники, длина волны которых лежит в желаемом спектральном диапазоне.

**2.2.3. Когерентность излучения.** Точность и производительность измерений, выполняемых с помощью интерферометров, во многом зависит от контрастности регистрируемой интерференционной картины. В связи с тем что временная когерентность излучения применяемых зондирующих лазеров достаточно высока (обычно требуемая спектральная ширина излучения  $\Delta\lambda \lesssim 1 \text{ \AA}$  [5], что вполне достижимо для современных лазеров), рассмотрим лишь пространственную когерентность лазерного пучка с расходимостью  $\alpha$ . Условием удовлетворительной контрастности является выполнение следующего соотношения [10]:

$$2\pi\alpha\Delta\phi/\lambda < \pi/2, \quad (2.14)$$

где  $\phi$  – угол между интерферирующими лучами ( $\phi \approx \epsilon$ ),  $\Delta\phi$  – расстройка фокусировки на плоскость локализации интерференционных полос ( $\Delta\phi \approx$

Рис. 2.3. Зависимость от длины волны предельных параметров зондирующего излучения (мощность  $W_{\text{л}}$  источника — штрихпунктирные линии; расходимость  $\alpha$  зондирующего пучка — штриховые линии) и максимальной концентрации электронов  $n_{\text{max}}$  измеряемой интерферометрическим методом (сплошные линии). В расчетах использовались следующие характерные пространственные масштабы плазмы: 1 —  $L = 10^{-3}$  см,  $a = 3 \cdot 10^{-4}$  см; 2 —  $L = 2 \cdot 10^{-2}$  см,  $a = 5 \cdot 10^{-3}$  см; 3 —  $L = 4 \cdot 10^{-1}$  см,  $a = 10^{-1}$  см



$\approx L$ ). Таким образом, расходимость лазерного пучка должна составлять

$$\alpha < (1/4) (\lambda/L)^{1/2}. \quad (2.15)$$

**2.2.4. Предельные параметры зондирования.** На рис. 2.3 представлены зависимости предельных параметров светового источника и измеряемой интерферометрическим методом максимальной электронной концентрации плазмы от длины волны зондирующего излучения. Данные зависимости получены для характерных экспериментальных условий, реализующихся при нагреве лазерным излучением микросфер [11, 12]. Образующаяся в этих экспериментах плазма довольно значительно отличается своими характерными пространственными масштабами  $a$  и  $L$ .

Из рис. 2.3 видно, что более высокие электронные концентрации могут быть измерены в случае малых микросфер. Так, рекордное значение  $n_{\text{max}}$ , измеренное в лазерной плазме ( $q = 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau_{\text{л}} = 30$  пс) с помощью голографической интерферометрии на длине волны  $\lambda = 265$  нм, равно  $n_{\text{max}} \approx 1,8 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup> [13], что примерно совпадает со значением кривой 1 при данной длине волны. Отметим также работу [14], в которой получены профили электронной плотности плазмы на тонких (диаметром 10 мкм) углеродных цилиндрах в диапазоне  $5 \cdot 10^{19} < n_e < 1,4 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup> при использовании многокадровой голографической интерферометрии.

В экспериментах с наносекундными импульсами максимальная электронная плотность, полученная при зондировании на длине волны  $\lambda = 532$  нм, составила  $n_{\text{max}} \approx 10^{20}$  см<sup>-3</sup> [10], что также находится в соответствии с кривой 2. Относительно требований к параметрам светового источника отметим, что для проведения исследований более плотной плазменной области необходимы более мощные зондирующие источники, при этом требова-

ния к расходимости светового пучка могут быть менее жесткими. Так, например, применение ультрафиолетового ( $\lambda \approx 300$  нм) лазера мощностью  $W_{\text{л}} \approx 1$  МВт в экспериментах с относительно большими микросферами позволяет исследовать весьма важную область развитой параметрической турбулентности лазерной плазмы с плотностью электронов, равной четверти критической плотности для греющего излучения  $n_e = n_c/4 \approx 2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  [15].

Наиболее сложные требования накладываются на разработку светового источника для интерферометрического зондирования плазмы, образующейся на мишенях с термоядерным выходом, приближающимся к пороговому значению [16]. Как показано на рис. 2.3 для случая протяженной плазменной короны (кривая 3), достижение области с электронной плотностью  $n_e > 10^{21} \text{ см}^{-3}$  возможно лишь при использовании источника в диапазоне мягкого рентгеновского излучения ( $\lambda \approx 20$  нм). Кроме того, рассматривая необходимые мощность ( $W_{\text{л}} \geq 1$  МВт) и расходимость ( $\alpha \leq 10^{-3}$  рад), приходим к выводу, что, по-видимому, единственным подходящим источником может служить рентгеновский лазер на  $\text{Se}^{24+}$ , генерирующий на длинах волн 20,6 и 20,9 нм [17–21]. Следует также отметить, что проблема рентгеновской интерферометрии к настоящему времени еще не решена (хотя в этом направлении ведутся исследования) из-за несовершенства рентгенооптики. Таким образом, в экспериментах с протяженной неоднородной плазмой область применения количественных оптических методов перемещается на периферию, в сторону меньших электронных плотностей (для случая 3 на рис. 2.3 – это  $n_e \leq 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ).

Рассмотренные выше требования к параметрам зондирующего излучения, необходимые для диагностики плотной сильнонеоднородной плазмы, делают практически невозможным применение каких-либо иных источников света, кроме лазеров (рентгеновские источники рассматриваются в гл. 7). Действительно, наилучшими параметрами для высокоскоростного оптического зондирования плазмы, которыми обладают искровые источники, являются [22–24]: длительность вспышки  $\tau \geq 10^{-8}$  с, яркость  $B \approx 10^4 \div 10^5$  Мкд. Такие источники невозможно использовать ни для кадровой съемки (из-за большой длительности свечения), ни для фоторегистрации в режиме щелевой развертки (как следует из рис. 2.3, минимальная мощность в телесном угле  $\Omega \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$  ср должна быть  $W \approx 10^4 \div 10^5$  Вт, т.е. необходимая яркость  $B \geq 10^9$  Мкд).

Различные лазерные схемы, применявшиеся в диагностике нестационарной плазмы, достаточно полно описаны в ряде обзоров [5, 25–31]. Поэтому отметим здесь лишь некоторые общие достоинства лазерных источников света. Высокая мощность излучения и относительная простота модуляции с характерными временами до  $10^{-10}$  с значительно расширили область применения оптических измерений. Направленность и исключительно высокая степень пространственной когерентности световых пучков значительно упростили интерферометрические и голографические измерения, увеличив при этом их точность. Монохроматичность излучения позволила использовать интерференцию световых волн с большой разностью хода. Высокие поляризационные качества лазерного излучения обеспечили управление интенсивностью и временными параметрами зондирующих источников.


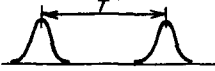

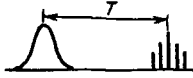
**2.2.5. Синхронизация зондирующих лазеров.** Как уже отмечалось выше, к основным требованиям, предъявляемым к активным оптическим методам диагностики лазерной плазмы, относится и точная ( $\Delta t \lesssim 10^{-9}$  с) синхронизация момента зондирования с моментом прихода греющего излучения на мишень. Однако долгое время не удавалось получить требуемую точность синхронизации двух независимых лазеров (греющего и зондирующего). Поэтому наиболее просто реализуемым способом являлась схема с использованием умножения частоты греющего излучения в нелинейных кристаллах [6, 32–36]. При этом вопрос синхронизации решается всего лишь точным измерением оптических путей. Особенно удобным такой способ был в экспериментах с субнаносекундными греющими импульсами, когда за время экспозиции не происходило замазывания структуры изображения нестационарной плазмы.

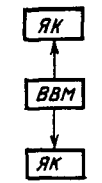

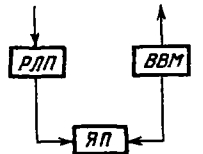
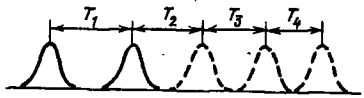
Следует, однако, отметить, что в ряде случаев (например, при греющем излучении  $\text{CO}_2$ -лазера [37–39] либо при зондировании на частоте, не совпадающей с гармониками греющего лазера [40–44]) необходимо синхронизовать два независимых лазера с различными активными средами. Некоторые из ранее применявшихся схем синхронизации двух независимых лазеров приведены в табл. 2.1. Так, например, при синхронизации с помощью общей вращающейся призмы [45, 46] длительность зондирующего импульса рубинового лазера очень велика ( $\tau \approx 30$  нс) и, кроме того, из-за неоднородности распределения инверсной заселенности по сечению активного элемента разброс в моментах начала генерации составлял 20 – 100 нс.

В работе [47] стробоскопическое фотографирование производилось цугом коротких ( $\tau \approx 5$  пс) импульсов на частоте второй гармоники Nd-лазера, а синхронизация осуществлялась с помощью поджига этим цугом разрядника, связанного с ячейкой Поккельса (ЯП) в резонаторе греющего рубинового лазера. Очевидно, что при исследовании начальной стадии процесса неточность синхронизации, определяемая периодом следования импульсов цуга, т.е.  $\Delta t \lesssim 5$  нс, оказывается весьма значительной. Основным недостатком схем получения пикосекундных лазерных импульсов в режиме самосинхронизации мод является трудность управления ими во времени (см. например, [48]). Поэтому они получили широкое распространение в исследованиях физических процессов, которые имеют относительно малое время развития и инициируются самим лазерным импульсом, а также в тех случаях, когда не требуется жесткой синхронизации момента зондирования.

Высокую точность синхронизации ( $\Delta t \lesssim 1$  нс) при длительности зондирующего импульса  $\tau \approx 0,4$  нс удалось получить в работе [49], когда внешние формирующие ячейки Керра (ЯК) греющего неодимового и зондирующего рубинового лазеров, работающих в режиме управляемой добротности, включались одновременно от одного высоковольтного модулятора (ВВМ). Однако для успешной работы такой схемы требовался постоянный контроль за временем развития генерации в двух независимых резонаторах. Из-за нестабильности длительности фронта импульса лазера с управляемой добротностью в такой схеме не удалось осуществить временной привязки срабатывания формирующих ЯК к моменту достижения максимума интенсивности лазерного излучения. Эта проблема решалась в схемах синхронизации, основанных на использовании разрядников с лазерным поджигом

Таблица 2.1

Принцип синхронизации	Длительность импульса $\tau$ , нс	Неточность синхронизации $\Delta\tau$ , нс	Область применения	Литература
<p>Общая вращающаяся призма</p> 	30	20 – 100	<p>Медленные процессы:  <math>v \sim 10^5</math> см/с,  <math>T &gt; 100</math> нс</p> 	[45, 46]
<p>ЯП в резонаторе</p> 	$5 \cdot 10^{-3}$ (дуг импульсов)	$\geq 5$	<p>Поздние стадии быстрых процессов:  <math>v \sim 10^8</math> см/с,  <math>T &gt; 30</math> нс</p> 	[47]

<p>Две ЯК вне резонатора</p> 	0,4	$\lesssim 1$	<p><math>T</math> – любое, <math>v \sim 5 \cdot 10^7</math> см/с, необходим усилитель</p> 	[49]
<p>Одна ЯП в резонаторе включает добротность и формирует импульс</p> 	0,8	$\lesssim 1$	<p><math>T</math> – любое, <math>v \lesssim 5 \cdot 10^9</math> см/с, многокадровое фотографирование</p> 	[40, 55]

(РЛП), управляющих работой электрооптического затвора [50–53]. С помощью одного ВВМ на основе РЛП управлялись две формирующие ЯП и в работе [54].

В работе [40] была разработана схема синхронизации Nd-лазера (греющее излучение) и рубинового лазера с длительностью импульса  $\tau \approx 0,8$  нс, использовавшегося для подсветки многокадрового интерферометра.

Рубиновый лазер работал в режиме быстрого вывода энергии, накопленной в резонаторе, с управлением от разрядника с лазерным поджигом. Основными элементами такой схемы являются электрооптический затвор и поляризационная призма специальной конструкции. При достижении максимальной плотности энергии внутри резонатора затвор от внешнего импульса закрывается и накопленная электромагнитная энергия выводится из резонатора через поляризационную призму. Если за время разрывания обратной связи плотность энергии в резонаторе практически не изменяется, то длительность светового импульса равна времени двойного прохода света  $\tau_{2l}$  в резонаторе. Формируя короткие ( $\tau < \tau_{2l}$ ) внешние управляющие импульсы, можно получать субнаносекундные импульсы лазерного излучения непосредственно из генератора. В работе [55] рубиновый лазер работал в аналогичном режиме, причем длительность короткого импульса могла регулироваться перемещением ЯП внутри резонатора относительно эталона Фабри – Перо в диапазоне  $\tau = 0,8 \div 5$  нс при пиковой мощности 80 МВт.

По расчетным данным работы [56] для рубинового лазера такой метод может дать пиковую мощность до  $10^9$  Вт. В первых лазерах, работающих в режиме быстрого вывода энергии и выполненных на рубине [57, 58] и неодимовом стекле [59], длительность импульса несколько превышала время двойного прохода света в резонаторе ( $\tau_{2l} \approx 3$  нс), а мощность составляла  $W \lesssim 10^7$  Вт. Описание эксперимента по применению для высокоскоростного шпирен-фотографирования лазерной искры на частоте второй гармоники Nd-лазера с быстрым выводом энергии ( $\tau \approx 6$  нс) дается в работе [60]. Достижение времени экспозиции  $\tau \approx 0,5$  нс достигалось при поглощении заднего фронта импульса в искре ( $\tau \approx 1$  нс) и при преобразовании частоты в кристалле KDP.

В работе [61] сообщалось о достижении мощности 1 ГВт в импульсе рубинового лазера длительностью 50–100 пс. В резонаторе лазера размещались две ЯП, управляемые от одного РЛП. Точность синхронизации с греющим импульсом CO<sub>2</sub>-лазера составила  $\pm 50$  пс (при относительной задержке импульсов  $t_3 \approx 100$  нс).

Дальнейшее развитие методов внутрирезонаторного формирования коротких синхронизованных лазерных импульсов привело к созданию кольцевых генераторов, работающих в режиме активной синхронизации мод [62, 63]. В схеме такого генератора имеется два электрооптических затвора с независимым управлением. Один из них работает так же, как и в схеме с быстрым выводом энергии, а на второй подается переменное напряжение (с частотой  $f \approx 60$  МГц), что и создает условия для активной синхронизации мод. Использование активного модулятора кроме получения субнаносекундных импульсов позволяет также достичь малого ( $\Delta t < 10^{-10}$  с) разброса во времени генерации зондирующего и греющего импульсов. Так, в работе [63] это обеспечивалось с помощью фазовой синхронизации актив-



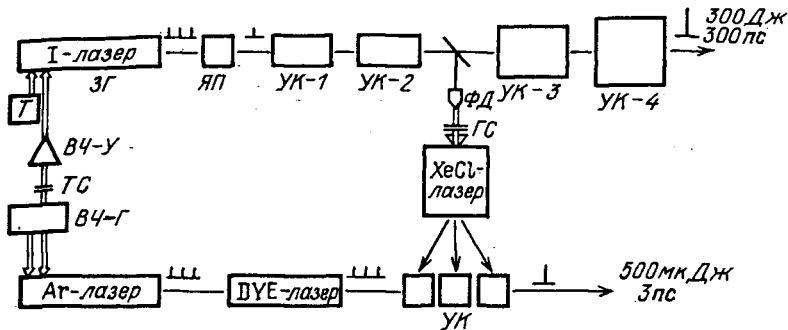


Рис. 2.4. Схема синхронизации зондирующего и греющего лазеров [64]: 1 – греющий иодный лазер; 3Г – задающий генератор; ЯП – ячейка Поккельса; УК-1, УК-2, УК-3, УК-4 – усилительные каскады; ВЧ-Г – высокочастотный генератор; ВЧ-У – высокочастотный усилитель; ТС – блок точной синхронизации; ГС – блок грубой синхронизации; ФД – фотодиод; Т – термостат

ного модулятора Nd-лазера и акустооптического модулятора греющего  $\text{CO}_2$ -лазера.

Следует отметить работу [64], в которой для скоростного шестикадрового фотографирования плазмы, создаваемой иодным лазером (300 Дж за 300 нс на длине волны 1,3 мкм), применялся лазер на красителе, генерировавший импульс длительностью 3 пс (энергия 500 мкДж) на длине волны 580 нм. Схема синхронизации двух лазеров представлена на рис. 2.4. В качестве источника накачки генератора зондирующего ДУЕ-лазера использовался Аг-лазер, работающий в режиме активной модуляции добротности акустооптической кварцевой призмой в диапазоне частот 37,2 – 38,5 МГц (погрешность стабилизации частоты 1 Гц). Параллельно генератор управляющей частоты через усилитель был подключен к модулирующей ячейке в резонаторе генератора греющего иодного лазера (равенство резонансных частот акустооптических модуляторов в диапазоне 7 кГц достигалось благодаря тому, что оба были вырезаны из одного кристаллического блока). Таким образом осуществлялась точная синхронизация двух лучевых импульсов (разброс не превышал  $10^{-10}$  с после непрерывной работы в течение 2 ч).

Перед первым усилителем УК-1 иодного лазера происходило вырезание из пуга одиночного импульса, часть излучения которого запускала электронную схему поджига эксимерного ХеСl-лазера (100 мДж за 10 нс на длине волны 308 нм). Генерация импульса ХеСl-лазера происходила с задержкой 250 нс и разбросом 2 нс. Поскольку импульс иодного лазера при прохождении по мощным усилительным каскадам УК до вакуумной камеры затрачивает 330 нс, то оставался достаточный период (около 80 нс) для доставки зондирующего импульса в вакуумную камеру. За время накачки (10 нс) в трехкаскадном усилительном модуле на красителе происходило усиление лишь одного короткого импульса из пуга зондирующего генератора, причем разброс импульса накачки (2 нс) не оказывал влияния на коэффициент усиления.

2.2.6. Ультрафиолетовое и рентгеновское зондирование. Из проведенного анализа параметров зондирующего излучения следует, что для исследования плотной неоднородной плазмы необходимо укорочение длины

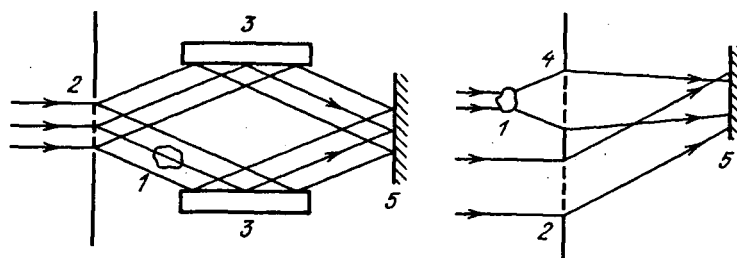


Рис. 2.5. Схемы рентгеновской голографической интерферометрии [77, 78]: 1 – исследуемый объект, 2 – прозрачная дифракционная решетка, 3 – многослойные зеркала, 4 – зонная пластина, 5 – фотодетектор

волны зондирования. Поиск коротковолновых источников происходил в двух направлениях: исследование высоких (третьей и четвертой) гармоник мощных Nd-лазеров, генерируемых нелинейным кристаллом KD\*P [65, 66], и разработка новых лазеров для высокоскоростного зондирования плазмы.

В последние годы в ряде лабораторий достигнуты высокие коэффициенты преобразования мощного неодимового излучения длительностью  $\tau \leq 10^{-10}$  с в ультрафиолетовый диапазон (длина волны четвертой гармоники  $\lambda = 266$  нм). Так, например, в работах [67, 68] он составлял 30–50% при плотностях потока накачки до  $8$  ГВт/см<sup>2</sup>. Естественно, что такие большие потоки могут выдерживать лишь кристаллы с высокой степенью оптической однородности и малым коэффициентом поглощения (для KD\*P коэффициент поглощения может быть снижен до 0,4–0,5% на 1 см [66]).

Разработка новых и усовершенствование ранее созданных ультрафиолетовых лазеров для высокоскоростного зондирования плотной плазмы также существенно расширили возможности диагностики. К таким лазерам следует отнести азотный лазер ( $\lambda = 337$  нм), который довольно прост по конструкции и обладает достаточной для зондирования высокотемпературной плазмы мощностью. Азотный лазер применялся для интерферометрии плазменного фокуса [69] и ударных волн, создаваемых лазерной плазмой [70]. Генерация в таком лазере из-за значительного коэффициента усиления происходит на одном проходе, и поэтому резонатор не требуется. Для многокадрового фотографирования разработаны схемы многоканальных N<sub>2</sub>-лазеров [71, 72].

Большими потенциальными возможностями в зондировании плотной плазмы обладают рентгеновские лазеры, разработка которых в последнее время разворачивается в ряде лабораторий [19, 73–76]. Демонстрация в протяженной плазме эффекта лазерного усиления на переходах Se<sup>24+</sup> с  $\lambda = 206$  и  $209$  Å с усилением малого сигнала  $G > 10^5$  дает основания рассматривать рентгеновский лазер как реальный лазерный источник зондирования. Кроме значительного продвижения в коротковолновую область данный источник благодаря направленности и когерентности излучения делает осуществимым даже такой сложный метод зондирования, как голографическая интерферометрия [77, 78] областей плазмы вплоть до абляционной поверхности.

На рис. 2.5 представлены две возможные схемы рентгеновской голографии.

### § 2.3. Теневое и шпирен-фотографирование

Если на пути параллельного пучка света расположена оптическая неоднородность и отсутствуют какие-либо оптические приборы, то получаемое изображение называется теневым. Такого рода изображения дают представление о распределении смещений оптических лучей зондирующего пучка, вызываемых градиентами показателя преломления внутри зондируемого объекта. Как отмечалось выше, случай оптических неоднородностей с поглощением зондирующего излучения будет рассматриваться в гл. 7.

В оптических системах, предназначенных для определения угла отклонения зондирующего луча (шпирен-системы) или изменения фазы (интерферометры) внутри оптической неоднородности, смещение луча в плоскости фотодетектора должно быть устранено. Для этого на пути светового пучка, прошедшего через неоднородность, помещают объектив, который фокусирует на фотодетектор соответствующим образом выбранную плоскость, проходящую через область неоднородности.

Высокоскоростная теневая фотография благодаря простоте этого метода используется достаточно широко в экспериментах по исследованию динамики лазерной плазмы. Следует, однако, отметить, что из-за сложностей процедуры количественного определения распределения плотности плазмы теневой метод наиболее часто применяется для фиксирования ударных волн и областей плазмы с резким градиентом плотности. Присутствие этих объектов производит характерный оптический эффект, благодаря которому можно с большой точностью определить их геометрическое положение. Регистрация движения плотных областей мишени, облучаемой лазером, возможна лишь при рентгеновском зондировании (см. гл. 7). Ниже рассмотрим методы теневой регистрации ударных волн в атмосфере остаточного газа в мишенной камере.

**2.3.1. Комплекс оптической диагностики.** Конкретные оптические схемы рассмотрим на примере комплекса активной оптической диагностики установки "Кальмар" [79], в котором представлены наиболее часто применяемые методы оптического зондирования: интерферометрия, теневое и шпирен-фотографирование [80, 81]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.6. Часть излучения лазера с помощью кристалла KDP преобразовывалась во вторую гармонику излучения неодимового лазера с длиной волны  $\lambda = 0,53$  мкм и направлялась на независимые системы световых задержек для многокадровой интерферометрии 1 и шпирен- и теневое фотографирования 2. Семь пучков, сформированные на задержке 1, попадали на интерферометр Жамена 3 и регистрировались с помощью многокадровой интерференционной фотокамеры 9. Семь пучков, сформированные на задержке 2, под небольшими углами направлялись в вакуумную камеру 4. В камере помещалась мишень диаметром от 50 до 200 мкм, на которую сферически симметрично фокусировались девять пучков мощной лазерной установки. (На рис. 2.6 показан один из греющих пучков.) На расстоянии 0,5 м от мишени располагалась линза 10 с фокусным расстоянием  $f = 0,5$  м. В передней фокальной плоскости линзы 10 располагалась маска 15 с семью отверстиями, использовавшимися в качестве визуализирующих диафрагм для шпирен-фотографирования.

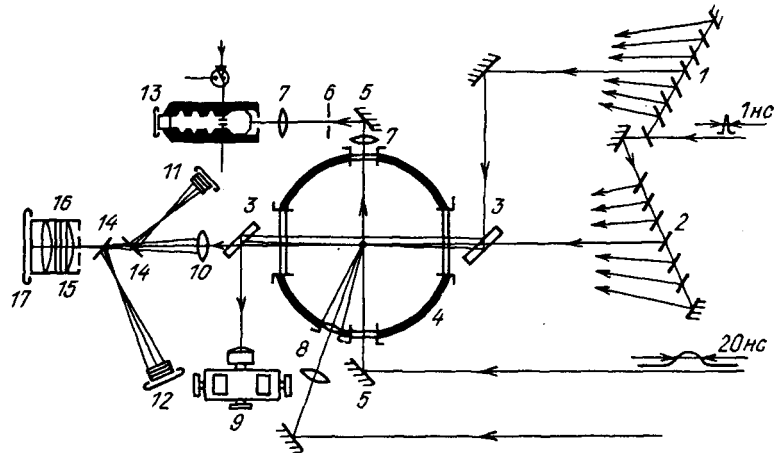


Рис. 2.6. Схема комплекса активной оптической диагностики ударных волн установки "Кальмар" [79]: 1, 2 – оптические задержки, 3 – интерферометр Жамена, 4 – вакуумная камера, 5 – зеркала, 6 – визуализирующая диафрагма, 7 – линзы, фокусирующие шпирен-изображение на щели ФЭР, 8 – фокусирующий объектив одного из греющих пучков мощного лазера, 9 – многокадровая интерференционная фотокамера, 10 – шпирен-линза системы кадрового фотографирования, 11, 12 – фотоаппараты для многокадрового теневого фотографирования, 13 – ФЭР, 14 – оптические клинья, 15 – маска с семью визуализирующими диафрагмами, 16 – система пространственного разделения шпирен-изображений, 17 – фотоаппарат с объективом. Элементы 1, 3, 9 составляют систему семикадровой интерферометрии; 2, 10, 15, 17 – систему семикадрового шпирен-фотографирования; 2, 10, 11, 12, 14 – систему семикадрового теневого фотографирования; 5, 6, 7, 13 – систему щелевого шпирен-фотографирования

Была предусмотрена возможность установки диафрагм меньшего размера. Для разделения изображений в пространстве за маской располагалась усеченная шестигранная призма 16. Регистрация проводилась с помощью одного стандартного фотоаппарата 17 с объективом "Гелиос-44", передававшего изображение плазмы на пленку. Для регистрации тенеграмм между линзой и маской располагались две плоскопараллельные пластины 14, просветленные с одной стороны. Тенеграммы регистрировались с помощью фотоаппаратов 11 и 12, расположенных на различных расстояниях  $x_{\text{ф}}$  от линзы 10. При этом на фотопленку линзой 10 передавались плоскости, расположенные на разных расстояниях  $L = f^2 / (f - x_{\text{ф}})$  от мишени. С помощью фотоаппарата 11 регистрировались семь кадров теневой фотографии на эффективном расстоянии  $L \approx 2,8$  м. С помощью фотоаппарата 12 регистрировался только четвертый кадр при  $L \approx 0,6$  м.

Моменты экспозиции многокадровых теневого и шпирен-фотографирования охватывали диапазон 10–320 нс после облучения мишени, приблизительно соответствовавший стадии "свободного" разлета ударной волны (УВ) в окружающем мишень газе, что позволяло сравнить результаты применения этих методов для исследования УВ различной интенсивности (скорость  $D_{\text{УВ}} \approx 10^6 \div 5 \cdot 10^7$  см/с). Многокадровая интерферометрия предназначалась в основном для исследования начальной стадии развития УВ и охватывала диапазон 0,3 – 20 нс. Перекрытие диапазонов экспози-

ции кадровых методов обеспечивало возможность сравнения полученных результатов.

Для исследования динамики движения УВ в начальной стадии с высоким временным разрешением ( $\delta t \approx 5 \cdot 10^{-11}$  с) применялась система щелевой развертки шпирен-изображения [81]. Часть импульса излучения задающего генератора длительностью  $\tau = 20$  нс направлялась в вакуумную камеру 4. С помощью линз 7 и сменной диафрагмы 6 формировалось шпирен-изображение УВ, передававшееся на щель фотоэлектронного регистратора (ФЭР) 13. Особенности формирования изображения при этом не отличаются от особенностей кадрового шпирен-метода и не будут специально обсуждаться.

Коэффициенты увеличения или уменьшения изображений УВ выбирались таким образом, чтобы обеспечить предельное пространственное разрешение. Экспериментально пространственное разрешение контролировалось фотографированием стандартной миры, помещенной в вакуумную камеру мишени, и было не хуже  $N_r = 30 \text{ мм}^{-1}$ .

**2.3.2. Теневое изображение ударной волны.** Результаты применения описанного выше комплекса активной оптической диагностики для регистрации УВ показаны на рис. 2.7 [82, 83]. Представленные здесь многокадровые интерферометрические, теневые и шпирен-фотографии были получены в одном опыте. Шпирен-изображение УВ в виде кольцевой темной полосы, ширина которой зависит от интенсивности УВ, по-видимому, определяется размерами и структурой ее фронта. Теневые фотографии представляют собой набор кольцевых темных и светлых полос, размеры и структура которых также зависят от интенсивности УВ. Только начиная с кадра III ( $t_3 \approx 50$  нс после облучения мишени) одна из темных полос становится значительно шире остальных (а также значительно шире шпирен-изображения УВ), что позволяет интерпретировать ее как тень УВ.

Одной из основных целей применения качественных оптических методов [80, 84, 85] является определение положения УВ, за которое в условиях протяженного фронта целесообразно принять положение максимума плотности в скачке уплотнения. Вместе с тем ни на одной из приведенных фотографий (включая интерферометрические) не видно образований, соответствующих ширине скачка уплотнения, которая по оценкам [83] до  $t_3 \approx 30$  нс должна превышать пространственное разрешение используемых методов. Это вызывает необходимость рассмотреть способы определения положения УВ по экспериментальным фотографиям, выяснить условия, в которых возможна такая обработка, и найти экспериментальные ошибки.

**2.3.3. Пространственное разрешение.** На пространственное разрешение высокоскоростных методов зондирования фазовых объектов оказывает влияние ряд факторов, часть из которых является общими для всех методов. К таким факторам относятся дифракция на объекте, влияние времени экспозиции, разрешение регистрирующей аппаратуры. Принципиально неустраняемое ограничение на величину  $N_r$  накладывает дифракция на объекте [86, 87]. Количественно значение  $N_{r,1} = d^{-1}$ , связанное с этим фактором, описывается формулой (2.10). Несложно показать [80], что при зондировании УВ в оптическом диапазоне условие применимости формулы (2.10) практически всегда выполняется. При зондировании осесимметрич-

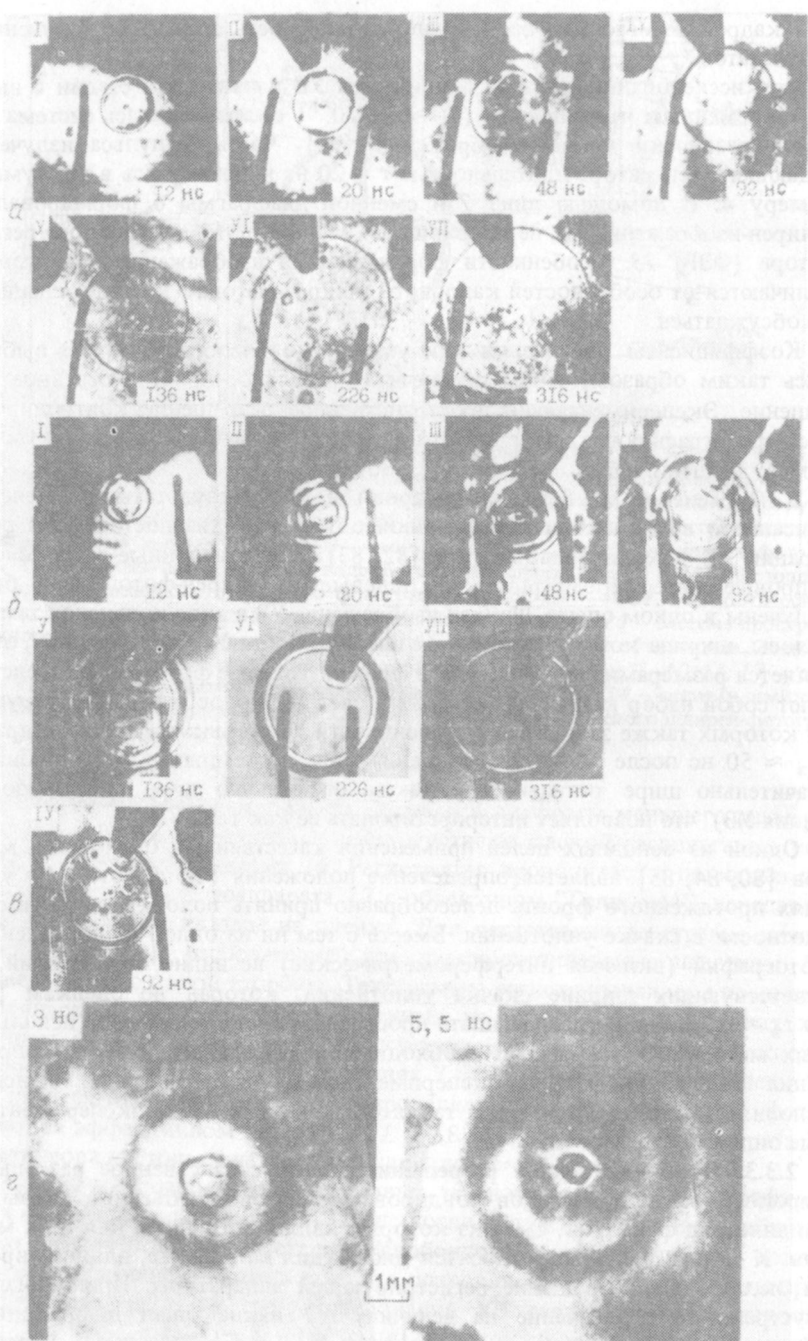


Рис. 2.7. Изображения ударной волны в дейтерии, полученные в одной вспышке с помощью шпирен-фотографирования (а), "многого" теневого при  $L = -2,8$  м (б) и  $L = -0,6$  м (в) и интерферометрического (г) фотографирования. Моменты экспозиции указаны на кадрах;  $E_{\text{Д}} = 120$  Дж,  $p_1 = 16$  Тор [88]

ной УВ за величину  $L$  в (2.10), соответствующую наихудшему значению  $N_{r,1}$ , следует принимать максимальный путь зондирующего луча через фронт УВ

$$L \approx 2(2a_{УВ}R_{УВ})^{1/2}, \quad (2.16)$$

где  $R_{УВ}$  и  $a_{УВ}$  – соответственно радиус и толщина фронта УВ. Формула (2.10) с учетом (2.16) имеет вид

$$N_{r,1} = (8a_{УВ}\lambda^2 R_{УВ})^{-1/4}. \quad (2.17)$$

Видно, что  $N_{r,1}$  слабо зависит от  $R_{УВ}$  и  $a_{УВ}$ , и при  $\lambda = 0,53$  мкм,  $R_{УВ} \approx 1$  см и  $a_{УВ} < 70$  мкм невозможно получить хотя бы два разрешимых элемента на фронте УВ. Поэтому для регистрации УВ с  $a_{УВ} < 0,1$  мм целесообразно применять количественные оптические методы, которые в этом случае могут дать бóльшую ошибку в определении  $R_{УВ}$ , чем качественные. Пространственное разрешение всей зондирующей системы зависит также от длительности экспозиции и разрешения фотоприемника.

**2.3.4. Рефракция в оптической неоднородности.** Для того чтобы определить условия применимости и выяснить, какие параметры УВ можно определить с помощью качественных оптических методов, рассмотрим процесс формирования изображения УВ, который можно условно разделить на две стадии. Сначала исследуемая УВ вносит фазовые искажения в зондирующий пучок, что выражается в формировании в плоскости объекта характерного пространственного распределения углов отклонения. Эта стадия является общей для всех активных методов. Затем происходит преобразование (визуализация) фазовых искажений в изображение объекта, способы которого определяют отличие одного метода зондирования от другого.

Рассмотрим первый, общий для всех оптических методов этап формирования изображения УВ-процесса образования в зондирующем пучке под действием объекта пространственного распределения углов отклонения световых лучей. Для этого аппроксимируем реальное распределение электронной плотности в УВ простыми функциями. Как показано на рис. 2.8а, в случае А распределение плотности в УВ аппроксимировалось кусочно-ли-

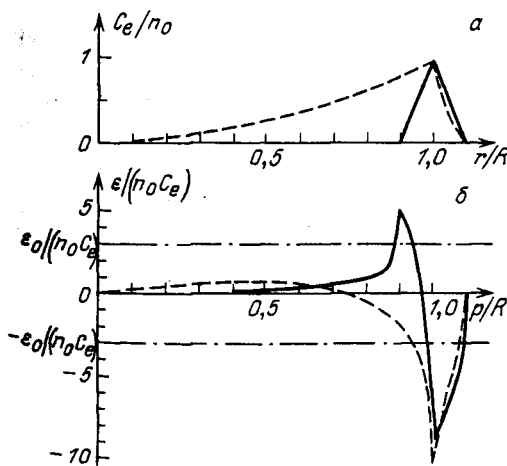


Рис. 2.8. Рефракция зондирующего пучка в осесимметричной неоднородности: а – функции, аппроксимирующие распределение электронной плотности в сферической УВ; б – соответствующие им распределения  $\epsilon(r)$ . Сплошные кривые – случай А, штриховые – случай Б. За положительное направление углов рефракции выбрано направление к центру УВ

нейной функцией, а в случае Б – кусочно-квадратичной функцией. При этом толщина фронта УВ перед максимумом электронной плотности  $n_0$  принята равной  $\delta = 0,1R$  в обоих случаях, а за максимумом  $\beta_A = 0,1R$  для случая А и  $\beta_B = R$  в случае Б.

Для построения зависимостей  $\epsilon(p)$  использовались формулы для показателя преломления плазмы

$$n = 1 - C_e n_e, \quad (2.18)$$

где  $C_e$  – константа, зависящая от длины волны зондирующего излучения, и для отклонения луча в осесимметричной неоднородности [83]

$$\epsilon(p) = -2 \int_p^{R+\delta} \frac{dn}{dr} \frac{p dr}{(r^2 - p^2)^{1/2}}. \quad (2.19)$$

Величина  $\epsilon$  зависит только от безразмерных величин  $p/R$ ,  $\beta/R$ ,  $\delta/R$ . На рис. 2.8, б представлены зависимости  $\epsilon(p/R)$  для случая  $\delta/R = 0,1$ . Значения  $\epsilon$  пронормированы и даны в безразмерных единицах  $n_0 C_e$  так, что распределения  $\epsilon(p/R)$  не зависят от давления газа, степени сжатия в УВ и  $\lambda$ . Функция  $\epsilon(p)$  имеет резкий минимум  $\epsilon_{\min}$  в точке  $p = R$  и в зависимости от вида функции  $n_e(r)$  может иметь максимум  $\epsilon_{\max}$ , сравнимый по величине с  $|\epsilon_{\min}|$ . Вид  $\epsilon(p)$  фактически зависит от соотношения градиентов показателя преломления за фронтом УВ и перед ним. При  $\delta \ll \beta$  реализуется  $\epsilon(p)$  типа Б, а при  $\delta \approx \beta$  типа А (рис. 2.8).

При применении визуализирующей диафрагмы в виде круглого отверстия на фотоплёнке возникают полосы, число и ширина которых определяется отрезками, полученными при пересечении графика  $\epsilon(p)$  с линиями  $\epsilon = \epsilon_0 \pm d_B/f$ , где  $f$  – фокусное расстояние шпирен-линзы,  $d_B$  – диаметр визуализирующей диафрагмы (показаны на рис. 2.8 штрихпунктирными прямыми). Видно, что могут возникать две (случай А) или одна (в случае Б или в случае А, если  $\epsilon_0 > \epsilon_{\max}$ ) полосы. Положению  $R$  фронта УВ соответствует точка, лежащая внутри внешней полосы. (Не рассматривается случай, когда градиент  $n_e$  перед УВ меньше градиента за УВ). Если не делать никаких предположений о функции  $\epsilon(p)$ , ширина полосы определяет ошибку измерения. Очевидно, что передний и задний “фронты” полосы соответствуют пространственному разрешению, а ее ширина определяется чувствительностью метода (т.е. величиной  $d_B$ ). Минимально возможной ошибки в определении радиуса УВ можно достичь, снижая чувствительность метода до тех пор, пока ширина полосы не окажется равной  $d \approx 1/N_r$ . Нетрудно показать, что абсолютная величина максимума распределения  $\epsilon(p)$  (случай А на рис. 2.8) всегда меньше  $|\epsilon_{\min}|$  [88]. Поэтому при уменьшении чувствительности шпирен-изображение УВ всегда будет соответствовать именно положению  $\epsilon_{\min}$ , а применимость метода ограничивается лишь общими для всех методов зондирования условиями.

**2.3.5. Чувствительность теневого и шпирен-фотографирования.** При использовании теневого метода регистрации возможно использование двух схем – мнимого (МТФ) и действительного (ДТФ) теневого фотографирования, когда объектная плотность, передаваемая на плёнку, располагается соответственно до или после УВ [80, 88–92]. (Как видно из рис. 2.6, на установке “Кальмар” использовалась схема МТФ.) Величина  $L$  – это расстояние от плоскости объекта ( $L = 0$ ) до плоскости регистрации (счи-



тается, что для МТФ  $L < 0$ , а для ДТФ  $L > 0$ ). Рассматривая положение лучей в некоторой плоскости  $L = \text{const}$ , можно выявить качественные особенности теневого изображения при этом положении плоскости регистрации.

Видно, что в случае А при МТФ на достаточных расстояниях  $L$  предметной плоскости от УВ "тень" не образуется, а наблюдается интерференционная картина, из которой трудно определить положение фронта УВ. В случае Б некорректно применение ДТФ, так как область "тени" существует практически до центра УВ. Кроме того, при использовании ДТФ необходимо учитывать влияние слабоионизованной части прогревного слоя перед УВ, вызывающей положительное отклонение зондирующего излучения. Такие лучи, попадая в область "тени", могут создать в ней интерференционную картину и сделать тенеграмму не пригодной для измерений. (В случае МТФ эти лучи отклоняются от центра УВ и видны на рис. 2.7 в виде интерференционных полос перед "тенью" УВ.)

Таким образом, единственным корректным случаем применения теневого метода для диагностики УВ является использование МТФ, если в распределении  $\epsilon(p)$  отсутствует резкий максимум. Точка с минимальной освещенностью внутри "тени" не соответствует точке  $p = R$ . Поэтому за ошибку измерения  $R$  в этом случае следует принимать размер "тени", т.е. расстояние между точками с плотностью почернения, соответствующей почернению невозмущенной области на фотопленке. Ее значение слабо зависит от  $L$  и уменьшается с уменьшением  $L$ , но не стремится к значению пространственного разрешения в отличие от шпирен-метода.

Угловая чувствительность теневого метода ограничена величиной угла расходимости зондирующего пучка  $\alpha$ . Этой же величиной ограничивается чувствительность шпирен-метода, если фокальное пятно не прерывается частично визуализирующей диафрагмой. Применение шпирен-фотографирования для регистрации УВ позволяет корректно и более точно, чем при использовании теневого метода, проводить измерение положения фронта УВ. Однако интерференционную картину, образующуюся на тенеграмме, удобно использовать для качественного выявления несимметрии и неоднородностей в УВ. Кроме того, значительные смещения лучей в этом случае при сравнительно небольших  $L$  позволяют использовать ее для количественной обработки, как и в [93], а также в качестве голограммы УВ.

Среди других оптических методов, используемых для диагностики УВ, следует прежде всего отметить голографию [94, 95]. Ее применение для регистрации фазовых объектов на стадии восстановления сводится к использованию одного из трех перечисленных выше методов (теневого, шпирен, интерферометрии), так что их особенности, описанные в этом параграфе, существенны также и для голографии УВ. Вместе с тем ее использование весьма перспективно, поскольку в этом случае оказывается возможным подобрать в каждом опыте оптимальную чувствительность и, следовательно, достичь максимального пространственного разрешения.

**2.3.6. Погрешность измерения фронта ударной волны.** Для сравнения результатов проведенного выше анализа с экспериментом воспользуемся данными, позволяющими регистрировать УВ несколькими различными оптическими методами в одной вспышке [88].

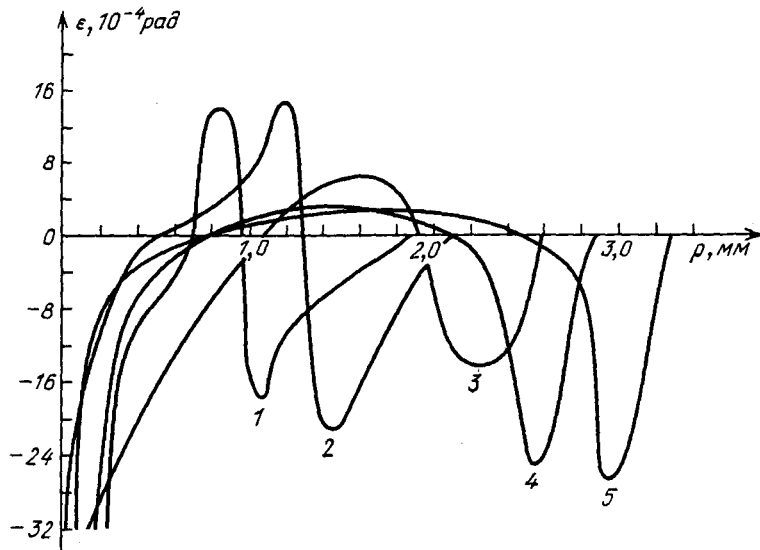


Рис. 2.9. Пространственные распределения углов отклонения зондирующих лучей ( $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$ ) в различные моменты времени, полученные в результате обработки многокадровой интерферограммы. Моменты экспозиции: 1 – 3,7; 2 – 7,0; 3 – 10,2; 4 – 13,4; 5 – 19,9 нс [79]

Результат обработки многокадровой интерферометрии УВ представлен на рис. 2.9 в виде пространственных распределений углов отклонения зондирующих лучей в различные моменты времени. Видно, что качественный характер экспериментальных распределений близок к модельным (см. рис. 2.8), на примере которых в предыдущих параграфах этой главы рассматривались особенности оптических методов. При этом в первые моменты времени реализуется случай А, а на более поздних стадиях – распределение, близкое к случаю Б. Такой процесс соответствует увеличению градиента электронной плотности перед УВ и (или) его уменьшению за УВ\*). На более поздних стадиях распределение  $\epsilon(p)$  должно быть близко к случаю Б, так как ширина прогревного слоя с течением времени уменьшается, а распределение плотности за УВ становится более гладким. Такая динамика изменения  $\epsilon(p)$  позволяет объяснить вид теневых фотографий УВ (см. рис. 2.7). Оценка чувствительности теневого метода в условиях проводившихся экспериментов ( $L \approx -2,8 \text{ м}$ ) показала, что для распределений  $\epsilon(p)$ , показанных на рис. 2.9 (кривые 1, 2), "тень" УВ не образуется, и наблюдаемое на рис. 2.7 (кадры I, II) изображение, по-видимому, представляет собой интерференционную картину. В более поздние моменты времени (рис. 2.7, кадры III–VII) распределения ближе к случаю Б (рис. 2.8), когда видна широкая "тень" УВ.

Представленные на рис. 2.9 распределения позволяют проверить эффективность способа оценки ширины прогревного слоя  $\delta$  по углу минималь-

\*) Очевидно, что это должно происходить по мере увеличения радиуса УВ и падения температуры за ее фронтом, т.е. при ее разлете.

ного отклонения. Для кривой 3 ( $\delta \approx 0,1 R$ ) рассчитанная по формуле (2.19) величина  $|\epsilon_{\min}|$ , равная  $2,6 \cdot 10^{-3}$  рад, хорошо согласуется с  $|\epsilon_{\min}| = 2,7 \cdot 10^{-3}$  рад на рис. 2.9.

Результаты комплексного использования четырех оптических методов для измерения положения УВ (дейтерий, 16 Top) представлены в табл. 2.2.

В первой и второй колонках указаны соответственно номер кадра и момент съемки УВ после начала действия греющего лазерного импульса. В третьей колонке указаны значения радиуса УВ, полученные из обработки интерферограмм. В четвертой, пятой и шестой колонках представлены результаты измерений соответственно по шпирен- и теневым фотографиям с  $L = -2,8$  и  $-0,6$  м. Для кадров I и II теневой фотографии даны результаты измерения темного кольца с радиусом, наиболее близким к значению  $R$ , определенному по результатам шпирен-фотографирования и интерферометрии. Результаты измерений  $R$ , показанные в табл. 2.2, согласуются друг с другом, за исключением кадров I и II теневой фотографии. Последнее обстоятельство объясняется уже упоминавшимся отсутствием "тени" УВ, при этом представленные в таблице значения  $R$  для кадров I и II теневой фотографии соответствуют одному из интерференционных колец. Ошибка измерения  $R$  минимальна при шпирен-фотографировании и достигает для этого опыта 2,5% (на последних кадрах). Оптимизация схемы шпирен-фотографирования, связанная с выбором оптимальной чувствительности, позволяет довести точность метода до 1% [80]. В то же время уменьшение чувствительности теневого метода (пятая и шестая колонки) не дало заметного улучшения точности.

Таким образом, применение оптических методов для диагностики ионизирующих УВ имеет ряд особенностей, связанных с сильной рефракцией зондирующего излучения и структурой фронта УВ, и требует тщательного контроля чувствительности применяемых методик. Однако правильный выбор оптической схемы регистрации УВ обеспечивает достоверность и достаточно высокую точность получаемых данных. При этом, если целью исследования является регистрация положения фронта УВ, наилучшие результаты дает применение шпирен-фотографирования, которое в этом случае дает результаты более надежные и со значительно меньшей экспериментальной ошибкой, а также имеет более широкий диапазон применимости, чем другие оптические методы.

Таблица 2.2

Кадр (см. рис. 2.7)	$t$ , нс	$R$ , мм			
		Интерферометрия	Шпирен-фотография	Теневая фотография	
				$L = -2,8$ м	$L = -0,6$ м
I	12	3,2–3,7	3,2–3,6	2,8–3,2	—
II	20	3,8–4,2	3,8–4,2	3,6–4,0	—
III	48	—	4,9–5,4	4,9–5,5	—
IV	92	—	6,3–6,8	6,0–6,9	6,1–6,9
V	136	—	7,6–7,8	6,5–8,0	—
VI	226	—	9,1–9,4	7,7–9,5	—
VII	316	—	10,3–10,6	8,4–10,9	—

## § 2.4. Интерферометрия

Для интерферометрического исследования плазмы, создаваемой при взаимодействии мощного лазерного излучения с твердыми мишенями, в различных лабораториях были разработаны и в настоящее время успешно применяются высокоскоростные интерферометрические установки. Широко используются схемы интерферометров, в которых сравнивается фаза волны света, прошедшего через объект, с фазой опорного когерентного светового пучка. К таким интерферометрам относятся интерферометры Маха – Цендера [40, 45, 96] и Жамена [32, 34, 37, 41, 42, 97]. Следует, однако, отметить, что требованию простоты юстировки системы отвечают лишь весьма дорогостоящие и сложные интерферометры; часто используемые схемы интерферометров, их настройка и методы обработки интерферограмм не удовлетворяют требованиям, которые определяются особенностями исследуемой плазмы, и в первую очередь резким возрастанием электронной концентрации  $n_e$  в области, где  $n_e \approx n_c$ .

Наличие резких градиентов электронной плотности в этой области привело к необходимости использования в регистрирующей системе высококачественных светосильных объективов, а также применения коротковолновых источников подсветки. Основным условием применения оптических методов диагностики лазерной плазмы является обеспечение максимально достижимого временного и пространственного разрешения.

**2.4.1. Пространственное разрешение.** Можно показать, что, когда расходимость  $\alpha$  просвечивающего пучка удовлетворяет условию  $\alpha < 3(\lambda/L)^{1/2}$  (где  $\lambda$  – длина волны,  $L$  – продольный размер неоднородности), пространственное разрешение метода (без учета aberrаций системы регистрации) равно  $N_{r,1} = (\lambda L)^{-1/2}$  (см. (2.10)).

Пространственное разрешение интерферометрической картины зависит от времени экспозиции  $\tau$  и скорости движения  $v$  интерференционной полосы, которую приближенно можно приравнять скорости перемещения области с электронной плотностью  $n_e$ , дающей максимальный вклад в изменение фазы диагностического луча:  $N'_{r,1} = (\tau v)^{-1}$ . Очевидно, что пространственное разрешение будет равно меньшему из значений  $N_{r,1}$  и  $N'_{r,1}$ .

Пространственное разрешение всей регистрирующей системы определяется из выражения [22]

$$1/N_r \approx 1/N_{r,1} + 1/N_{r,2}, \quad (2.20)$$

где  $N_{r,2}$  – разрешение приемника (фотопленка или фотокатод ЭОП). Следовательно, необходимое увеличение  $k$  системы определяется равенством  $k = AN_{r,1}/N_{r,2}$ , где  $A \gg 1$ .

Рассмотрим, как зависит пространственное разрешение обрабатываемой интерферограммы от условий наблюдения. Прежде всего следует остановиться на влиянии такой характерной особенности плазмы, как области с высоким градиентом электронной плотности, которая на интерференционной картине изображается в виде сгущения интерференционных полос. Изменение ширины полосы  $b$  соответствует изменению направления луча после прохождения через область плазмы со значительным градиентом электронной плотности на угол, который определяется [85] как

$$\epsilon \approx L(\text{grad } N)_y = K_1 \lambda^2 L \text{grad } n_e, \quad (2.21)$$

где  $N$  – показатель преломления плазмы,  $K_1 \approx 4,46 \cdot 10^{-14}$  см.

Процедура численной обработки интерферограмм требует для получения наибольшей точности использования максимального числа экспериментальных данных по всему интерференционному полю. Шаг обработки зависит от количества детектируемых отсчетов (градаций)  $m$  на одной интерференционной полосе. Наименьшее значение  $m$  равно двум, т.е. когда измеряются положения максимумов и минимумов интенсивности. При фотометрировании высокоскоростной интерферограммы обычно достигается значение  $m \approx 10$ .

При обработке интерферограмм лазерной плазмы максимальное значение  $m$  реализуется для внешних областей, где ширина интерференционных полос  $b$  значительно превосходит минимальный разрушаемый размер  $d$  ( $m \leq b/d$ ). Вводя функцию ширины полосы  $b(y)$ , нетрудно получить следующие соотношения:

$$b(y) \approx \lambda / (\epsilon(y) + \epsilon_0) = [(d/dy)(S(y) + S_0(y))]^{-1}, \quad (2.22)$$

где  $\epsilon_0$  — начальный угол между опорным и предметным пучками,  $S_0(y) = \epsilon_0 y / \lambda$  — начальная разность фаз интерферирующих лучей. По мере продвижения в глубь плазмы происходит увеличение угла рефракции и набега фазы  $S(y)$ , т.е. уменьшение ширины интерференционной полосы  $b(y)$ . Точка, в которой  $b(y) \approx d$ , является внутренней границей обрабатываемого интерференционного поля, при этом следует учитывать, что естественным условием на разрешение интерференционных полос на фотоприемнике являются неравенства  $kb > N_{r,2}^{-1}$  и  $b > \tau v$ , где  $k$  — коэффициент увеличения изображения.

Таким образом, пространственное разрешение системы накладывает условие на максимальный угол  $\epsilon_p$ , который может быть зарегистрирован при интерферометрии лазерной плазмы:

$$\begin{aligned} -[A(\lambda/L)^{1/2} + \epsilon_0] < \epsilon_p < A(\lambda/L)^{1/2} - \epsilon_0 \quad \text{при } N_1 < N'_1, \\ -[\lambda(\tau v)^{-1} + \epsilon_0] < \epsilon_p < \lambda(\tau v)^{-1} - \epsilon_0 \quad \text{при } N_1 > N'_1, \end{aligned} \quad (2.23)$$

где начальный угол между лучами  $\epsilon_0$  принимается положительным. Очевидно, что при  $\epsilon_p < 0$  можно получить информацию об областях с большим градиентом показателя преломления, чем при  $\epsilon_p > 0$ , причем разница в абсолютном значении максимального угла  $\epsilon_p$  в этих случаях равна  $2\epsilon_0$ . Известно, что в плазме лучи отклоняются в сторону меньшей электронной плотности. Следовательно, нужно настраивать интерферометр таким образом, чтобы положительное направление угла  $\epsilon_p$  отсчитывалось в сторону мишени. Кроме того, следует добиваться наименьшей начальной ширины интерференционной полосы, т.е. работать в максимальных порядках интерференции. При работе в нулевом порядке ( $\epsilon_0 = 0$ ) максимальный угол  $\epsilon_p$  равен  $A(\lambda/L)^{1/2}$  (либо  $\lambda(\tau v)^{-1}$ ).

Определение максимального угла  $\epsilon_p$ , при котором можно зарегистрировать интерференционную картину, имеет большое значение при диагностике лазерной плазмы. Формула (2.23) позволяет оценить максимальный градиент электронной плотности, в области которого можно проводить интерферометрические измерения. Используя связь показателя преломления

плазмы с концентрацией электронов, получим

$$(\text{grad } n_e)_{\text{max}} \approx 4 \cdot 10^{13} \begin{cases} A (\lambda L)^{-3/2} & \text{при } N_1 < N'_1, \\ (\lambda \tau \nu L)^{-1} & \text{при } N_1 > N'_1. \end{cases} \quad (2.24)$$

При  $A = 5$ ,  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  см,  $L = 10^{-1}$  см,  $\tau = 10^{-10}$  с,  $\nu = 10^7$  см/с получим

$$(\text{grad } n_e)_{\text{max}} \approx 10^{22} \text{ см}^{-4}.$$

Таким образом, основным требованием при выборе оптической схемы регистрации интерферограмм является максимальное повышение ее пространственного разрешения (т.е. коэффициента  $A$ ), что непосредственно связано как с передачей изображения объекта, так и с условием разрешения интерференционных полос в области высоких градиентов. Отметим также, что прямое определение градиентов электронной плотности по ширине интерференционных полос (см. (2.21)) может в некоторых экспериментах давать более точные количественные результаты, чем в случае применения метода шпирен-фотографирования [52].

**2.4.2. Типы интерферометров.** Поиск оптимальных типов интерферометров, позволяющих проводить интерференционные измерения вблизи критической поверхности с высоким пространственным разрешением и в то же время характеризующихся простотой юстировки и настройки на плоскость изображений, привел к созданию голографических интерферометров [11, 28, 98, 99], схем с компенсацией оптических длин интерференционных плеч [6, 38, 100, 101] и сдвиговых интерферометров [10, 34–36, 39].

Для сравнения возможностей различных типов интерферометров рассмотрим более подробно особенности регистрации интерферограмм плазменной короны. В случае сферически-симметричной плазмы для набега фазы  $S$  и угла отклонения  $\epsilon$  зондирующего луча можно написать [85]

$$S(y) = \frac{\kappa \lambda}{\pi} \int_y^R \frac{n_e r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}}, \quad (2.25)$$

$$\epsilon(y) = - \frac{\kappa \lambda^2}{\pi} \int_y^R \frac{dn_e(r)}{dr} \frac{y dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}}, \quad (2.26)$$

где  $n_e(r) \ll n_c$ ,  $\kappa = e^2 / (m_e c^2)$ ,  $y$  – прицельный параметр зондирующего луча,  $\lambda$  – длина волны,  $R$  – внешняя граница плазмы,  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона,  $c$  – скорость света. Решение интегрального уравнения (2.25) получается при использовании преобразования Абеля [102]

$$n_e(r) = - \frac{2}{\kappa \lambda} \int_y^R \frac{dS}{dy} \frac{dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}}. \quad (2.27)$$

Дальнейшее рассмотрение различных типов интерферометров и их сравнение целесообразно провести на примере конкретного профиля электронной плотности, реализующегося в эксперименте. С этой целью представлены на рис. 2.10 экспериментальные значения электронной плотности плазмы, создаваемой при облучении стеклянной микросферы диаметром  $2r_0 \approx 100$  мкм на лазерной установке "Кальмар" [103], в диапазоне  $n_e =$

$= 10^{18} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$  были аппроксимированы аналитической функцией  $n_e(r) = n_0 (r_0/r)^2$ , где  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $r_0 = 10^{-2} \text{ см}$ ,  $R = 8 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ .

Подставляя в (2.25) и (2.26) аппроксимирующую функцию  $n_e(r)$ , получаем

$$S(x) = \frac{\kappa\lambda}{\pi} n_0 l_0^2 R \frac{\arccos x}{x}, \quad (2.28)$$

$$\epsilon(x) = -\frac{\kappa\lambda^2}{\pi} n_0 l_0^2 \left[ \frac{\arccos x}{x} + \frac{(1-x^2)^{1/2}}{x^2} \right], \quad (2.29)$$

где введены обозначения  $x = y/R$ ,  $l_0 = r/R$ . При уменьшении параметра  $x$  происходит быстрый рост абсолютных значений  $S(x)$  и  $\epsilon(x)$ .

Графики функций (2.28) и (2.29) для  $\lambda = 5,32 \cdot 10^{-5} \text{ см}$  показаны на рис. 2.10, а. Видно, что в точке  $x = 0,1$  имеем значения  $S(x) \approx 8,75$  и  $\epsilon(x) \approx 2,6^\circ$ . При использовании интерферометра обычного типа, в котором предметный световой пучок интерферирует с невозмущенным опорным, ширина полосы вблизи  $x$  составит  $b \approx 5 \div 10 \text{ мкм}$ . Иными словами, для наблюдения интерференционной картины со столь малой шириной полосы потребуются высококачественная оптика с пространственным разрешением  $d \approx 10^{-4} \text{ см}$ , хотя необходимая угловая апертура может быть невелика ( $\epsilon_p \lesssim 10^\circ$ ). Добиться уширения полосы в точке  $x$  можно, посылая опорный пучок под углом  $\epsilon_0 \approx -\epsilon(x)$ , однако при этом в значительной по размерам внешней области плазмы (и во всей невозмущенной зоне) частота

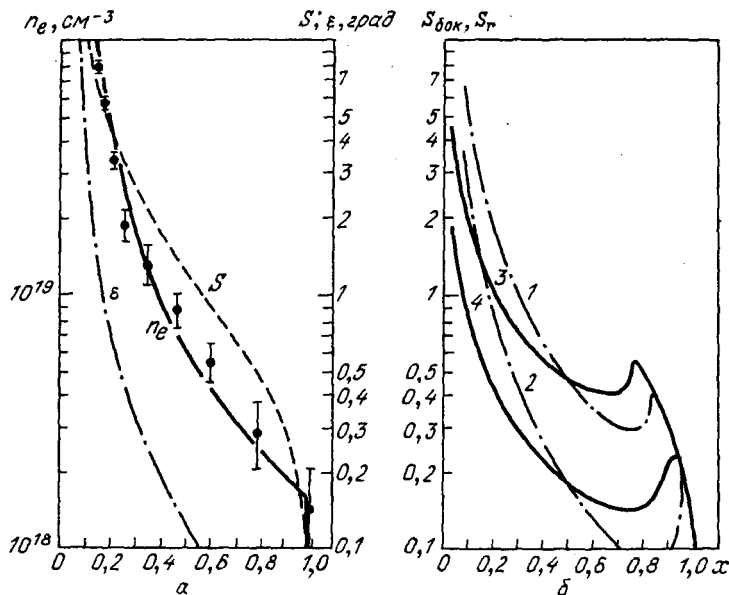


Рис. 2.10. Интерферометрия лазерной плазмы: а — характерные пространственные распределения электронной плотности  $n_e$  лазерной плазмы, набега фазы  $S$  и угла отклонения  $\epsilon$  зондирующего излучения; б — разность фаз интерферирующих лучей в сдвиговых интерферометрах (1 —  $\delta_{\text{сдв}} = 0,15$ , 2 —  $\delta_{\text{сдв}} = 0,05$ , 3 —  $h_r = 1,3$ , 4 —  $h_r = 1,1$ )

полос будет неоправданно большой, что неизбежно приведет к накоплению ошибки при восстановлении профиля  $n_e(r)$ .

Оптимальным решением задачи устранения области резкого сгущения интерференционных полос была бы такая схема, в которой угол падения опорного луча изменялся в зависимости от угла рефракции  $\epsilon(x)$  зондирующего луча. Такие приборы получили название "дифференциальные интерферометры" [104]. Они относительно просты в изготовлении и юстировке. Кроме того, их преимущество состоит в возможности изменения чувствительности к градиентам плотности, что очень важно при диагностике плотной области плазменной короны, создаваемой лазерным излучением [35, 36]. Вопрос интерпретации сдвига полос в дифференциальном интерферометре подробно разбирается в работе [105].

Все достоинства дифференциальных интерферометров присущи также и сдвиговым интерферометрам, для которых к тому же не требуется высококачественной поляризационной оптики. Кроме того, сдвиговые интерферометры более удобны в работе на сложных экспериментальных установках, что определяется возможностью выноса интерферометра за пределы рабочей камеры, имеющей, как правило, ограниченное место для размещения диагностической аппаратуры.

В отличие от обычной двухлучевой интерферометрии, в которой предметный пучок, несущий информацию об исследуемом объекте, интерферирует с невозмущенным опорным, сдвиговая интерферограмма образуется при интерференции двух идентичных изображений исследуемого объекта, смещенных на некоторое фиксированное расстояние. В сдвиговом интерферометре отклонение интерференционной полосы внутри фазовой неоднородности зависит от градиента показателя преломления в направлении сдвига [106]. В связи с этим сдвиговые интерферометры особенно полезны при исследовании сильно неоднородных протяженных объектов, в которых из-за большого набега фазы в обычных интерферометрах происходит сгущение интерференционных полос.

Разность фаз интерферирующих лучей в интерферометре бокового сдвига равна  $S_{\text{бок}}(y) = S(y) - S(y+h)$ ,  $h$  — сдвиг. На рис. 2.10, б функция  $S(x)$  построена для  $\delta_{\text{сдв}} = h/R = 0,05$  и  $0,15$ . В точке  $x = 0,1$  для сдвига  $\delta_{\text{сдв}} = 0,05$  разность фаз  $S_{\text{бок}} \approx 3,1$ , а ширина полосы зависит от конкретной схемы интерферометра, но не менее 20 мкм. Следует, однако, отметить очень низкую чувствительность интерферометра во внешней области плазменной короны. Практически во всей области  $x > 0,5$  сдвиг полос постоянен и равен  $\delta_{\text{сдв}} \approx 0,1 \div 0,2$ . Очевидно, что для правильного восстановления профиля электронной плотности необходимо уделять значительное внимание исключению "шумов" в интерференционной картине и добиваться максимальной контрастности полос. При значении сдвига  $\delta_{\text{сдв}} = 0,15$  создаются более благоприятные условия для обработки во внешней зоне, хотя при этом разность фаз вблизи  $x = 0,1$  составляет  $S_{\text{бок}} \approx 5,6$ .

Таким образом, для исследования внутренней области лазерной плазмы следует использовать малый сдвиг, а для внешней — большой. Этому условию удовлетворяет интерферометр радиального сдвига, в котором  $S_r(y) = S(y) - S(h_r y)$ , где  $h_r$  — отношение радиального сдвига, т.е. отношение коэффициентов увеличения интерферирующих изображений объекта ( $h_r = k_1/k_2$ ). Из сравнения графика  $S_r(x)$  (рис. 2.10, в) с  $S_{\text{бок}}(x)$  можно



сделать вывод, что обработка интерферограммы с радиальным сдвигом  $h_r = 1,3$  во внешней области плазменной короны менее трудоемка, чем обработка интерферограммы с боковым сдвигом  $\delta_{сдв} = 0,15$ . Во внутренней области разность фаз  $S(x = 0,1) \approx 2,15$ , т.е. меньше, чем  $S_{бок}$  даже при  $\delta_{сдв} = 0,05$ . Ширина полосы составляет  $b \approx 40$  мкм.

**2.4.3. Контрастность интерференционной картины.** Как уже отмечалось выше, контрастность интерференционной картины существенно влияет на количество получаемой при обработке полезной информации. Внешние причины понижения контрастности интерференционной картины — это: некогерентность, неравенство интенсивностей, наличие рассеянного света, различие в поляризации [107]. При отношении интенсивностей интерферирующих лучей  $n = I_2/I_1 > 1$  для значения контрастности  $\gamma_k$  следует

$$\gamma_k \equiv (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min}) = 2n^{1/2} / (n + 1),$$

т.е. при  $n = 5$  контрастность еще удовлетворительна. При рассеянном свете с интенсивностью  $I = mI_0$ ,  $I_1 = I_2 = I_0$  контрастность  $\gamma_k = 2 / (2 + m)$  удовлетворительна при  $m \lesssim 1$ . Как видно из сказанного, требования к выравниванию интенсивностей и устранению засветки невысоки. Более существенное влияние на контрастность оказывают когерентные свойства излучения — как временная (при неравенстве оптических плеч интерферометра), так и пространственная когерентность, определяющая расходимость пучка.

Рассмотрим интерферометры со встречным ходом лучей, в которых оптические длины пучков уравниваются автоматически. Необходимо, однако, установить, каково влияние на качество сдвиговых интерферограмм реальной пространственной когерентности светового источника.

Для разности фаз лучей протяженного источника (размером  $\xi$ ), приходящих в произвольную точку плоскости изображений, можно написать [1]

$$\Phi - \Phi_0 \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \beta\xi + \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \xi^2 \right], \quad (2.30)$$

где  $\beta$  — угол между соответствующими лучами на выходе из источника,  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы кривизны соответствующих волновых фронтов. При  $R_2 - R_1 = \Delta R \ll R$  нетрудно показать, что  $\Delta R \approx \beta^2 R$ , т.е. вторым членом в правой части (2.30) можно пренебречь при  $\beta\xi \ll R$ , что практически всегда выполняется. При  $\beta = 0$  интерференционная картина расположена в плоскости локализации — геометрическом месте точек пересечения соответствующих лучей; иначе говоря, контрастность максимальна (для данного светового источника) при наблюдении ее в плоскости локализации.

На рис. 2.11а показана модернизированная схема интерферометра Саяняка, впервые примененного для исследования лазерной плазмы в работе [53]. Эта схема позволяла получать высококонтрастные интерферограммы плазмы благодаря абсолютному равенству оптических плеч, при этом в отличие от обычных двухлучевых интерферометров (например, интерферометра Маха—Цендера) не требовалось высокого качества оптических элементов. Плоскость локализации интерференционных полос (плоскость пересечения соответствующих лучей) совмещается с предметной плоскостью с помощью клина, отклоняющего опорные лучи на угол  $\varphi$ .

Для компенсации изменения оптического пути в предметный пучок помещается плоскопараллельная пластина равной толщины.

Эквивалентная схема интерферометра, которая применима для любой двухлучевой схемы, показана также на рис. 2.11а. Рассмотрим влияние точности совмещения объектной плоскости с плоскостью локализации интерференционных полос (т.е. точности установления оптического клина) на контрастность полос. Если плоскость локализации совпадает с плоскостью  $P_1$ , а исследуемый объект расположен на расстоянии  $\Delta_\phi$  от  $P_1$  в плоскости  $P_2$  и наблюдается в плоскости изображений  $P'_2$ , то в произвольную точку плоскости  $P'_2$  придут лучи, проходящие через изображения источника света  $S_1$  и  $S_2$ , причем угол на выходе из источника  $S$  между ними равен

$$\beta \approx \Delta_\phi \varphi / f_0 = \alpha \Delta_\phi k \lambda / (b_0 \xi), \quad (2.31)$$

где  $k$  — коэффициент увеличения оптической системы,  $b_0 = k\lambda/\varphi$  — начальная ширина интерференционных полос,  $\alpha \approx \xi/f_0$  — расходимость зондирующего пучка. Из формулы (2.30) для разности фаз интерферирующих лучей  $\Phi - \Phi_0 \approx 2\pi\alpha\Delta_\phi k/b_0$  следует, что при уменьшении ширины полосы

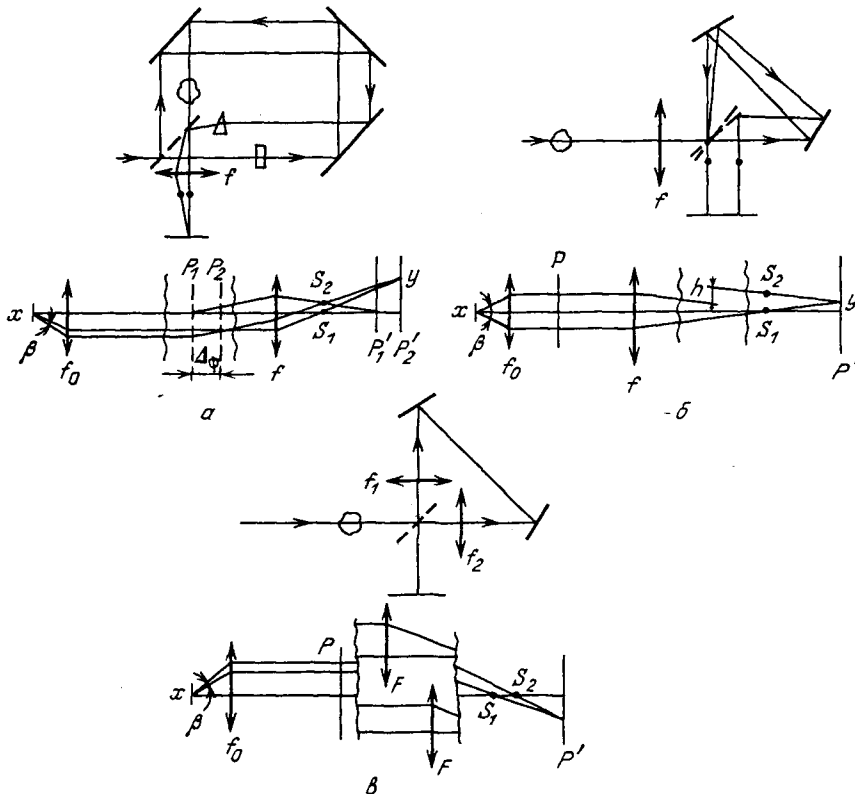


Рис. 2.11. Оптические и эквивалентные схемы интерферометров с встречным ходом лучей: а — интерферометр Саньяка; б — интерферометр бокового сдвига; в — интерферометр радиального сдвига

$b_0$  (работа в высоких порядках интерференции) необходимо добиваться уменьшения  $\Delta_\Phi$  и  $\alpha$ .

Схема интерферометра бокового сдвига со встречным ходом лучей показана на рис. 2.11 б. Сдвиг  $h$  создается поворотом делительного зеркала на угол  $\varphi$ , причем  $h = 2L_{\text{и}}\varphi$ , где  $L_{\text{и}}$  — длина пути в интерферометре. Начальная ширина интерференционной полосы определяется сдвигом:  $b_0 = k\lambda f_1/h$ . В сдвиговых интерферометрах даже при точной настройке на исследуемую плоскость контрастность полос падает с увеличением сдвига  $h$ . Для угла  $\beta$  в данном случае справедливо (рис. 2.11, б) равенство

$$\beta \approx h/(kf_0) = \alpha\lambda f_1/(b_0\xi). \quad (2.32)$$

Из (2.32) следует, что для получения контрастной интерференционной картины при выбранном значении сдвига  $h$ , которое определяется конкретной формой профиля электронной плотности, необходимо использовать зондирующие пучки с малой расходимостью  $\alpha$ .

Рассмотрим схему интерферометра радиального сдвига (рис. 2.11, в). Две линзы с фокусными расстояниями  $f_1$  и  $f_2$  ( $f_1/f_2 = k > 1$ ) помещаются в интерферометр так, чтобы исследуемый объект находился в фокальной плоскости каждой из линз. При этом плоскость изображений объекта с увеличениями  $k$  и  $k^{-1}$  будет находиться в плоскости, сопряженной предметной относительно делительного зеркала интерферометра. Таким образом, отношение радиального сдвига  $h_r$  будет равно  $k^2$ . С помощью эквивалентной схемы интерферометра (рис. 2.11, в) нетрудно показать, что для угла  $\beta$  справедлива формула (2.32) с заменой  $f_1$  на  $F$  — фокусное расстояние системы двух линз. Однако необходимо отметить, что в интерферометре радиального сдвига интерференционные полосы неэквидистантны:  $b_0 = k\lambda F [(k^2 - 1)]^{-1}$ . Поэтому удобнее в явной форме выразить угол  $\beta$  через координату точки на плоскости изображений:

$$\beta = \frac{k^2 - 1}{k} \frac{y}{k} = \frac{k^2}{k} \frac{y}{\xi} \alpha. \quad (2.33)$$

Согласно формуле (2.33), контрастность падает с удалением от оптической оси. Следовательно, при выборе оптимального значения  $k$  следует учитывать как реализующиеся в эксперименте градиенты электронной плотности плазмы вблизи критической поверхности, так и ее размеры.

В связи с тем, что с удалением от оптической оси происходит одновременное уменьшение контрастности и ширины интерференционной полосы, необходимо таким образом выбирать значение  $F$ , чтобы основным ограничением при обработке являлось падение контрастности, а не сгущение интерференционных полос. Допустимым значением разности фаз  $\Phi - \Phi_0$  считается  $\pi/2$ ; с другой стороны, обработка возможна, если  $b_0 > k_0 d$  ( $k_0$  — коэффициент увеличения оптической системы, располагающейся до интерферометра,  $d$  — минимальный элемент объекта, разрешаемый всей системой), т.е.

$$\Phi - \Phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \beta \xi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{k^2 - 1}{k} \alpha y < \frac{\pi}{2}, \quad b_0 = \frac{k\lambda F}{k_0 y (k^2 - 1)} > k_0 d. \quad (2.34)$$

Из (2.34) получим  $(k^2 - 1)/k < \lambda/(4\alpha y)$  и  $(k^2 - 1)/k < \lambda F/(k_0^2 dy)$ , т.е., чтобы избежать сгущения полос, должно выполняться условие  $(4\alpha)^{-1} < F/(k_0^2 d)$ . Приравняв разрешение системы разрешению метода [6]:

$$d = \max \{ (\lambda L)^{1/2}, \delta t v \},$$

где  $L$  — продольный размер исследуемого объекта,  $\delta t$  — временное разрешение метода,  $v$  — характерная скорость движения интерференционной полосы, получаем

$$F > \frac{k^2}{4\alpha} \max \{ (\lambda L)^{1/2}, \delta t v \}. \quad (2.35)$$

Подставляя в (2.35) характерные значения параметров, получаем, что фокусное расстояние  $F$  должно составлять несколько метров. Отметим, что при  $F = \infty$  (линзы  $f_1$  и  $f_2$  образуют коллиматор) в плоскости изображений будет наблюдаться начальная интерференционная картина в нулевом порядке ( $b_0 = \infty$ ). Такой режим работы значительно облегчает обработку интерферограммы исследуемого объекта, особенно во внешней зоне.

Выбор в конкретной схеме интерферометра радиального сдвига того или иного значения  $k$ , в значительной степени влияющего на качество интерференционной картины, прежде всего определяется поведением функции  $S(x)$ . Выше было показано, что для получения наиболее точной информации во всем исследуемом диапазоне оптимальным является  $h_r = 1,3$  (см. рис. 2.11, б), следовательно  $k = h_r^{1/2} = 1,14$ . Подстановка этого значения в (3.20) определяет максимальную расходимость зондирующего пучка, при которой еще возможно получение контрастной интерферограммы

$$\alpha \leq k\lambda [4(k^2 - 1)y]^{-1} \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$$

$$(\lambda = 5,32 \cdot 10^{-5} \text{ см}, y = 10^{-1} \text{ см}).$$

Таким образом, методический анализ оптимальных типов интерферометров для исследования плотной неоднородной плазмы показывает преимущество сдвиговой интерферометрии и позволяет определить основные параметры сдвиговых интерферометров и используемых источников для их подсветки.

**2.4.4. Зона "непрозрачности".** К специфическим особенностям интерферометрии лазерной плазмы, создаваемой при достаточно высоких плотностях ( $q > 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>) греющего излучения, следует также отнести эффект образования у поверхности мишени так называемой зоны "непрозрачности" [108]. Зондирующее излучение проходит через эту область плазмы, однако интерферометрические измерения во время действия греющего импульса внутри нее оказываются невозможными. В работе [96] при плотности светового потока на поверхности мишени  $q \approx 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> появление зоны "непрозрачности" размером  $\Delta x \approx 0,2$  мм объяснялось сильной рефракцией зондирующих лучей в области плазмы с электронной концентрацией  $n_e \gtrsim 5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, что вызывало отклонение лучей из апертуры использовавшейся оптической системы регистрации ( $\epsilon < 2^\circ$ ).

На сильное влияние рефракции при интерферометрическом исследовании областей лазерной плазмы вблизи критической плотности электронов ука-

зывалось и в работе [99], в которой максимально измеренная при зондировании на  $\lambda = 0,355$  мкм электронная плотность достигала значения  $2,4 \cdot 10^{20}$  см $^{-3}$ . Здесь, однако, следует заметить, что интерферограмма в данной работе снималась через 0,7 нс после окончания действия греющего импульса с длительностью  $\tau \approx 0,1$  нс ( $q \approx 10^{13}$  Вт/см $^2$ ). Угол отклонения луча на границе зоны "непрозрачности" составлял  $\epsilon \approx 2 \div 3^\circ$ , т.е. был значительно меньше угла видимости объектива в [99]. Поэтому зону "непрозрачности" можно объяснить сгущением интерференционных полос до ширины  $b = \lambda/\epsilon$ , меньшей, чем минимальный разрешаемый размер объекта (в опыте  $b \approx 8$  мкм сравнима с реальным разрешением оптической системы). Аналогичное объяснение можно дать и эксперименту [109], в котором размер зоны "непрозрачности" не уменьшался при увеличении угловой апертуры объектива.

В условиях эксперимента [53] ( $q > 10^{14}$  Вт/см $^2$ ) распространение зоны "непрозрачности" до больших расстояний ( $\Delta x \approx 1$  мм) и малых плотностей ( $n_e \approx 5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ ) невозможно объяснить потерей зондирующих лучей в регистрируемой оптической системе. В этом эксперименте угловая апертура объектива составляла  $2\Delta\epsilon \approx 12^\circ$ . Из обработки интерферограмм была определена величина угла отклонения  $\epsilon_p \approx 0,3^\circ$ , т.е.  $\epsilon_p \ll \Delta\epsilon$ . Таким образом, исходя из столь малых углов рефракции, нельзя было объяснить наблюдаемую зону "непрозрачности" как малой угловой апертурой объектива, так и сгущением полос (в данном случае  $b \approx 100$  мкм). В сходных условиях эксперимента [35] размеры зоны "непрозрачности" резко возрастали при увеличении плотности потока до  $q > 10^{15}$  Вт/см $^2$ .

Микрофотометрическая обработка реальных интерферограмм показала, что контраст интерференционных полос падает при движении от невозмущенной внешней области к поверхности мишени и обращается в нуль на границе зоны "непрозрачности". Этот факт указывает на то, что появление зоны "непрозрачности" связано не с сильной рефракцией зондирующих лучей на локальной неоднородности, которая привела бы к резкому сгущению полос или даже к их потере в оптической системе, а, напротив, обусловлено протяженным нелокальным возмущением (турбулентные флуктуации с характерным пространственным масштабом  $a \sim \lambda$ ) профиля электронной плотности, уменьшающим вследствие случайной рефракции [110, 111] взаимную когерентность опорного и зондирующего лучей [112]. Внутри зоны "непрозрачности" эти лучи становятся полностью некогерентными и их интенсивности складываются не интерферируя.

Интересно отметить, что аналогичный эффект возникновения зоны "непрозрачности" при интерферометрии плазмы в СВЧ-диапазоне ( $\lambda = 4$  мм) был зарегистрирован на тороидальной установке "Альфа" (диаметр плазмы  $L = 1$  м,  $n_e = 0,4n_c$ ) [113]. В период протекания тока через плазму флуктуации делали невозможным определение фазы сигнала. После окончания тока, в период распада плазмы, флуктуации пропадали и интерференционная картина становилась вполне регулярной. Проведенное измерение углового распределения рассеянных волн согласовалось с предположением о случайной рефракции на флуктуациях плотности и позволило определить характерный пространственный масштаб  $a \approx 1$  см и амплитуду флуктуаций электронной плотности  $\delta n_e/n_c \approx 0,1$ .

**2.4.5. Голографическая интерферометрия.** При высокоскоростном оптическом зондировании плотной плазмы существенным достоинством обладает двухэкспозиционная голографическая интерферометрия [28, 114]. В этом методе сравнение фаз интерферирующих пучков происходит между двумя волновыми фронтами, разделенными во времени, а не в пространстве. Подробное обсуждение этого метода для исследования лазерной плазмы с плотностью электронов  $n_e \approx 10^{20} \div 10^{21} \text{ см}^{-2}$  проводится в работе [115].

На рис. 2.12 представлена схема голографического интерферометра для исследования плазменной короны облучаемых лазером мишеней [13]. Часть греющего импульса Nd-лазера на длине волны 1,06 мкм длительностью 30 пс отводилась для преобразования в кристаллах KDP в четвертую гармонику ( $\lambda = 266 \text{ нм}$ ). При этом нелинейном процессе происходило сокращение длительности до 15 нс. Разделение диагностического пучка на предметный и опорный производилось призмой перед входом в вакуумную камеру. С помощью оптической задержки (не показанной на рис. 2.12) осуществлялось выравнивание плеч интерферометра. Вблизи мишени располагался микроскопический объектив 10-кратного увеличения. Линза в опорном пучке использовалась для согласования углов интерферирующих лучей на поверхности фотопленки, записывающей голограмму. На одну и ту же фотопластинку поочередно записывались две голограммы – перед приходом греющего импульса и во время разлета образованной плазмы.

После проявления фотопластинка помещалась на прежнее место и подсвечивалась излучением Nd-лазера только по пути опорного пучка. В результате происходило восстановление двух волновых фронтов, распространяющихся в направлении предметного пучка и интерферирующих между

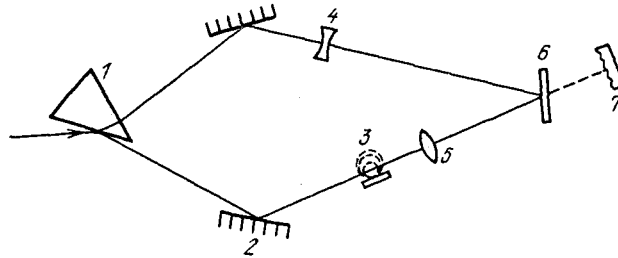


Рис. 2.12. Схема голографического интерферометра [13]: 1 – призмный делитель пучка зондирующего лазера, 2 – зеркало, 3 – плазма, 4 – линза в опорном пучке, 5 – объектив, 6 – голограмма, 7 – экран в плоскости изображений

собой благодаря внесенной плазмой оптической разности хода. Располагая экран в плоскости изображения плазмы, производили регистрацию интерферограмм.

На рис. 2.13 представлены интерферограммы, полученные в работе [13] при облучении одним греющим пучком оболочечной и плоской мишеней. Преимущества двухэкспозиционной голографической интерферометрии особенно очевидны при исследовании плотных слоев плазмы малых мишеней (диаметром не более 100 мкм). В этом случае существенную погреш-

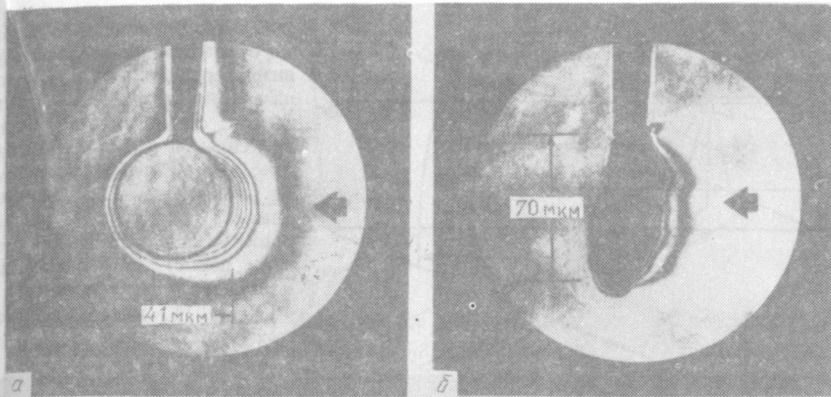


Рис. 2.13. Интерферограммы плазмы, создаваемой на микросфере (а) и диске (б) малого диаметра излучением Nd-лазера ( $q_0 \approx 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau = 30$  пс) [13]

ность в результате обработки может внести неточная фокусировка изображения на центральную плоскость плазмы.

Величину погрешности в определении сдвига фазы зондирующего луча при неточной фокусировке иллюстрирует рис. 2.14а. При расстройке фокусировки на расстояние  $l$  луч, прошедший через точку  $P$  и рефрагировавшийся в плазме на угол  $\epsilon$ , интерферирует с опорным лучом в точке  $Q$ , смещенной от точки  $P$  на расстояние  $\Delta y = l\epsilon$ . Если при проходе через плазму предметный луч приобрел сдвиг фазы  $S$ , то при неточной настройке к этому сдвигу добавится еще разность хода  $\Delta S = -l\epsilon^2/2$ . Таким образом, интерферограммы, полученные в условиях сильной рефракции, требуют тщательной фокусировки на центральную плоскость [116]. Изменение интерференционной картины при различной настройке на стадии восстановления одной и той же голограммы демонстрируется на рис. 2.14б [115].

Дальнейшее усовершенствование схемы голографического интерферометра для исследования лазерной плазмы проведено в работе [117] (рис. 2.15). Интерферометр является разновидностью бипризмы Френеля (см. также [101]) с делением на предметный и опорный пучки по волновому фронту зондирующего пучка на выходе из вакуумной камеры. В этом интерферометре удачно сочетаются преимущества интерферометра с автокомпенсацией оптических плеч и простота юстировки (хотя отсутствует возможность плавного изменения начальной ширины интерференционной плоскости  $b$ ). Использование этого прибора для непосредственной регистрации интерферометрии лазерной плазмы оказывается мало перспективным из-за ограничения размера  $D$  рабочего поля (диаметр мишеней не более 100 мкм), так как  $D \approx 1/b$ . Это условие в значительной степени преодолевается при работе в режиме двухэкспозиционной голографической интерферометрии. При этом появляется дополнительное преимущество, заключающееся в уменьшении влияния взаимного отклонения между экспозициями интерферирующих пучков из-за вибрации зеркал. Следует также отметить работу [118], в которой аналогичный голографический интерферометр используется для определения зависимости

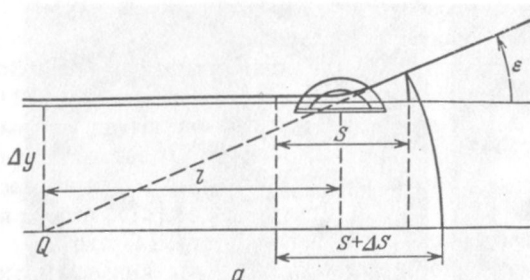
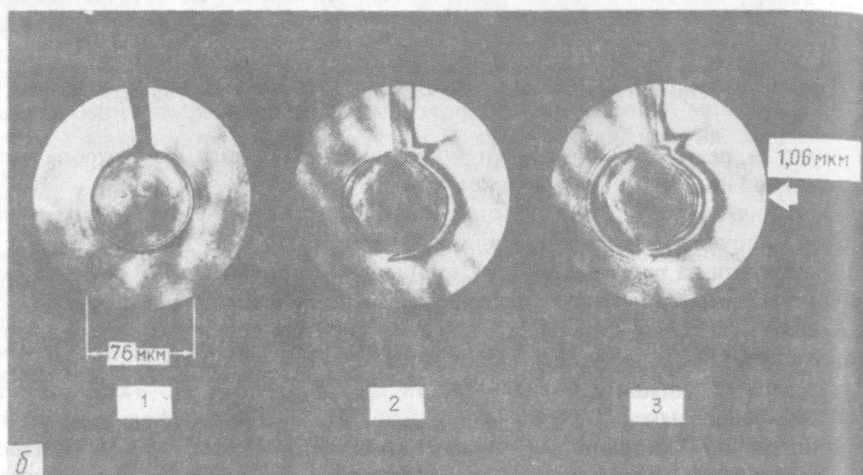


Рис. 2.14. Влияние фокусировки объектива на наблюдаемую интерференционную картину лазерной плазмы: *a* — оптическая схема восстановления при сильной рефракции в объекте; *б* — интерферограммы (1 — мишень, 2 — лазерная плазма) при точной фокусировке (пять интерференционных полос), 3 — расстройка плоскости фокусировки на 40 мкм (11 интерференционных полос) [115]



углов рефракции от прицельного параметра зондирования. В случае, когда производная угла рефракция близка к постоянной величине (в условиях эксперимента [119]  $d\epsilon/dy \approx -0,014$  рад/мкм), значительно упрощается математическая процедура обработки.

Эффективная схема многокадровой голографической интерферометрии разработана для экспериментов на установке "Хрома" [120] (рис. 2.16). Мишень облучается двумя лазерными пучками (I и II) с противоположных направлений. Перпендикулярно им направляются ультрафиолетовые ( $\lambda = 0,261$  мкм) зондирующие импульсы. На одну и ту же фотопленку регистрируются сначала четыре нулевые голограммы (причем каждая за-

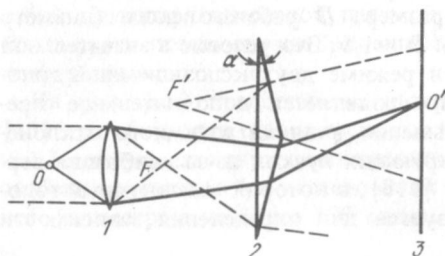


Рис. 2.15. Голографический интерферометр на основе бипризмы Френеля [117]: 1 — объектив, 2 — бипризма, 3 — голограмма, *O* — мишень, *O'* — изображение мишени, *F* и *F'* — положения источников интерферирующих пучков



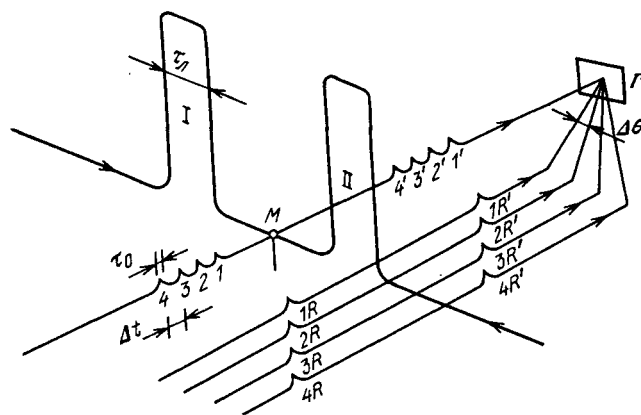


Рис. 2.16. Схема многокадровой двухэкспозиционной голографической интерферометрии [120]:  $M$  – мишень;  $G$  – голограмма;  $I$  и  $II$  – импульсы мощного лазерного излучения длительностью  $\tau_L$ , нагревающие мишень;  $1-4$  и  $1'-4'$  – серии зондирующих импульсов (длительностью  $\tau_0$  с интервалом  $\Delta t$ ) первой и второй экспозиций соответственно  $1R-4R$  и  $1R'-4R'$  – серии опорных импульсов первой и второй экспозиций, пространственно разделенных и приходящих на голограмму под углами, различающимися на  $\Delta\theta$

писывается при последовательном изменении направления опорного пучка на угол  $\Delta\theta$ ), а затем четыре плазменные голограммы, также различающиеся последовательным изменением угла прихода опорного пучка. Таким образом, на одной фотопленке осуществляется запись волновых фронтов зондирующего пучка в различные моменты времени. Восстановление интерферограмм производится при освещении голограммы под углом, соответствующим одному из опорных пучков. В работе [120] длительность зондирующего импульса равнялась  $\tau_0 = 20$  пс, длительность греющего лазерного импульса на длине волны  $0,53$  мкм  $\tau_L = 400$  пс, интервал между кадрами составлял  $\Delta t = 100$  пс.

## § 2.5. Измерение вращения плоскости поляризации зондирующего излучения

Наиболее совершенным методом диагностики магнитных полей в плазме, и в частности спонтанных магнитных полей в лазерной плазме, является метод, основанный на измерении вращения плоскости поляризации зондирующего излучения, проходящего сквозь исследуемую область плазмы.

### 2.5.1. Спонтанные магнитные поля и вращение плоскости поляризации пробного пучка.

Спонтанные магнитные поля, генерируемые в лазерной плазме, могут существенно ограничивать тепловой поток, переносимый электронами от зоны поглощения энергии к зоне абляции [121], приводя к таким эффектам, как перегрев короны и эмиссия быстрых ионов. Кроме того, тороидальные магнитные поля, возникающие при определенной неоднородности облучения сферической мишени, ограничивая боковой перенос энергии, препятствуют теплопроводному выравниванию поглощенного потока энергии и устойчивому сжатию мишени.

Крупномасштабные тороидальные магнитные поля могут возникать в лазерной плазме за счет: неколлинеарных градиентов электронной плотности и температуры (механизм термо-ЭДС) [122], эмиссии горячих электронов из пятна фокусировки лазерного излучения [123], анизотропии электронного давления [124]. Мелкомасштабные магнитные поля могут возникать за счет филаментации [125], резонансного поглощения [126], тепловой неустойчивости [127] и неустойчивости Вейбеля [128] (см. также обзор [129]).

Основным механизмом поворота плоскости поляризации зондирующего пучка в плазме является эффект Фарадея, в результате которого под действием магнитного поля, параллельного направлению распространения зондирующего пучка ( $I \parallel B$ ), возникает различие в скорости распространения волн с круговой поляризацией, на которые можно разложить плоскополяризованную волну. Выражение для угла поворота  $\varphi$  плоскости поляризации излучения в плазме для эффекта Фарадея дается известным выражением [130]

$$\varphi = \frac{e}{2mc^2} \frac{1}{n_{cpr}} \int_0^{l_0} n_e B dl, \quad (2.36)$$

где угол  $\varphi$  выражен в радианах,  $B$  – индукция магнитного поля в гауссах,  $n_e$  – электронная плотность плазмы в обратных кубических сантиметрах,  $l$  – путь, пройденный пучком в плазме, в сантиметрах,  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона,  $c$  – скорость света в вакууме,  $n_{cpr}$  – критическая плотность плазмы для зондирующего излучения. Поскольку

$$n_{cpr} = m \omega_{pr}^2 / (4\pi e^2) = \pi m c^2 / (e^2 \lambda_{pr}^2)$$

(где  $\omega_{pr}$  и  $\lambda_{pr}$  – частота и длина волны зондирующего излучения), то выражение (2.36) может быть представлено в виде

$$\varphi = \frac{e^3}{2\pi m^2 c^4} \lambda_{pr}^2 \int_0^{l_0} n_e B dl = 2,6 \cdot 10^{-17} \lambda_{pr}^2 \int_0^{l_0} n_e B dl, \quad (2.37)$$

где  $\lambda_{pr}$  выражена в сантиметрах.

В случае однородного слоя плазмы толщиной  $l_0$  с плотностью  $n_e$  формулы (2.36) и (2.37) принимают вид

$$\varphi = [e/(2mc^2)] (n_e/n_{cpr}) l_0 B \approx 2,6 \cdot 10^{-17} \lambda_{pr}^2 n_e l_0 B. \quad (2.38)$$

В соответствии с этим выражением при зондировании излучением с длиной волны второй гармоники Nd-лазера  $\lambda_{pr} \approx 5,3 \cdot 10^{-5}$  см области плазмы с  $n_e \approx 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, длиной пути  $l_0 \approx 100$  мкм и полем  $B \approx 0,5$  МГс угол поворота  $\varphi$  составляет  $2^\circ$ , что вполне доступно для измерения.

Необходимо отметить также следующее обстоятельство. К повороту плоскости поляризации пробного луча помимо эффекта Фарадея ( $I \parallel B$ ) и более слабого эффекта Коттона – Мутона ( $I \perp B$ ) может приводить и неоднородность плазмы в поперечном к лучу направлении даже в отсутствие магнитного поля. В работе [131] показано, что в приближении геометрической оптики ( $\lambda_{pr}/L \ll 1$ , где  $L = (\nabla n_e/n_e)^{-1}$  – характерный размер неоднородности электронной плотности) при  $n_e/n_{cpr} < 1$  (когда мала рефракция) угол поворота поляризации пробного луча в неоднородной магни-

тоактивной плазме есть сумма поворотов вследствие эффекта Фарадея  $\varphi_B$  и неоднородности плазмы  $\varphi_{\nabla n_e}$ . При этом для одномерно неоднородной вдоль оси  $x$  плазмы толщиной  $l_0$  вдоль оси  $y$  и для пробного луча, падающего вдоль оси  $y$  и имеющего плоскость поляризации под углом  $\psi$  к плоскости  $(x, y)$ , выражение для общего угла поворота из-за обоих эффектов в предположении  $B \parallel y$  имеет вид [132]

$$\varphi = \varphi_B + \varphi_{\nabla n_e} = \frac{l_0 \Omega}{2c} \frac{n_e}{n_{cpr}} + \frac{\sin 2\psi}{16} \frac{l_0^2}{L^2} \left( \frac{n_e}{n_{cpr}} \right)^2, \quad (2.39)$$

где  $\Omega = eB/(mc)$  – электронная циклотронная частота. Из этой формулы следует, что при значении  $\psi \approx 45^\circ$  поворот плоскости поляризации луча за счет эффекта Фарадея превышает поворот вследствие неоднородности плотности плазмы в поперечном к лучу направлении при выполнении условия

$$\frac{\Omega L}{c} > \frac{l_0}{8L} \frac{n_e}{n_{cpr}}. \quad (2.40)$$

В частности, при типичных для ряда экспериментов параметрах ( $l_0 \approx \approx 100$  мкм,  $L \approx 30$  мкм,  $n_e \approx 10^{20}$  см $^{-3}$ ) неравенство (2.40) выполняется при  $B > 6$  кГс, так что в случае достаточно сильных полей влиянием эффекта неоднородности на поворот плоскости поляризации пробного луча можно пренебречь. Вместе с тем при больших градиентах этот эффект может быть существен и необходим при интерпретации результатов проводить соответствующие оценки. Отметим также, что указанный эффект влияния поперечной неоднородности плазмы может быть подавлен правильным выбором угла  $\psi$  ( $\psi \approx 0^\circ$ ) между плоскостью поляризации пробного пучка и плоскостью  $(x, y)$  в случае плазменного объекта с простой геометрией.

**2.5.2. Выбор длины волны пробного пучка и направления зондирования лазерной плазмы.** Важным вопросам при разработке диагностической схемы является выбор длины волны зондирующего излучения. Из выражения (2.37) следует, что угол поворота плоскости поляризации пробного пучка пропорционален  $\lambda_{pr}^2$ , а значит, для увеличения измеряемого угла необходимо увеличивать  $\lambda_{pr}$ , используя, например, инфракрасное излучение.

С другой стороны, эффект рефракции зондирующего излучения на радиальном градиенте электронной плотности плазмы сферической мишени  $dn_e/dr$  также пропорционален  $\lambda_{pr}^2$  [133]:

$$\epsilon \approx \lambda_{pr}^2 \int_0^{l_0} \frac{dn_e}{dr} dl. \quad (2.41)$$

Для плазмы с характерным размером неоднородности плотности  $L = [(1/n_e)(dn_e/dx)]^{-1}$  и длиной пути луча в плазме  $l_0$  выражение для угла рефракции имеет вид [125]

$$\epsilon = 2,2 \cdot 10^{-14} n_e \lambda_{pr}^2 l_0 / L. \quad (2.42)$$

Поэтому для зондирования плотных областей плазмы, близких к критической плотности для греющего излучения, малые углы рефракции  $\epsilon$

могут быть обеспечены использованием для зондирования излучения высоких гармоник греющего лазерного излучения. Например, расчеты, проведенные в [134], показали, что для плазмы сферических мишеней с  $L \approx \approx 30$  мкм, облучаемых Nd-лазером, для зондирования области  $n_e$  необходимо использовать четвертую гармонику этого лазера. Вместе с тем для анализа областей  $n_e \approx n_c/10$  возможно использовать вторую гармонику неодимового лазера, которую легко получить, удваивая частоту лазера с помощью преобразователя на KDP-кристалле, что и было реализовано в работах [132, 135].

Использование для зондирования плазмы излучения на частотах гармоник греющего лазера обладает, однако, существенным недостатком. Дело в том, что в самой плазме под действием греющего импульса за счет нелинейных процессов происходит генерация гармоник частоты этого излучения — целых и полужелых, и прежде всего второй гармоники. Поэтому "самосвет" плазмы на данной частоте весьма велик, что делает затруднительными поляризационные измерения. По этой причине в ряде работ, посвященных исследованию спонтанных магнитных полей [44, 125, 133, 136–140], используют смещение частоты зондирующего пучка относительно второй гармоники с помощью вынужденного рамановского рассеяния [141]. При использовании, например, преобразователя на этаноле получают излучение с длиной волны  $\lambda \approx 622$  нм, удобное для исследования плазменной короны с докритической плотностью. Для исследования же более плотной плазмы в работах [125, 137] используется четвертая гармоника греющего Nd-лазера. Отметим, что лишь в экспериментах [142] зондирование велось на частоте греющего излучения (вторая гармоника Nd-лазера). При этом плотность потока зондирующего пучка  $q_{pr}$  была достаточно мала по сравнению с греющим ( $q_{pr}/q_0 < 10^{-6}$ ), чтобы его влиянием на плазму можно было пренебречь, но достаточно велика, чтобы пренебречь влиянием рассеяния греющего излучения в плазме. Отдельно следует упомянуть также работу [143], в которой аксиальные магнитные поля исследовались по фарадеевскому вращению плоскости поляризации отраженного назад от плазмы греющего лазерного излучения (вторая гармоника Nd-лазера), падающего нормально на плоскую мишень.

Другим важным вопросом при исследовании спонтанных магнитных полей является синхронизация зондирующего и греющего излучений. Если плазма создается пикосекундным импульсом ( $\tau \lesssim 100$  пс), то для зондирования обычно используется часть греющего пучка с соответствующим преобразованием частоты [44, 135–137, 139]. Необходимая задержка момента зондирования по отношению к процессу формирования плазмы обеспечивается при этом временными задержками различных схем. В случае наносекундного греющего импульса для обеспечения жесткой синхронизации с более коротким зондирующим импульсом обычно используется общий генератор для обоих излучений, а сравнительно длинный греющий импульс формируется из набора коротких импульсов генератора [138]. Для исследования плазмы, созданной длинноволновым CO<sub>2</sub>-лазером, возникает необходимость создания специальных схем синхронизации такого излучения с зондирующим пучком, излучаемым другим (например, рубиновым) лазером [144] (подробнее о синхронизации зондирующего лазера см. п. 2.2.5).

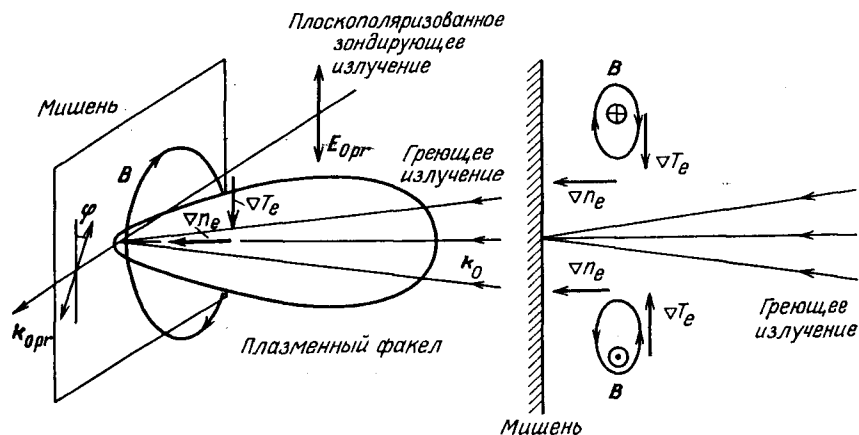


Рис. 2.17. Схематическое изображение плазменного факела, греющего и зондирующего пучков, градиентов  $\nabla n_e$  и  $\nabla T_e$  и тороидального магнитного поля, обусловленного термо-ЭДС

Наиболее распространенным механизмом генерации в лазерной плазме спонтанных магнитных полей является механизм термо-ЭДС, обусловленный наличием в плазме неколлинеарных градиентов электронной температуры и плотности. На рис. 2.17 схематично показан плазменный факел, образующийся при облучении плоской мишени. Градиент плотности  $\nabla n_e$  направлен в таком факеле в основном по нормали к мишени, а градиент температуры  $\nabla T_e$  — параллельно ее поверхности. За время  $\tau < \tau_0$  ( $\tau_0$  — длительность лазерного импульса) устанавливается квазистационарное магнитное поле, определяемое следующим уравнением (в предположении, что основной механизм установления поля — джоулевы потери, а сносом поля вместе с плазмой можно пренебречь) [145]:

$$\Delta B = - \frac{4\pi\sigma}{ce} [\nabla T_e \times \nabla n_e], \quad (2.43)$$

где  $\sigma$  — проводимость плазмы. Из этого выражения следует, что генерируемое термо-ЭДС магнитное поле имеет тороидальную конфигурацию (рис. 2.17). Для диагностики такого поля зондирующий пучок следует направить перпендикулярно греющему пучку, т.е. вдоль поверхности мишени, что и реализуется в исследованиях с плоскими мишенями [44, 135–137, 139]. Аналогично в случае облучения сферической мишени четырьмя пучками [125, 138] направление зондирования перпендикулярно плоскости, в которой лежат все греющие пучки. Такая геометрия зондирования позволяет обеспечить в двух симметричных (относительно оси пучка) участках тороидального магнитного поля (рис. 2.17) условие  $I \parallel B$  для создания максимального фарадеевского вращения плоскости поляризации пучка.

**2.5.3. Поляриметрический, интерферометрический и теневой каналы диагностического комплекса для исследования спонтанных магнитных полей.** Как следует из выражения (2.36), для измерения магнитного по-

ля в плазме необходимо измерить не только угол поворота плоскости поляризации пробного пучка, но и профиль электронной плотности плазмы вдоль пути в плазме. Интерферометрические методы измерения профиля  $n_e(x)$  достаточно хорошо развиты (см. § 2.4). Отметим лишь, что измерения угла поворота и профиля плотности необходимо проводить в одном и том же направлении зондирования, а лучше в общем зондирующем пучке ввиду имеющей обычно место несимметричности плазменного объекта.

Поляриметрические измерения, проводимые в полностью скрещенных поляризаторах, дают изображение плазмы в зондирующем излучении, прошедшем сквозь эти поляризаторы. Ясно, что получаемое изображение для корректной обработки нуждается в "опорном" изображении плазмы, полученном в том же зондирующем пучке, но без второго поляризатора, т.е. в теновом изображении объекта. Это связано с наличием сложной спекловой структуры лазерного пучка и неоднородностью просвечиваемой плазмы. Фактически для определения угла поворота плоскости поляризации пробного луча в плазме необходимо сравнить интенсивности излучения, прошедшего в две соответствующие точки поляриметрического и тенового изображений плазмы. Действительно, в случае полностью скрещенных поляризаторов их начальное пропускание определяется контрастом системы  $k_\gamma \approx 10^{-4}$  и составляет  $I(90^\circ) = k_\gamma I_0$ , где  $I_0$  — интенсивность луча после первого поляризатора. При повороте плоскости поляризации пробного луча под действием магнитного поля на угол  $\varphi$  интенсивность света, прошедшего сквозь второй поляризатор, в соответствии с законом Малюса равна

$$I' = k_\gamma I_0 + I_0 \cos^2(90^\circ - \varphi) = I_0(k_\gamma + \sin^2 \varphi). \quad (2.44)$$

В соответствующую точку фарадееграммы придет излучение с интенсивностью

$$I_{\Pi} = k_{\Pi} I' = k_{\Pi} I_0(k_\gamma + \sin^2 \varphi),$$

где  $k_{\Pi}$  — коэффициент пропускания поляриметрического канала, обусловленный потерями на светофильтрах, передающей оптике и т.д. В соответствующую же точку теновой картины, снятой в том же зондирующем пучке, придет излучение с интенсивностью  $I_T = k_T I_0 \cos^2 \varphi$ , где  $k_T$  — коэффициент пропускания тенового канала. При малых углах  $\varphi$  величина  $I_T \approx k_T I_0$ . Отношение интенсивностей точек поляриметрической и теновой картины имеет вид

$$I_{\Pi}/I_T = k_{\Pi}(k_\gamma + \sin^2 \varphi)/k_T, \quad (2.45)$$

откуда следует, что угол поворота

$$\varphi = \arcsin \left( \frac{I_{\Pi}}{I_T} \frac{k_T}{k_{\Pi}} - k_\gamma \right)^{1/2}. \quad (2.46)$$

Отношение интенсивностей  $I_{\Pi}$  и  $I_T$  определяется экспериментально с использованием характеристической кривой используемой фотоэмульсии или другого детектора.

Таким образом, корректные исследования спонтанных магнитных полей в лазерной плазме требует одновременной регистрации объекта в трех каналах — поляриметрическом, теновом и интерферометрическом.

Именно в соответствии с этим основным требованием была реализована схема диагностики спонтанных магнитных полей в экспериментах по многопучковому нагреву сферических оболочных мишеней на установке "Дельфин-1" [132]. Использовался зондирующий пучок на частоте второй гармоники греющего Nd-лазера, который получался преобразованием в KDP-кристалле одного из 108 пучков установки. Исследуемая плазма располагалась между двумя полностью скрещенными поляризаторами (призмы Глана – Томсона) (рис. 2.18). Зондирующий пучок, пройдя сквозь плазменную корону, использовался как для подсветки сдвигового интерферо-

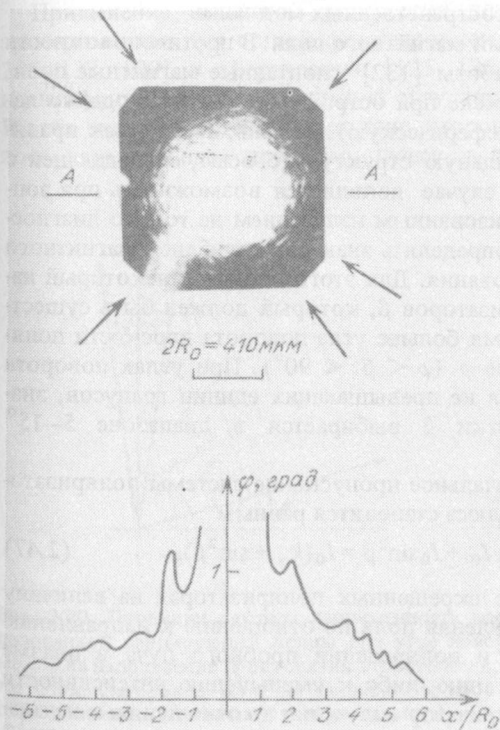
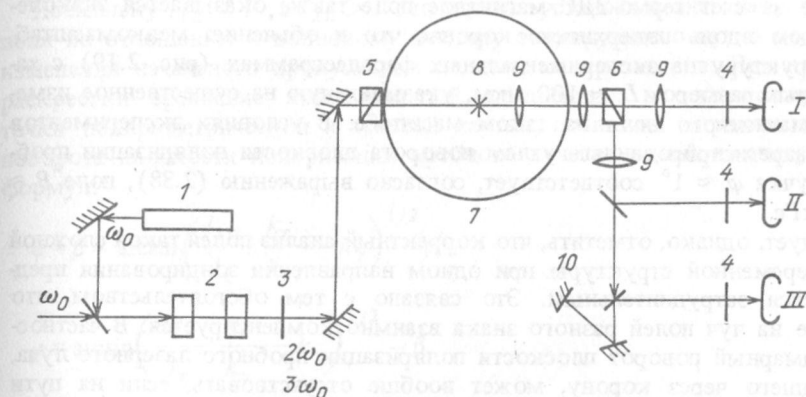


Рис. 2.18. Схема диагностики для исследования спонтанных магнитных полей в экспериментах [132]: 1 – вспомогательный юстировочный лазер, 2 – нелинейный преобразователь частоты на KDP-кристаллах, 3 – цветные светофильтры, 4 – интерференционные фильтры, 5, 6 – призмы Глана – Томсона, 7 – вакуумная камера, 8 – мишень, 9 – передающая оптика, 9 – интерферометр; I, II, III – поляриметрический, теневой и интерферометрический каналы регистрации соответственно

Рис. 2.19. Фарадеграмма и соответствующая ее диаметальному сечению (А–А) зависимость угла поворота  $\varphi$  плоскости поляризации пробного пучка от координаты  $x/R_0$ . Стрелки указывают направления составных греющих пучков [132]

метра, так и для формирования поляриметрической и теневой картин. Отметим, что в интерферометрический и теневой каналы зондирующий пучок отводил сквозь полированную боковую грань призмы Глана — Томсона.

В экспериментах [132] обнаружена сложная структура спонтанных магнитных полей, возникающих при многопучковом облучении мишеней (рис. 2.19). Градиент плотности  $\nabla n_e$  направлен вдоль радиуса мишени, а вариации температуры за счет неоднородности облучения при многопучковом облучении приводят к возникновению знакопеременного градиента температуры, направленного вдоль поверхности мишени. Возникающее за счет термо-ЭДС магнитное поле также оказывается знакопеременным вдоль поверхности короны, что и объясняет мелкомасштабную структуру на экспериментальных фарадееграммах (рис. 2.19) с характерным размером  $L \approx 100$  мкм, указывающую на существенное изменение магнитного поля на таком масштабе. В условиях экспериментов [132] зарегистрированным углом поворота плоскости поляризации пробного пучка  $\varphi \approx 1^\circ$  соответствует, согласно выражению (2.38), поле  $B \approx 240$  кГс.

Следует, однако, отметить, что корректный анализ полей такой сложной знакопеременной структуры при одном направлении зондирования представляется затруднительным. Это связано с тем обстоятельством, что влияние на луч полей разного знака взаимно компенсируется. В частности, суммарный поворот плоскости поляризации пробного лазерного луча, прошедшего через корону, может вообще отсутствовать, если на пути луча разместилось четное число пространственных мод поля.

**2.5.4. Определение направлений магнитного поля.** В противоположность экспериментальным условиям работы [132] спонтанные магнитные поля, генерируемые в плазменном факеле при острой фокусировке одного лазерного пучка на плоскую (или сферическую) мишень, имеют, как правило, достаточно простую тороидальную структуру с осью, совпадающей с осью греющего пучка. В таком случае появляется возможность при зондировании плазмы плоскополяризованным излучением не только диагностировать магнитное поле, но и определять знак составляющей магнитного поля вдоль направления зондирования. Для этого вводится некоторый начальный угол раскрестки поляризаторов  $\beta$ , который должен быть существенно меньше  $90^\circ$  и в то же время больше угла поворота плоскости поляризации пробного луча в плазме  $\varphi$  ( $\varphi < \beta \ll 90^\circ$ ). При углах поворота  $\varphi$ , в большинстве экспериментов не превышающих единиц градусов, значение угла начальной раскрестки  $\beta$  выбирается в диапазоне  $5-15^\circ$  (рис. 2.20, а).

При введении раскрестки  $\beta$  начальное пропускание системы поляризаторов в соответствии с законом Малюса становится равным

$$I' = k_\gamma I_0 + I_0 \cos^2(90^\circ - \beta) = k_\gamma I_0 + I_0 \sin^2 \beta = I_0(k_\gamma + \sin^2 \beta), \quad (2.47)$$

т.е. больше, чем при полностью скрещенных поляризаторах на величину  $I_0 \sin^2 \beta$ . В зависимости от направления поля по отношению к направлению зондирования поворот плоскости поляризации пробного луча в плазме будет приводить либо к возрастанию, либо к уменьшению интенсивности прошедшего сквозь второй поляризатор излучения по отношению к началь-



ному пропусканию системы (рис. 2.20, а). Действительно, в зависимости от направления поворота плоскости поляризации луча в плазме по отношению к начальному ее положению выражения для интенсивности излучения, прошедшего сквозь второй поляризатор, будут иметь вид

$$I_{1п} = k_{\gamma} I_0 + I_0 \cos^2 [90^\circ - (\beta - \varphi)] = I_0 [k_{\gamma} + \sin^2 (\beta - \varphi)], \quad (2.48)$$

при повороте на  $-\varphi$

$$I_{2п} = k_{\gamma} I_0 + I_0 \cos^2 [90^\circ - (\beta + \varphi)] = I_0 [k_{\gamma} + \sin^2 (\beta + \varphi)]. \quad (2.49)$$

Поскольку  $I_{1п} < I'$ , а  $I_{2п} > I'$ , то удастся установить знак направления поля по отношению к волновому вектору зондирующего пучка по знаку изменения начального пропускания системы поляризаторов. При наличии раскрестки сравнение интенсивностей, пришедших в соответствующие точки поляриметрической и теневой картин, позволяет определить угол поворота плоскости поляризации пробного луча по одной из следующих формул:

$$\varphi = \beta - \arcsin \left( \frac{I_{1п}}{I_T} \frac{k_T}{k_{п}} - k_{\gamma} \right)^{1/2}, \quad (2.50)$$

$$\varphi = \arcsin \left( \frac{I_{2п}}{I_T} \frac{k_T}{k_{п}} - k_{\gamma} \right)^{1/2} - \beta. \quad (2.51)$$

Применение начальной раскрестки поляризаторов позволило в ряде экспериментов при острой фокусировке греющего пучка на плоскую [44, 135–137, 139] и сферическую [125, 136, 138, 140] мишени однозначно идентифицировать тороидальную структуру спонтанного магнитного поля. В этих экспериментах поле по одну сторону от оси греющего пучка оказалось параллельным пробному пучку, а по другую — антипараллельным

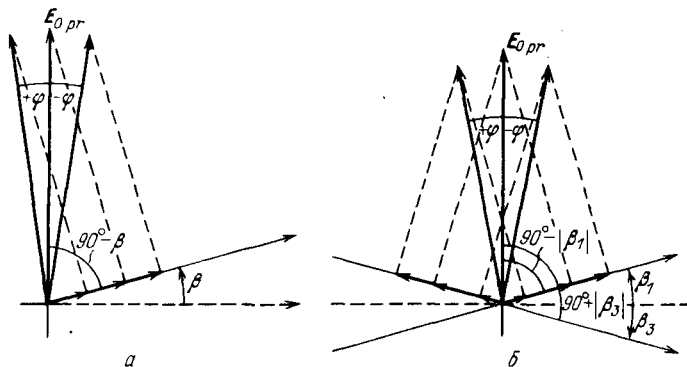


Рис. 2.20. Проекция вектора напряженности электрического поля  $E_{0 пр}$  плоскополяризованной зондирующей волны при угле поворота плоскости поляризации в плазме  $\pm \varphi$  на направление пропускания второго поляризатора в случае начальной раскрестки поляризаторов  $\beta$  (а) и на направления пропускания выходных поляризаторов в двух каналах с начальными раскрестками  $\beta_1 = -\beta_3$  (б)

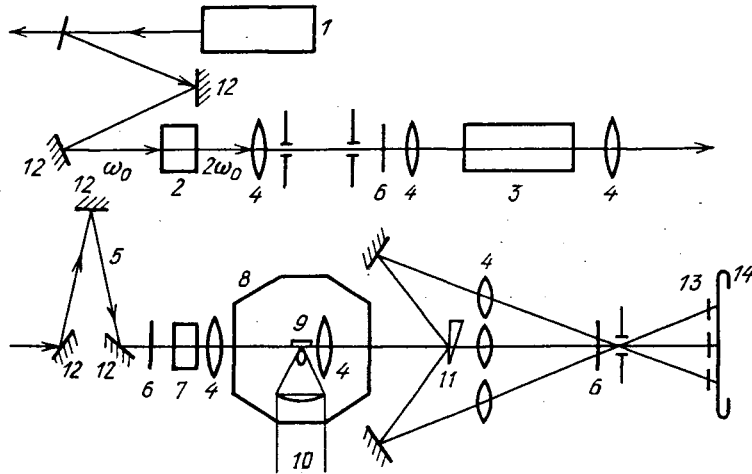


Рис. 2.21. Диагностическая схема, реализованная в экспериментах [136, 140]: 1 – YAG-генератор пикосекундных импульсов, 2 – KDP-преобразователь излучения во вторую гармонику, 3 – рамановская кювета для смещения спектра, 4 – линзы, 5 – оптическая задержка, 6 – фильтры, 7 – входной поляризатор, 8 – вакуумная камера, 9 – мишень, 10 – греющий пучок, 11 – оптический клин, 12 – зеркала, 13 – выходные поляризаторы, 14 – фотокамеры

(см. рис. 2.17), что отвечает тороидальной структуре поля, генерируемого за счет термо-ЭДС в соответствии с выражением (2.43).

**2.5.5. Методические особенности диагностических схем.** Отметим важную методическую особенность схемы диагностики спонтанных магнитных полей в экспериментах [136, 140], которая заключается в том, что поляриметрический канал разделяется с помощью оптического клина (рис. 2.21) на три независимых канала с различными углами начальной раскрестки поляризаторов ( $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ ), что достигается использованием трех выходных пленочных поляризаторов. В работах [136, 140] использовались начальные раскрестки в каналах:  $\beta_1 = 15^\circ, \beta_2 = 7,5^\circ, \beta_3 = -15^\circ$ .

Во-первых, это позволяет увеличить наглядность получаемых фарадееграмм при идентификации структуры поля. В частности, в каналах с раскрестками  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , равными по модулю, но противоположными по знаку, при выполнении условия на угол поворота плоскости поляризации в плазме  $|\varphi| < \{|\beta_1|, |\beta_3|\}$  полученные изображения должны быть взаимно инвертированными по локализации темных и светлых участков. Это легко видеть из рис. 2.20, б, где указаны проекции вектора  $E_{0\text{пр}}$  (повернутого в плазме на углы  $\pm\varphi$ ) на направления пропускания выходных поляризаторов в каналах с начальными раскрестками  $\beta_1 = -\beta_3$ . Фактически поворот плоскости поляризации на угол  $+\varphi$  вызывает в одном канале увеличение интенсивности прошедшего излучения, а в другом канале уменьшение. Поворот же на угол  $-\varphi$  приводит к противоположному эффекту. При этом в отличие от случая одного поляриметрического канала исключаются возможные ошибки при интерпретации структуры поля и его направлений, особенно при отсутствии теневого изображения. На рис. 2.22 в качестве примера приведены фарадееграммы, полученные в трех поляриметрических ка-

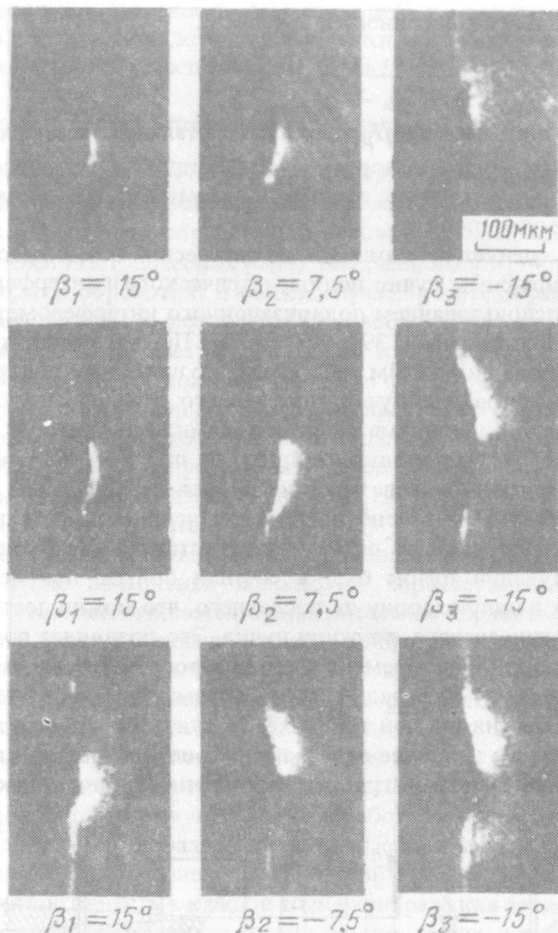


Рис. 2.22. Фарадеограммы, полученные в экспериментах [136, 140] с тремя поляриметрическими каналами и указанными углами раскрестки. Верхний ряд – полистирольная мишень без предымпульса, средний ряд – полистирольная мишень с предымпульсом, нижний ряд – стальная мишень с предымпульсом

налах в экспериментах [136, 140], наглядно демонстрирующие возможности метода и указывающие на тороидальную структуру магнитного поля, генерируемого при острой фокусировке пучка на плоскую мишень.

Во-вторых, наличие даже двух поляриметрических каналов с различными начальными раскрестками поляризаторов  $\beta_1$  и  $\beta_2$  позволяет в принципе обойтись без теневого изображения, так как сравнение интенсивностей излучения в соответствующих точках двух фарадеограмм позволяет однозначно определить угол поворота плоскости поляризации  $\varphi$  пробного луча, отвечающего этим точкам. Действительно, интенсивности точек на фарадеограммах даются следующими выражениями:

$$I_{\beta_1} = k_{\pi 1} I_0 [k_{\gamma} + \sin^2(\beta_1 - \varphi)], \quad (2.52)$$

$$I_{\beta_2} = k_{\pi 2} I_0 [k_{\gamma} + \sin^2(\beta_2 - \varphi)], \quad (2.53)$$

так что отношение интенсивностей имеет вид

$$\frac{I_{\beta_1}}{I_{\beta_2}} = \frac{k_{п1} [k_{\gamma} + \sin^2(\beta_1 - \varphi)]}{k_{п2} [k_{\gamma} + \sin^2(\beta_2 - \varphi)]} \quad (2.54)$$

Измеряя отношение  $I_{\beta_1}/I_{\beta_2}$  экспериментально, из выражения (2.54) можно определить угол поворота  $\varphi$ . В сочетании с независимыми измерениями профиля электронной плотности плазмы это дает возможность определения магнитного поля.

И наконец, следует остановиться на интересной возможности реализации в одном зондирующем пучке поляризметрического и интерферометрического каналов с использованием поляризационного интерферометра Номарского с призмой Волластона [139] (рис. 2.23). Призма Волластона 6, установленная под небольшим углом раскрестки ко входному поляризатору, формирует из зондирующего пучка, прошедшего сквозь плазму, два пучка со взаимно перпендикулярными поляризациями, идущие под малым углом между ними ( $2^\circ$ ). Ориентация стоящего за призмой поляризатора 7 подбирается так, что он выделяет из этих пучков параллельные (по поляризации) составляющие примерно равной интенсивности, что позволяет наблюдать их интерференцию в плоскости регистрации. Необходимо при этом, чтобы зондирующий пучок был в сечении больше плазменного факела и был смещен в одну сторону от последнего, что можно достичь введением ножа 3, ограничивающего апертуру пучка. Это позволяет получить в плоскости регистрации одновременно интерферограмму плазмы (в области перекрытия пучков) и фарадееграмму плазмы в скрещенных поляризаторах (где перекрытия пучков нет). Схема отличается простотой и легкостью юстировки, однако наиболее целесообразно использовать ее для исследования плазмы с умеренными градиентами плотности, поскольку для плазмы

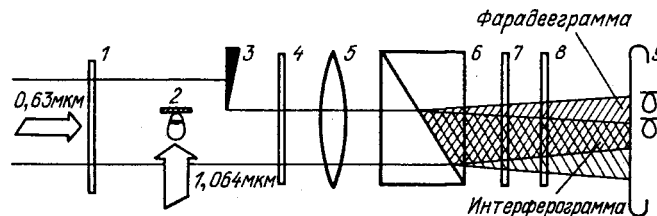


Рис. 2.23. Схема диагностики с поляризационным интерферометром Номарского [139]: 1 - входной поляризатор, 2 - плазменный факел, 3 - ограничивающий нож, 4 - фильтр, отсекающий рассеянное греющее излучение (1,06 мкм), 5 - объектив, 6 - призма Волластона, 7 - выходной поляризатор, 8 - интерференционный фильтр, 9 - плоскость регистрации фарадееграммы и интерферограммы

с большими градиентами лучше использовать интерферометры сдвигового типа. Еще одна схема универсального поляроинтерферометра приведена в примечании при корректуре (см. с. 363).

Итак, в данном параграфе рассмотрены основные представления, которые необходимо иметь в виду для правильного выбора схемы диагностики спонтанных магнитных полей методом фарадеевского вращения плоскости поляризации пробного пучка. Изложенные представления являются достаточно общими и справедливыми для диагностики магнитных полей любой природы в плазме, включая токовые поля в установках с магнитным удержанием.

жанием плазмы и сильноточных генераторах плазмы. Вместе с тем различие начальных условий — плотности, размера плазмы и самих полей — требует оптимизации исследуемой схемы диагностики и параметров зондирующего пучка для получения корректной экспериментальной информации.

## § 2.6. Численная обработка изображений плазмы

Изображения плазмы, регистрируемые при оптическом зондировании, отличаются большой информационной емкостью. В связи с этим поиску оптимальных алгоритмов обработки полутоновой информации посвящено значительное число методических работ (см., например, [146]).

**2.6.1. Алгоритм обработки.** В общем случае процесс обработки сводится к следующему. Данные с фотоносителя (изображения) дискретизируются с помощью микроденситометра, т.е. каждой точке изображения с заданным пространственным интервалом присваивается физическая величина — почернение фотопленки, отражающая влияние исследуемого объекта. Далее через аналогово-цифровой преобразователь эти данные вводятся в ЭВМ. При необходимости вводится информация о передаточной функции оптической аппаратуры и о шумах в изображении объекта (например, самосвечение плазмы, область тени держателя мишени и др.). Для определения пространственного распределения интенсивности изображения по сформированному матричному полю почернений используют характеристическую кривую фотослоя. На этом заканчивается предварительная обработка изображения, и приступают к основной задаче — определению пространственного распределения параметров плазмы. С целью реализации автоматизированной процедуры обработки полутоновых изображений разрабатываются пакеты прикладных программ [147].

Если задачей предварительной обработки является определение и по возможности снижение уровня экспериментальной погрешности измерений, то решение основной задачи численной обработки с математической точки зрения представляется гораздо сложнее. Дело в том, что определение пространственного распределения параметров плазмы по двумерным проекциям, где интенсивность в каждой точке изображения зависит от интеграла вдоль направления распространения зондирующих лучей, является некорректной задачей [148]. Решение обратных задач определения характеристик плазмы по данным эксперимента (измеренным с конечной погрешностью  $\delta$ ) осуществляется на основе метода регуляризации [149].

**2.6.2. Решение обратной задачи.** Некорректная обратная задача обработки изображения плазмы может быть записана в общем виде [150] как

$$Az = u, \quad (2.55)$$

где  $u$  — данные эксперимента (пространственное распределение интенсивности изображения),  $z$  — искомые количественные характеристики исследуемого объекта,  $A$  — оператор (например, интегральное преобразование), связывающий  $z$  в рамках принятой модели с  $u$ . Некорректность обратных задач проявляется в их плохой обусловленности, когда может существовать целый класс решений  $z_m$ , равносоставимых с  $u \pm \delta$ , но сильно отличающихся друг от друга. Даже малая погрешность данных  $\delta$  приводит к большой погрешности в определении параметров плазмы.

Очевидно, что математическую процедуру решения интегрального уравнения (2.55) следует разрабатывать с целью минимизации класса решений  $z_m$ , используя метод минимального правдоподобия (т.е. выбор наиболее простой гипотезы). При этом неизбежно приходится пользоваться априорной информацией о характере искомого решения  $z$  и о применимости оператора  $A$ . Практической реализации решения (2.55) для различных экспериментальных условий посвящено значительное число работ, большая часть из которых посвящена решению уравнения Абеля (2.25), справедливому при зондировании осесимметричной плазмы. Рассмотрение особенностей численного решения уравнения Абеля проведем на примере обработки интерферограмм лазерной плазмы.

**2.6.3. Интерферометрия лазерной плазмы.** При интерферометрии лазерной плазмы, как правило, предположение об осевой симметрии объекта (ось симметрии совпадает с осью греющего пучка, при сферическом облучении мишени реализуется случай центральной симметрии) выполняется с достаточной точностью. Для этого класса неоднородностей связь между измеряемой функцией  $S(y)$  изменения оптического хода луча в плазме и искомым пространственным распределением электронной плотности в плоскости, перпендикулярной оси, дается известным интегральным уравнением Абеля (2.25) [151].

Необходимо, однако, отметить, что уравнение (2.25) справедливо лишь при условии малости углов рефракции зондирующего излучения в плазме, т.е. при  $n_e \ll n_c$ . Как было показано в работах [152, 153], рефракционная ошибка может быть значительно уменьшена при точной фокусировке оптической системы на плоскость, в которой находится ось симметрии неоднородной плазмы. Зондирование плотных слоев плазмы следует производить световым излучением с малой длиной волны.

Обычно обработка интерферометрических данных заключается в решении численными методами интегрального уравнения (2.25) либо его аналитического преобразования (2.27). Оба способа нахождения  $n_e(r)$  обладают примерно равными преимуществами и недостатками.

Существует несколько способов численного определения  $n_e(r)$  по уравнениям (2.25) и (2.27). Первая группа методик, основанная на аппроксимации определяемой функции, исторически появилась раньше других. Сущность этих методик состоит в том, что поперечное сечение неоднородности разбивается на ряд кольцевых зон  $0 \leq r_0 < r_1 < \dots < r_n = R$ . При этом предлагается аппроксимировать функцию  $n_e(r)$  внутри зоны постоянным [154], линейным [83] или параболическим [155] полиномом. В результате интеграл в уравнении (2.25) разбивается на сумму интегралов, в которых усредненное значение искомой функции выносится за знак интеграла. Каждый из интегралов берется аналитически и входит в сумму в виде известного коэффициента. Затем решается система линейных уравнений относительно  $n_{e,i}(r_i)$ . Для удобства ручного счета заранее рассчитываются таблицы коэффициентов для большого числа зон.

Широкое распространение получили также методы расчета, основанные на преобразовании интеграла Абеля к виду (2.27). Объясняется это тем, что экспериментальная функция  $S(y)$  более гладкая, чем функция распределения концентрации электронов плазмы. Поэтому введение прибли-

женной аппроксимации в эту функцию приводит к меньшим ошибкам чем при аппроксимации определяемой функции. В методиках этой группы также часто производится разбиение на кольцевые зоны и заранее рассчитываются таблицы коэффициентов в зависимости от выбранной степени аппроксимирующего полинома (полином первой степени [156], второй степени [157], третьей степени [158]).

Существенное влияние на точность обработки в обеих группах методик оказывает выбор числа зон разбиения  $n$ . Объясняется это тем, что ошибка аппроксимации при малом числе зон велика, особенно вблизи областей, где кривизна экспериментальной функции значительна. Однако при увеличении числа зон возрастает трудоемкость расчета, так как число слагаемых в системе уравнений увеличивается в  $n^2$  раз. Кроме того, одновременно возрастает ошибка расчета, обусловленная неточным измерением  $S(y_i)$ , которая пропорциональна  $n$ , к тому же использование в описанных выше методиках обработки интерферограмм разбиения на зоны с постоянным шагом  $\Delta r_i = r_{i+1} - r_i$  приводит к уменьшению точности обработки по мере приближения к оси симметрии [156]. Поэтому выбору оптимального числа зон разбиения в каждом методе обработки уделяется большое внимание. В основном определение значения  $n$  основывается на экспериментальных данных, аналитический вывод оптимального числа зон представляется возможным лишь в очень редких случаях [155].

Более эффективной методикой обработки интерферограмм является аппроксимация функции  $S(y)$  или  $n_e(y)$  полиномом сразу на всем исследуемом интервале  $[r_0, R]$ . Погрешность восстановления профиля плотности плазмы возникает из-за экспериментальных ошибок определения  $S(y_i)$  в дискретных точках  $y_i$ , а также из-за некоторой искусственности используемой в каждом конкретном случае математической процедуры приближения дискретного набора экспериментальных данных непрерывной функцией. В большинстве предложенных методов обработки либо искомая функция  $n_e(r)$  разлагается в ряд Фурье по ортогональным функциям  $f_j(r)$  и с помощью (2.25) после решения алгебраической системы находятся коэффициенты разложения  $c_j$ , либо аналогичному разложению подвергается экспериментальная функция  $S(y)$  и полученное аналитическое аппроксимационное выражение подставляется в интеграл (2.27). При этом в обоих методах коэффициенты разложения обычно находятся по методу наименьших квадратов, с помощью которого удается сгладить влияние случайных экспериментальных ошибок и улучшить таким образом точность восстановления.

Так, в первом методе предполагается, что

$$n_e(r) = \sum_{j=0}^m c_j f_j(r); \quad (2.56)$$

следовательно, из (2.25) получаем

$$\sum_{j=0}^m c_j \frac{\kappa\lambda}{\pi} \int_{y_i}^R \frac{f_j(r) r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}} = S(y_i). \quad (2.57)$$

Обычно выбирают такие функции  $f_j(r)$ , чтобы интеграл вычислялся аналитически, при этом получается система из  $n$  алгебраических уравнений, со-

держатих  $m + 1$  неизвестных коэффициентов  $c_j$ :

$$\sum_{j=0}^m c_j \varphi_j(y_i) = S(y_i), \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (2.58)$$

$$\text{где } \varphi_j(y_i) = \frac{\kappa\lambda}{\pi} \frac{1}{y_i} \int_0^R \frac{f_j(r) r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}}.$$

Во втором методе, наоборот, экспериментальные точки  $S(y_i)$  сразу аппроксимируются функцией  $\hat{S}(y) = \sum_{j=0}^m c_j \varphi_j(y)$ , после чего также стоит задача решения системы (2.58). Отсюда видно, что принципиальной разницы в обоих методах нет и все отличие заключено в выборе функций разложения  $\varphi_j(y)$ , их оптимального числа  $m$  и способа решения системы (2.58).

Примером использования первого метода (разложение (2.56)) является работа [153], в которой для обработки интерферограмм лазерной плазмы применялось ограниченное фурье-разложение по функциям Бесселя. Поскольку уже первый член данного ряда был близок к реализующемуся в эксперименте профилю, то для реализации удовлетворительной аппроксимации требовалось небольшое количество членов разложения.

В работе [6] предпочтение было отдано второму методу (разложению функции  $S(y)$ ), поскольку его последовательное применение позволяет на общей основе выработать критерий оптимальной аппроксимации. Основная трудность, связанная с применением этого метода, заключается в том, что в подынтегральное выражение входит не сама экспериментально определяемая величина  $S(y)$ , а ее производная. Задание  $S(y)$  дискретным набором значений с некоторой погрешностью измерения приводит к значительной погрешности в вычислении  $S'(y)$ . Таким образом, прямое применение формулы (2.27) неизбежно связано с вычислением интеграла от функции, определенной с малой точностью, что выражается в накоплении значительной ошибки определения  $n_e(r)$ . В последнее время разработано несколько методов, направленных на преодоление данных трудностей обработки [159–165].

Как уже отмечалось выше, наиболее эффективным методом решения переопределенной системы (2.58) является метод наименьших квадратов [166], согласно которому коэффициенты  $c_j$  выбираются из условия минимума остаточной суммы квадратов

$$R_m = \sum_{i=1}^n \{S(y_i) - \hat{S}(y_i)\}^2 = \sum_{i=1}^n \{S(y_i) - \sum_{j=0}^m c_j \varphi_j(y_i)\}^2, \quad (2.59)$$

т.е.  $\partial R_m / \partial c_k = 0$  для всех  $k = 0, 1, \dots, m$ . Отсюда получаем нормальную систему линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{j=1}^m c_j \sum_{i=1}^n \varphi_j(y_i) \varphi_k(y_i) = \sum_{i=1}^n S(y_i) \varphi_k(y_i). \quad (2.60)$$

Система (2.60) становится диагональной, и коэффициенты  $c_j$  легко вычисляются при условии, что функции  $\varphi_j$  являются ортонормированными



полиномами (т.е.  $\sum_{i=1}^n \varphi_j(y_i) \varphi_k(y_i) = \begin{cases} 1 & \text{при } j = k \\ 0 & \text{при } j \neq k \end{cases}$ ):

$$c_k = \sum_{i=1}^n S(y_i) \varphi_k(y_i), \quad k = 0, 1, \dots, m. \quad (2.61)$$

Следует отметить, что не существует принципиальных указаний относительно выбора того или иного метода восстановления профиля  $n_e(r)$ , поскольку в каждом частном случае он зависит от имеющейся априорной информации. Если следовать первому методу, то необходимо так подбирать функции  $f_i$ , чтобы при подстановке в (2.25) получались ортонормированные функции. Например, преобразование Абеля от полиномов Цернике дает полиномы Чебышева нечетного порядка. Второй метод представляет бóльшую свободу в выборе  $\varphi_j$ .

**2.6.4. Критерий выбора степени полинома.** Наиболее сложной задачей является выбор оптимального числа  $m$  (степень полинома), при котором наиболее вероятно, что значения аппроксимирующего полинома ближе к истинной функции  $S(y)$ , чем таблица исходных данных  $S(y_i)$ . При этом в качестве статистики, лежащей в основе критерия выбора оптимальной степени ортонормированного полинома, может использоваться распределение  $F_{1,\nu}$  Фишера [167, 168] ( $\nu = n - m - 1$ ):

$$F_{1,\nu} = c_m^2 \nu / R_m. \quad (2.62)$$

С помощью этого критерия проверяется гипотеза о значимости коэффициента  $c_m$ . Если полученное из (2.62) значение больше выбранного по статистическим таблицам уровня  $F_{1,\nu}$ , то делается вывод, что  $c_m$  значимо отличается от нуля и можно увеличивать порядок полинома.

При использовании ортонормированных полиномов увеличение степени осуществляется наиболее просто. Коэффициент  $c_{m+1}$  находится по формуле (2.61), причем все первые  $m$  коэффициентов не изменяются. Кроме того, имеют место следующие соотношения:

$$R_{m+1} = \sum_{i=1}^n S^2(y_i) - \sum_{j=0}^{m+1} c_j^2 = R_m - c_{m+1}^2, \quad (2.63)$$

$$D_{m+1}[\hat{S}(y)] = \sum_{j=0}^{m+1} \varphi_j^2(y) D[c_j] = D_m[\hat{S}(y)] + \varphi_{m+1}^2(y) \sigma^2, \quad (2.64)$$

где  $D[\hat{S}(y)]$  — дисперсия аппроксимирующего полинома,  $\sigma^2$  — дисперсия ошибки при экспериментальных измерениях. Таким образом, с увеличением  $m$  происходит улучшение согласия с экспериментальными точками по формуле (2.63), но возрастает дисперсия  $D[\hat{S}(y)]$ . Именно поэтому точность процедуры аппроксимации наиболее сильно зависит от правильности выбора степени  $m$ .

Несмотря на эффективность применения критерия Фишера, может оказаться, что функция  $S(y)$  принадлежит к такому классу, что  $c_{m+1} \approx 0$ , но  $c_{m+2} \neq 0$ , т.е. когда ее разложение по полиномам является медленно сходящимся. Поэтому для практических целей можно использовать следующий способ оптимизации степени полинома [169].

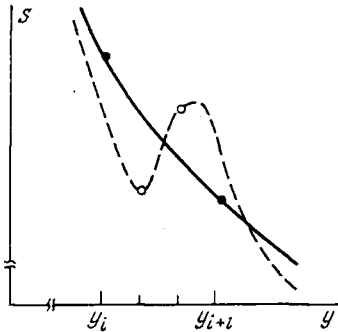


Рис. 2.24. Аппроксимация области резкого изменения функции набега фазы на интерферограмме: сплошная кривая – истинная функция  $S(y)$ , штриховая – аппроксимирующий полином  $\hat{S}(y)$

Область резкого изменения функции набега фазы, измеряемой на интерферограммах, может оказать влияние на результат численной обработки лишь при возможности помещения внутри этой области не менее двух узловых точек  $y_i, \dots, y_{i+1}$ , соответствующих уровню чувствительности интерферометрического метода (рис. 2.24). Поэтому предположение о гладкости функции  $S(y)$  в интервале  $y_i, y_{i+1}$  является вполне оправданным, и можно установить оптимальным такое значение  $m$ , при котором еще не наблюдается осцилляции аппроксимирующей функции  $\hat{S}(y)$  в интервале между узловыми точками. Иными словами, можно ввести так называемую промежуточную дисперсию  $\tilde{\sigma}_m^2 = \tilde{R}/\tilde{n}$ , где

$$\tilde{R} = \sum_{i=1}^n \sum_{l=0}^{L-1} \left\{ \tilde{S}(\tilde{y}_{i,l}) - \sum_{j=0}^m c_j \varphi_j(\tilde{y}_{i,l}) \right\}^2, \quad (2.65)$$

$$\tilde{y}_{i,l} = y_i + l(y_{i+1} - y_i)/L, \quad \tilde{n} = nL,$$

$$\tilde{S}(\tilde{y}_{i,l}) = S(y_i) + [S(y_{i+1}) - S(y_i)] (\tilde{y}_{i,l} - y_i)/(y_{i+1} - y_i).$$

Здесь  $L$  – число вспомогательных промежуточных подынтервалов, которое выбирается произвольно. Обычно для эффективного действия данного критерия достаточным является значение  $L \leq 5$ .

Дисперсия  $\sigma_m^2$  по мере увеличения  $m$  убывает, достигая минимума при достижении оптимального значения  $m$ . Дальнейшее увеличение  $m$  приведет к осцилляторному поведению  $\hat{S}(y)$  между узловыми точками, что сразу отразится на увеличении  $\sigma_m^2$ . Данный критерий выбора, дополненный критерием Фишера, оказывается чрезвычайно удобным при численной обработке интерферограмм на ЭВМ.

**2.6.5. Точность восстановления.** Так как точность определения пространственного распределения электронной плотности зависит от измерительных погрешностей, которые определяются оптической схемой интерферометра, его режимом работы, условиями регистрации и дешифровки интерферограмм, а также от погрешности численной процедуры расчета интегрального уравнения (2.25), то следует провести сравнительный анализ точности восстановления для случаев двухлучевой и сдвиговой интерферометрии лазерной плазмы. Поскольку истинный набег фазы  $S(x)$  в сдвиговой интерферометрии определяется через  $S(x + \delta_{сдв})$ , то в точке

$x = 1 - n\delta_{\text{сдв}}$  величина

$$S(x) = \sum_{i=0}^n S_{\delta}(x + i\delta_{\text{сдв}}),$$

где  $S_{\delta}$  – разность фаз интерферирующих в точке  $x + i\delta_{\text{сдв}}$  лучей. Предположим, что при каждом измерении в  $S_{\delta}(x)$  вносится погрешность  $\mu(x)$  (с дисперсией  $\mu$ ):  $S_{\delta}^*(x) = S_{\delta}(x) + \mu(x)$ . Тогда для истинного сдвига полос  $S_{\delta}^*(x)$ , полученного из обработки сдвиговой интерферограммы, следует равенство

$$S^*(x) = S(x) + \sum_{i=0}^n \mu(x + i\delta_{\text{сдв}}).$$

Очевидно, что дисперсия погрешности определения  $S(x)$  по сдвиговой интерферограмме превышает  $\mu$  в  $n^{1/2}$  раз. Следует, однако, отметить, что при численной обработке (см. п. 2.4.1 и (3.13)) используется не функция  $S(x)$ , а ее производная. Значение же производной  $dS/dx$  и в обычной, и в сдвиговой интерферометрии определяется с одинаковой точностью, примерно равной

$$\mu(x)/(x_{i+1} - x_i).$$

Если в (2.27) перейти к безразмерным величинам  $x$  и  $l$ , то для полученной из обработки функции  $n_e^*(l)$  можно написать

$$n_e^*(l) = n_e(l) - 2\nu(l)/(\kappa\lambda),$$

где погрешность  $\nu(l)$  выражается через  $\mu(x)$ :

$$\begin{aligned} \nu(l) &= \frac{1}{R} \int_0^1 \frac{\mu(x)}{\delta_{\text{сдв}}(x)} \frac{dx}{(x^2 - l^2)^{1/2}} \approx \\ &\approx \frac{1}{R} \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\mu_i}{\delta_{\text{сдв}} i} \int_{l_i}^{l_{i+1}} \frac{dx}{(x^2 - l^2)^{1/2}} = \frac{1}{R} \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\mu_i}{\delta_{\text{сдв}} i} \times \\ &\times \ln \frac{l_{i+1} + (l_{i+1}^2 - l^2)^{1/2}}{l_i + (l_i^2 - l^2)^{1/2}}, \end{aligned} \quad (2.66)$$

где  $\mu_i = \mu(l_i)$ . В случае интерферометрии бокового сдвига

$$\delta_{\text{сдв}} i = \delta_{\text{сдв}} = \text{const}, \quad l_i = l + i\delta_{\text{сдв}}, \quad n = (1 - l)/\delta_{\text{сдв}};$$

в случае интерферометрии радиального сдвига

$$\delta_{\text{сдв}} = h r^i (h_r - 1), \quad l_i = h r^i, \quad n = -\ln l / \ln h_r;$$

в случае обычной интерферометрии  $l_i$  – узловые точки интерферограммы,

$$\delta_{\text{сдв}} i = l_{i+1} - l_i, \quad n - \text{число отсчетов.}$$

В связи с тем что  $\nu(l)$  является функцией  $n$  случайных величин  $\mu_i$ , то для определения средней квадратической погрешности  $\sigma[\nu(\mu)]$  воспользуемся известным выражением [168], положив  $\sigma_i = \mu_i$ :

$$\sigma[\nu(\mu)] = \left[ \sum_{i=0}^{n-1} \left( \frac{\partial \nu}{\partial \mu_i} \right)^2 \sigma_i^2 \right]^{1/2} = \left( \sum_{i=0}^{n-1} \nu_i^2 \right)^{1/2}, \quad (2.67)$$

где  $\nu_i = \frac{\mu_i}{R\delta_{сдв\ i}} \ln \frac{l_{i+1} - (l_{i+1}^2 - l^2)^{1/2}}{l_i - (l_i^2 - l^2)^{1/2}}$ . Основной вклад в  $\sigma[\nu(\mu)]$  вносит член с  $i = 0$ , равный

$$\nu_0(l) = \frac{\mu_0}{R\delta_{сдв\ 0}} \ln \left\{ 1 + \frac{\delta_{сдв\ 0}}{l} + \left[ 2 \frac{\delta_{сдв\ 0}}{l} + \left( \frac{\delta_{сдв\ 0}}{l} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (2.68)$$

В случае  $\delta_{сдв\ 0}/l \ll 1$  выражение (2.68) приводится к следующему виду:

$$\nu_0(l) \approx \frac{\mu_0}{Rl} \left[ \left( \frac{2l}{\delta_{сдв\ 0}} \right)^{1/2} + 1 \right]. \quad (2.69)$$

Отсюда следует, что  $\nu_0(l)$  растет с уменьшением как  $l$ , так и  $\delta_{сдв\ 0}$ . Поэтому в сдвиговой интерферометрии минимальное значение сдвига должно определяться из условий пространственного разрешения интерференционных полос.

В обычной интерферометрии из (2.69) можно оценить значение погрешности вблизи резких скачков показателя преломления внутри объекта (например, в случае исследования ударных волн). Для этого следует приравнять  $\delta_{сдв\ 0}$  ширине фронта скачка. Так, например, если на исследуемом профиле электронной плотности плазмы (рис. 2.10) вблизи  $l = 0,5$  имелась бы ударная волна с шириной фронта  $\delta_{сдв\ 0} = 0,05$  ( $\delta_{сдв\ 0}/l = 0,1$ ), то оценкой погрешности восстановления скачка плотности электронов будет являться величина  $2\nu_0/(\kappa\lambda)$ , равная (при  $\mu_0 = 0,2$ )  $\Delta n_e \approx 3,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ; относительная погрешность около 50%.

Сравнение вычислительных погрешностей, получаемых при обработке интерферограмм одного и того же объекта (рис. 2.10) при различных значениях сдвига и дисперсии измерительных погрешностей, проводилось на ЭВМ. В этой программе на точные значения  $S(x_i)$ , вычисляемые по формуле (2.25), накладывались нормально распределенные "экспериментальные" ошибки  $\mu_i$ . Затем по полученным значениям  $S^*(x_i) = S(x_i) + \mu_i$  методом наименьших квадратов строилась аналитическая функция  $\hat{S}(x) = \sum_{j=0}^m c_j Q_j(x)$  ( $Q_j(x)$  — ортонормированные полиномы Чебышева), аппроксимирующая точки  $S^*(x_i)$ . Далее по формуле (2.27) вычислялись значения  $n_e^*(l)$ , которые сравнивались с истинной зависимостью  $n_e(l)$ . На графиках (рис. 2.25) отложены кривые максимальной относительной погрешности в зависимости от расстояния до центра объекта  $r$ .

На рис. 2.25а показана функция максимальной погрешности, получаемой при обработке обычной двухлучевой интерферограммы. Кривая 1 соответствует случаю  $\mu = 0$ , т.е. это чисто вычислительная погрешность. Ошибка резко возрастает, когда  $\mu$  составляет 0,1 и 0,2 от ширины интерференционной полосы (кривые 2 и 3 соответственно). Чтобы правильнее отразить реальную ситуацию, были рассчитаны варианты с переменной по радиусу дисперсией

$$\mu = 0,1 + S^*(x_i)/g,$$

где  $g$  — произвольное число (для кривой 4  $g = 10$ ). Таким образом учиты-

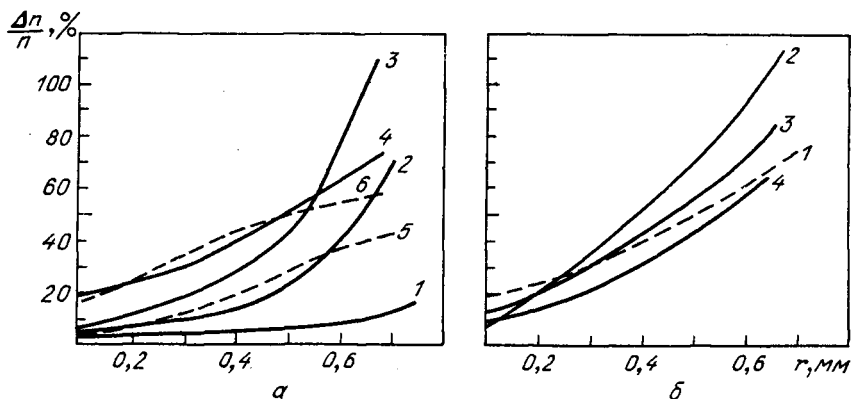


Рис. 2.25. Относительные погрешности численной обработки интерферограмм: *а* – обработка двухлучевой интерферограммы при  $\mu = 0$  (1), 0,1 (2), 0,2 (3), 0,1 +  $S^*(x_i)/10$  (4), расчет по формуле (2.67) при  $\mu = 0,1$  (5) и 0,1 +  $S(x)/10$  (6); *б* – обработка сдвиговых интерферограмм при  $\delta_{\text{сдв}} = 0,1$  (2) и 0,15 (3),  $\tilde{h}_r = 1,3$  (4), кривая 1 – то же, что и кривая 4 на рис. 2.25а

ваилось возрастание экспериментальной погрешности в области сгущения интерференционных полос. Штриховые кривые 5 и 6 рассчитаны по формуле (2.67) со значениями  $\mu$ , равными 0,1 и 0,1 +  $S(x)/10$  соответственно. Видно, что лишь во внешней области аналитические кривые занижают вероятную погрешность. В связи с этим использование формулы (2.67) для оценки экспериментальной погрешности при обработке интерферограмм следует считать вполне оправданным.

На рис. 2.25б сравниваются результаты расчетов по обработке обычной (кривая 1) и сдвиговой интерферометрии с переменной по радиусу дисперсией  $\mu$ . Кривые 2 и 3 соответствуют максимальному отклонению для интерферометрии бокового сдвига с  $\delta_{\text{сдв}} = 0,1$  и 0,15. Как и следует из формулы (2.66), значение меньшего сдвига приводит к большим погрешностям, особенно во внешней области. Кривая 4 получена при обработке интерферограммы радиального сдвига с  $\tilde{h}_r = 1,3$ .

Рассмотрение представленных на рис. 2.25 графиков показывает, что оптимальным является вариант интерферометрии радиального сдвига: во внутренней области интерферограммы погрешность восстановления электронной концентрации не превышает 10% (что более чем в два раза ниже значения погрешности при обработке двухлучевой интерферограммы), а во внешней области погрешность сравнима с погрешностью для варианта обычной интерферометрии.

Уменьшению погрешности могли бы способствовать дополнительные независимые методы определения распределения показателя преломления внутри объекта. При этом наиболее привлекательным является использование для этих целей той же интерферограммы. Рассмотрим некоторые возможные способы определения профиля показателя преломления по интерференционной картине, не основанные на измерении сдвига полос.

В качестве экспериментальной функции в предлагаемом в [6] методе используется угол отклонения луча в неоднородной плазме  $\theta(y)$ , кото-

рый находится по ширине  $b(y)$  интерференционной полосы в точке  $y$  [170]

$$\operatorname{tg} [\theta(y) - \theta_0] = \frac{\lambda}{b(y)} = \frac{\lambda dS(y)}{dy}. \quad (2.70)$$

Интегральное уравнение (2.27) преобразуется к виду

$$n_e(r) \approx - \frac{2}{\kappa \lambda} \int_r^R \frac{dy}{b(y)(y^2 - r^2)^{1/2}}. \quad (2.71)$$

Выражение (2.71) имеет очевидное преимущество перед (2.27), так как под интегралом стоит сама экспериментальная функция, а не ее производная. Следовательно, аппроксимационная ошибка в этом случае должна быть значительно меньше. Однако провести измерения по интерферограмме функции  $\theta(y)$  можно лишь с меньшей точностью, чем  $S(y)$ . В самом деле, для вычисления  $\theta(y)$  необходимо измерять ширину интерференционной полосы  $b(y)$ , которая и определяет минимальный шаг при обработке. Отметим, однако, что уменьшить шаг разбиения можно при фотометрировании интерферограммы. Данный метод определения может использоваться как дополнительный к стандартным методикам с целью увеличения точности обработки.

**2.6.6. Обработка по методу изолиний.** Методы обсчета интерферограмм наиболее глубоко развиты для осесимметричных неоднородностей, когда производится обмер экспериментальной функции  $S(y)$  или  $b(y)$  в сечении, перпендикулярном оси симметрии. Возможен также другой подход к обработке результатов, основанный на предположении, что известен вид линий, вдоль которых плотность плазмы остается постоянной. Такой метод изолиний был применен в работах [171–173].

При интерферометрии лазерной плазмы, создаваемой на поверхности плоской мишени (особенно в режиме щелевой развертки на фоторегистраторе, когда щель расположена перпендикулярно мишени, т.е. вдоль оси симметрии плазмы), осуществление аналогичного метода обсчета представляет большой интерес [6]. Установка щели перпендикулярно мишени позволяет непосредственно определить скорость разлета плазмы, время прожигания тонких фольг и многие другие важные параметры лазерной плазмы. Имеющиеся данные (см., например, [53]) о распределении электронной плотности при облучении плоских мишеней могут служить основанием для принятия определенной модели разлета лазерной плазмы, благодаря которой появляется возможность получить требуемую формулу, аналогичную (2.27), для сечения вдоль оси симметрии.

Близким к действительности является представление распределения электронной плотности лазерной плазмы при облучении плоской мишени в виде семейства эллипсов с постоянным эксцентриситетом [6]:

$$\frac{(x - wx_0)^2}{x_0^2} + \frac{z^2}{(\epsilon x_0)^2} = 1, \quad (2.72)$$

где  $x_0$  и  $\epsilon x_0$  — малая и большая полуоси эллипса,  $\epsilon$  — эксцентриситет. В случае  $w \neq 1$  для сдвига интерференционных полос получается

выражение

$$S(x) = \frac{\epsilon \kappa \lambda}{2\pi(1-w^2)^{1/2}} \int_x^{R_1(x)} \frac{n_e(u) du^2}{(u^2 - x^2)^{1/2}}, \quad (2.73)$$

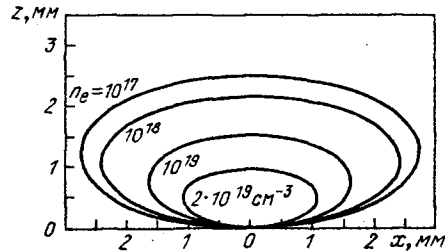
где  $R_1(x) = R - w(R - x)$ ,  $u = r - w(r - x)$ ,  $r = x_0(w + 1)$ .

Решение интегрального уравнения (2.73) дается также преобразованием Абеля:

$$n_e(r) = w \frac{R_1(r)}{r} n_e(R_1(r)) - \frac{2(1-w^2)^{1/2}}{\epsilon \kappa \lambda} \left\{ \int_r^{R_1(r)} \frac{S'(x) dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}} - w \left[ \left( \frac{R_1(r)}{r} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} S'(R_1(r)) \right\}. \quad (2.74)$$

Более строгий с математической точки зрения анализ общего случая плазменных объектов эллиптической формы дается в [173]. Формула

Рис. 2.26 Карта электронной плотности плазменной короны при аппроксимации семейством эллипсов с равным эксцентриситетом и общей точкой на поверхности мишени



(2.74) при  $\epsilon = 1$  и  $w = 0$  (семейство окружностей с общим центром, т.е. случай сферической симметрии) переходит в (2.27). В общем случае определение значения показателя преломления в точке  $r$  осуществляется с помощью  $n_e(R_1(r))$ , т.е. формула (2.74) является рекуррентной.

Вычисления значительно упрощаются при  $w = 1$ , когда кривые равной плотности представляют собой семейство эллипсов равного эксцентриситета с общей точкой на поверхности мишени (рис. 2.26). Для функции  $S(x)$  можно написать

$$S(x) = \frac{\epsilon \kappa \lambda}{2\pi} \int_x^R \dot{n}_e(r) \frac{x^{1/2} dr}{(r-x)^{1/2}}. \quad (2.75)$$

Применяя преобразование Абеля, получаем

$$n_e(r) = - \frac{2}{\epsilon \kappa \lambda} \int_r^R \left( \frac{S(x)}{x^{1/2}} \right)' \frac{dx}{(x-r)^{1/2}}. \quad (2.76)$$

Расчет по формуле (2.76) производится аналогично процедуре вычисления интеграла (2.27), причем остается лишь один произвольный параметр  $\epsilon$ , обратно пропорционально которому изменяется рассчитываемая величина показателя преломления плазмы. Однако следует отметить, что на характер профиля  $n_e(r)$  данный параметр не оказывает влияния. Точное значение  $\epsilon$  можно установить, используя дополнительную информацию о динамике лазерной плазмы (например, кадровую интерферометрию).

**МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ  
ПО ГЕНЕРИРУЕМЫМ ГАРМОНИКАМ ЧАСТОТЫ  
ГРЕЮЩЕГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

В исследованиях по ЛТС одной из важнейших задач является получение детальной информации о параметрах той части плазменной короны, где поглощается основная доля лазерной энергии. Согласно современным представлениям [1, 2], такой частью короны является окрестность вблизи критической плотности  $n_c$ . Именно в этой области происходят классическое рассеяние излучения на основной лазерной частоте  $\omega_0$  и генерация целых гармоник  $2\omega_0, 3\omega_0, \dots$ . В закономерностях генерации этих гармоник проявляются определенные нелинейные эффекты (трансформация электромагнитного излучения в продольные плазменные волны, развитие параметрических неустойчивостей), характерные для взаимодействия излучения большой мощности с плазмой и зависящие, вообще говоря, от параметров плазмы и лазерного излучения.

Другой важной для взаимодействия излучения с плазменной короной является область с плотностью  $n_c/4$  [1, 2]. Поскольку в ее окрестности частота лазера близка к удвоенной плазменной, то здесь также оказываются возможным резонансное возбуждение плазменных волн и, как следствие, аномальное поглощение лазерной энергии. Возникающее за счет развития параметрической распаднoй неустойчивости излучение на частотах полуцелых гармоник  $1/2\omega_0, 3/2\omega_0, 5/2\omega_0, \dots$  позволяет определить роль нелинейных процессов при взаимодействии лазерного излучения с плазменной короной в этой области плотности. Отметим, что в протяженных областях короны с плотностями  $n_e < n_c$  и  $n_e < n_c/4$  имеют место также процессы вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ) и вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) соответственно.

Понимание физической сущности механизмов рассеяния излучения и генерации целых и полуцелых гармоник открыло новые возможности диагностики параметров лазерной плазмы и процессов поглощения в ней греющего излучения. Так, сопоставление результатов теории и эксперимента позволило разработать ряд новых методов диагностики параметров плазмы в областях  $n_c$  и  $n_c/4$ . В настоящей главе даны основы этих методов и продемонстрированы диагностические возможности, связанные в основном с регистрацией излучения плазмы на частотах гармоник  $2\omega_0$  и  $3/2\omega_0$ .

Основными характеристиками излучений гармоник  $2\omega_0$  и  $3/2\omega_0$ , на измерении которых основаны диагностические методы, являются их про-



пространственная локализация и спектральное распределение. Поскольку генерация излучения этих гармоник происходит в областях соответственно критической и четверти критической плотности, то измерение (в том числе с временным разрешением) положения области возникновения этих излучений позволяет диагностировать динамику поверхностей плазмы с плотностями  $n_c$  и  $n_c/4$ . С другой стороны, генерируясь в выделенных областях, излучения гармоник в своем спектральном распределении несут информацию о локальных параметрах плазменной короны.

### § 3.1. Диагностика плазмы в области критической плотности

**3.1.1. Спектральные и пространственные характеристики гармоники  $2\omega_0$ .** В соответствии с современными представлениями генерация гармоники  $2\omega_0$  в области  $n_c$  связана с возбуждением продольных электронных ленгмюровских колебаний  $l$  либо за счет линейной трансформации ( $t \rightarrow l$ ) [3] лазерного излучения  $t$ , либо при развитии параметрических неустойчивостей [4]. Поскольку частота плазменных волн оказывается близкой к частоте греющего излучения, то последующее взаимодействие плазменных колебаний друг с другом ( $l + l$ ) либо с волной накачки ( $l + t$ ) приводит к генерации в плазме излучения на удвоенной частоте лазерного света.

*Генерация гармоники  $2\omega_0$  за счет линейной трансформации.* Согласно [3, 5], процесс трансформации возможен только в пространственно неоднородной плазме при наличии в падающем излучении составляющей вектора поляризации, направленной вдоль градиента плотности ( $p$ -компоненты). Предположим, что плазма одномерно неоднородна, т.е. плотность электронов  $n_e(x)$  зависит только от координаты  $x$ , и что характерный масштаб

$$L = [d \ln n_e(x)/dx]_{n_e = n_c}^{-1}$$

изменения плотности в окрестности критической плотности ( $x = 0$ ) больше длины волны накачки в вакууме:  $L \gg \lambda_0 = c/\omega_0$  ( $c$  — скорость света,  $n_c = m\omega_0^2/(4\pi e^2)$  — критическая плотность,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона). Тогда, согласно [5], эффективность линейной трансформации волны накачки зависит от угла  $\varphi$  ее падения на плазму: достигает максимума при  $\varphi = \varphi_r$ , где  $\sin^3 \varphi_r = 0,46 \lambda_0/L$ , обращается в нуль при  $\varphi = 0$  и экспоненциально спадает при  $\varphi \gg \varphi_r$ . Поэтому, если фокусировка лазерного пучка осуществляется таким образом, что в нем отсутствуют  $p$ -поляризованные лучи, падающие под углами  $\varphi \leq \varphi_r$ , то образование плазменных волн и генерация гармоники  $2\omega_0$  за счет линейной трансформации не происходят.

Согласно [6–8], излучение гармоники  $2\omega_0$  генерируется зеркально по отношению к падающей волне, и, как показано в [9, 10], частота  $\omega_2$  гармоники, излучаемой в направлении  $n'$ , определяется равенством

$$\omega_2 = 2\omega_0 - 2(k_0 - k_0 n', u), \quad (3.1)$$

где  $k_0 = \omega_0/c$ ,  $u$  — скорость движения области  $n_c$ . Из этой формулы видно, что частота гармоники смещена в "синюю" или "красную" область спектра в зависимости от того, движется ли точка  $n_c$  навстречу лазерному лучу

( $u_x > 0$ ) или от него ( $u_x < 0$ ). Максимальная величина такого смещения достигается при движении точки  $n_c$  вдоль направления неоднородности плазмы и дается соотношением

$$\Delta\omega_2 = 4\omega_0 u/c. \quad (3.2)$$

Спектральная ширина  $\delta\omega_2$  излучения гармоники  $2\omega_0$  в любой момент времени определяется спектральной шириной  $\delta\omega_0$  волны накачки:  $\delta\omega_2 = 2\delta\omega_0$ . Однако в течение времени действия лазерного импульса скорость движения точки  $n_c$  изменяется. Это изменение скорости, характеризующееся величиной  $\delta u$ , может приводить к уширению спектра гармоники в интегральных по времени измерениях. С учетом этого имеем

$$\delta\omega_2 = 2\delta\omega_0 + 4\omega_0 \delta u/c. \quad (3.3)$$

*Генерация гармоники  $2\omega_0$  за счет параметрической неустойчивости.* В окрестности плотности  $n_c$  при превышении пороговой плотности потока возбуждается параметрическая распадная неустойчивость ( $t \rightarrow l + s$ ) с образованием ленгмюровской ( $l$ ) и ионно-звуковой ( $s$ ) волн. (Другая возможная в области  $n_c$  параметрическая неустойчивость – аperiodическая ( $t \rightarrow l + a$ ) – имеет гораздо меньшие инкремент и уровень турбулентности). При этом образуются плазмоны, волновые числа которых удовлетворяют неравенству  $k_l \geq k_0 \sim k_2$  ( $k_2 = \sqrt{3}\omega_0/c$  – волновое число гармоники  $2\omega_0$  в области  $n_c$ ), так что при слиянии двух плазмонов ( $l + l \rightarrow t_2$ ) закон сохранения импульса может выполняться для ленгмюровских колебаний практически с любой длиной волны  $k_l \geq \omega_0/c$ . Как показано в [9], уже при сравнительно небольшом превышении порога неустойчивости вкладом процесса  $l + l$  в генерацию гармоники  $2\omega_0$  можно пренебречь по сравнению с процессом  $l + l$ , рассмотрением которого мы далее ограничимся.

В [9] получено выражение для частоты второй гармоники, генерируемой при ( $l + l$ )-слиянии:

$$\omega_2(k_2) = 2\omega_0 - 2\omega_s(k_1) + k_2 v - 2k_0 u, \quad (3.4)$$

где  $u$  – скорость движения области  $n_c$ ,  $v$  – скорость течения плазмы в ее окрестности,  $\omega_s = v_s k_s$  – частота ионно-звуковых колебаний. Из формулы (3.4) следует, что когда  $v$  и  $u$  не превосходят существенно скорости звука  $v_s$ , то сдвиг максимума линии гармоники происходит в “красную” сторону и равен удвоенной частоте ионного звука. В условиях быстрого течения плазмы  $v \geq v_s$  этот сдвиг уменьшается, так как слагаемое, учитывающее течение плазмы, всегда положительно ( $k_2 v > 0$ ), и в случае очень больших скоростей течения максимум гармоники может быть смещен даже в “синюю” сторону спектра.

Кроме смещения спектра гармоники относительно точного значения  $2\omega_0$  имеет место его уширение. При этом уширение в “красную” сторону  $\delta\omega_{кр}$  от значения  $\omega_2(k_2)$ , даваемого формулой (3.4), связано с процессами нелинейной перекачки энергии плазменных волн в область меньших частот и равно по порядку величины удвоенной ширине спектра турбулентности. Уширение спектра гармоники в “синюю” сторону  $\delta\omega_{син}$  связано с тем, что в результате неустойчивости возбуждаются плазмоны с частотами.

не только меньшими  $\omega_0$ , но и несколько большими, чем  $\omega_0$ . В работе [9] показано, что величина  $\delta\omega_{\text{син}}$  меньше, чем возникающее при тех же условиях уширение  $\delta\omega_{\text{кр}}$ . Это означает, что спектр гармоники должен быть асимметричным: уширение в "красную" сторону должно быть больше, чем уширение в "синюю".

*Типичный спектр гармоники  $2\omega_0$  в лазерной плазме.* Поскольку спектральная ширина гармоники  $2\omega_0$ , генерируемой благодаря параметрической турбулентности, значительно больше, чем ширина гармоники, генерируемой за счет линейной трансформации, ясно, что параметрическая генерация должна приводить к широкому "пьедесталу", на фоне которого имеется узкая линия, связанная с процессом линейной трансформации. Проведенный в работе [9] анализ большого числа экспериментальных результатов, полученных на различных установках в широком диапазоне изменения интенсивности лазерного излучения ( $q_0 \sim 10^{13} \div 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>), позволил обрисовать типичный спектр гармоники  $2\omega_0$ . Именно при  $q_0 \geq 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, когда пороги параметрических неустойчивостей, как правило, превзойдены, спектр состоит, вообще говоря, из узкой линии и пьедестала. При этом узкая линия обусловлена генерацией гармоники  $p$ -компонентой поля накачки, а пьедестал связан с развитием в плазме параметрической неустойчивости. Узкая линия при интегральной по времени регистрации смещена относительно значения  $\lambda_0/2$  в "красную" сторону, что свидетельствует о преимущественном движении поверхности критической плотности к центру мишени в течение лазерного импульса. Пьедестал имеет вид спадающего по интенсивности крыла или широкого распределения с максимумом, смещенным в "красную" сторону относительно узкой линии. При плотностях потока  $q_0 \leq 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, когда пороги параметрических неустойчивостей не превзойдены, а также при  $q_0 \geq 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>, когда становятся существенными эффекты светового давления, приводящие к деформации профиля плотности и подавлению параметрических неустойчивостей, спектр гармоники состоит из одной узкой компоненты, связанной с процессом линейной трансформации. Отметим, что результаты, полученные в более поздних работах [11–15], подтвердили данные представления о форме спектра гармоники  $2\omega_0$ .

В качестве примера на рис. 3.1 приведен типичный спектр гармоники  $2\omega_0$ , полученный на установке "Кальмар" (девятипучковый Nd-лазер) при облучении сферических оболочечных мишеней [9, 10] ( $q_0 \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>). Обусловленность сдвига узкой компоненты гармоники движением области  $n_c$  подтверждена в этих экспериментах регистрацией спектра гармоники с пространственным разрешением. Установлено, что сдвиг узкой компоненты в "красную" сторону неодинаков для разных областей изображения короны, а именно максимален в центральной его области и минимален (практически равен нулю) в краевых областях изображения. Этот экспериментальный факт отвечает интерпретации, связанной с эффектом Доплера. Действительно, в случае сферически-симметричного разлета плазмы при регистрации гармоники в выделенном направлении составляющая скорости движения области  $n_c$  в направлении наблюдения максимальна для областей плазменной короны, соответствующих центральной части ее изображения, и минимальна для областей, соответствующих краевым частям изображения.

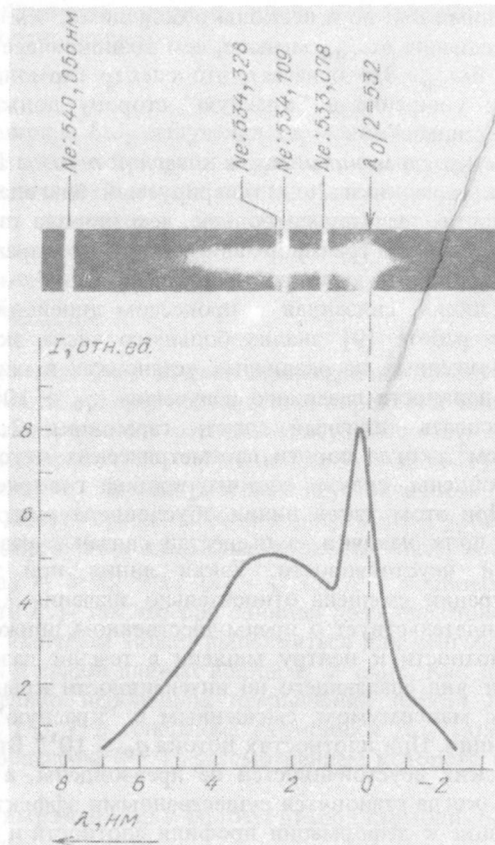


Рис. 3.1. Типичные спектрограммы излучения гармоники  $2\omega_0$ , зарегистрированные при плотности потока Nd-лазера  $q_0 \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> в экспериментах по многопучковому нагреву стеклянных оболочечных мишеней [9, 10]

**3.1.2. Фоторегистрация движения области критической плотности.** С учетом описанных выше свойств излучения гармоники  $2\omega_0$  можно сформулировать два метода диагностики динамики области критической плотности  $n_c$  в течение действия греющего импульса. Первый из них основан на высокоскоростной регистрации положения области свечения плазмы на частоте гармоники  $2\omega_0$  и был впервые предложен и разработан в [16, 17] для экспериментов с плоскими мишенями, а затем применен и в экспериментах по сжатию оболочечных мишеней [18, 19] для измерения времени схлопывания оболочки.

Для реализации метода необходима передача на щель фотоэлектронного регистратора изображения плазмы в узком спектральном диапазоне, соответствующем гармонике  $2\omega_0$ . Выделение его может быть выполнено с помощью комбинации цветных и интерференционных светофильтров или спектрального прибора, обеспечивающего достаточное пространственное разрешение при передаче изображения. Высокоскоростная развертка

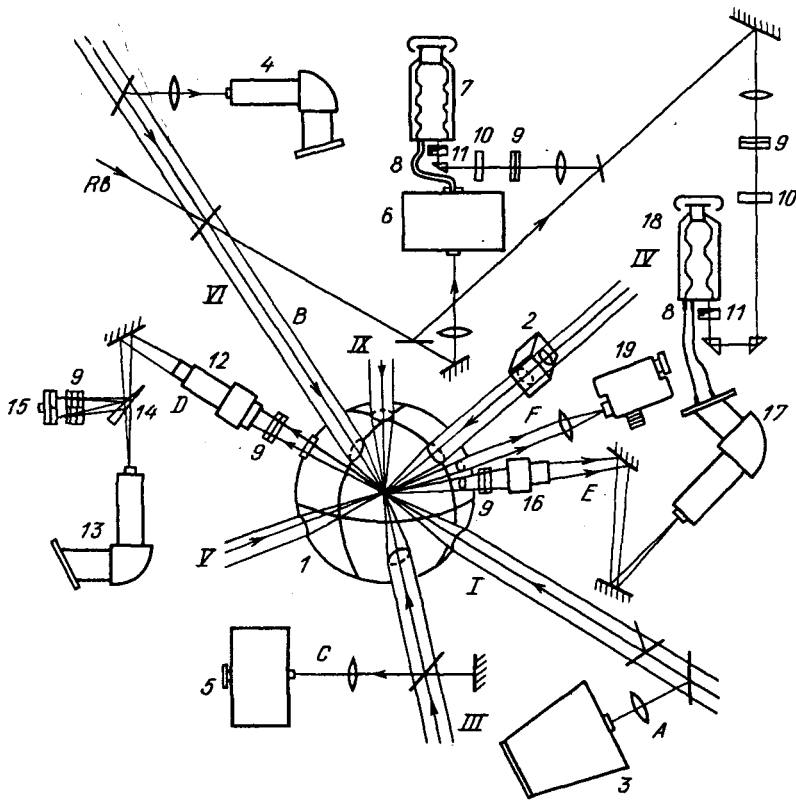


Рис. 3.2. Комплекс диагностической аппаратуры, использовавшийся на установке "Кальмар" при исследовании излучения гармоник греющего излучения и комбинационного рассеяния зондирующего пучка (см. гл. 4): A, B, C, D, E, F – каналы регистрации; 1 – вакуумная камера; 2 – кристалл KDP; 3 – спектрограф СТЭ-1; 4, 13, 17 – спектрографы ИСП-51; 5, 6 – монохроматоры МДР-2; 7, 18 – фотоэлектронные регистраторы; 8 – гибкий световод; 9 – светофильтры; 10 – рассеиватель; 11 – ступенчатый ослабитель; 12, 16 – объективы; 14 – клин; 15 – кассета; 19 – монохроматор ДМР-4. Римские цифры указывают номера отдельных греющих пучков

щелевого изображения плазмы во времени делает возможной регистрацию траектории движения области  $n_c$  в течение действия греющего импульса.

Пример реализации схемы таких измерений приведен на рис. 3.2, на котором изображен диагностический комплекс, использовавшийся на девятипучковом лазере "Кальмар" при исследовании излучения гармоник греющего излучения и комбинационного рассеяния зондирующего пучка (см. гл. 4). Изображение плазмы передавалось с увеличением объективом 16 на вход призмного спектрографа 17, а далее выделенное спектрографом излучение гармоники  $2\omega_0$  по светопроводу подавалось на щель фотоэлектронного регистратора 18, так что пространственная координата была ориентирована вдоль этой щели. Характерная фэрограмма свечения плазмы на гармонике  $2\omega_0$ , полученная в экспериментах [18] на этой установке, представлена на рис. 3.3а. В результате обработки щелевой развертки свечения плазмы можно получить диаграмму движения критической поверхности (рис. 3.3б).

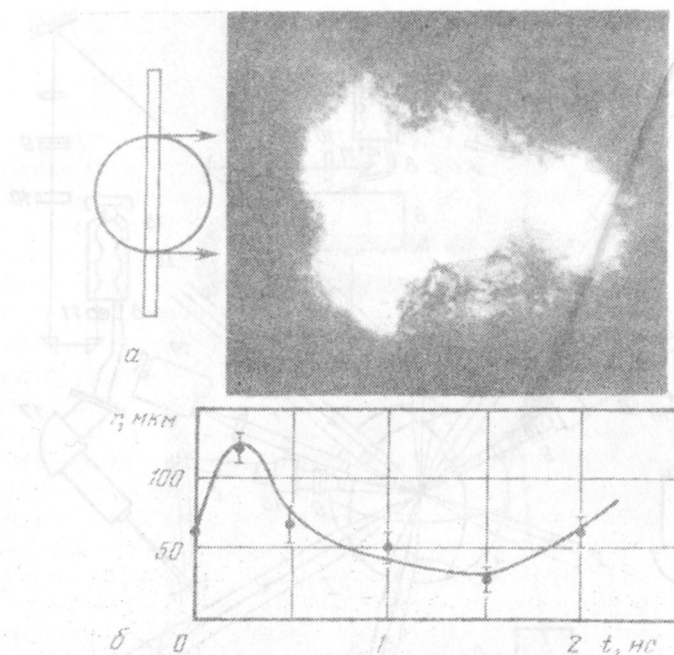


Рис. 3.3. Фоторегистрация области свечения плазмы на частоте гармоники  $2\omega_0$  для стеклянной оболочечной мишени диаметром 120 мкм с толщиной стенки 1,4 мкм: *a* – схема расположения изображения мишени на щели фоторегистратора и фэрограмма свечения; *б* – диаграмма движения критической поверхности [18]

При этом необходимо учесть все факторы, которые могли бы внести погрешность в конечные результаты. Ясно, что в первую очередь требуется высокое временное и пространственное разрешение применяемой методики, что в данном эксперименте решалось с помощью фоторегистратора (временное разрешение порядка  $10^{-10}$  с) и высококачественной оптики (пространственное разрешение порядка  $10^{-3}$  см по объекту).

Из анализа формирования изображения локальной области плазменной короны, из которой происходит излучение на частоте гармоники, следует, что размытие является функцией продольного размера объекта и его формы, а также углового распределения лучей, покидающих объект и собираемых применяемой оптикой. Размытие излучающей точки, расположенной на сферической поверхности и находящейся на расстоянии  $\Delta_\phi$  от плоскости фокусировки, характеризуется кружком радиусом  $r_p$  [20]:

$$r_p = \left[ \left( \frac{\Delta_\phi D}{2f} \right)^2 + \left( 1,22 \lambda \frac{f}{D} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3.5)$$

где  $f/D$  – числовая апертура объектива. Из (3.5) можно получить оптимальное значение для  $f/D \approx 7 \div 9$ , при котором для характерных размеров критической поверхности ( $r_c \approx 50 \div 100$  мкм) пространственное разрешение составляет  $r_p \approx 5 \div 10$  мкм.

При обработке изображений плазмы, кроме того, нужно учитывать условия распространения лучей в короне с  $n_e < n_c$ . Дело в том, что излучение на частоте второй гармоники, проходя в плазме под большим углом к направлению градиента электронной плотности (особенно он велик вблизи  $n_c$ ), будет испытывать значительную рефракцию (рис. 3.4). В связи с этим в регистрируемом изображении произойдет перераспределение интенсивности, обусловленное как диаграммой направленности излучения на частоте  $2\omega_0$ , так и пространственным распределением электронной плотности. Так, лучи, вышедшие из точки  $A$ , в зависимости от угловой апертуры объектива  $\alpha_f$  и положения точки  $A$  на критической поверхности попадут в плоскости изображений в область размером  $A_1A_2$ . Важно отметить, что эта область всегда находится внутри сферы, проходящей через истинное положение критической поверхности, а размер изображения определяется характером пространственного распределения электронной плотности и угловой апертурой объектива.

Оценки влияния перечисленных факторов на точность результатов проводились для многочисленных типов пространственного распределения электронной плотности, которые могли бы реализоваться в эксперименте (характерный размер неоднородности в расчетах принимался от 5 до 200 мкм). Оказалось, что уширение зоны свечения может составлять около 10–20 мкм. Таким образом, можно сделать вывод, что рефракция вносит основной вклад в экспериментальную ошибку на  $(r-t)$ -диаграмме движения поверхности с критической плотностью электронов за время действия греющего излучения.

Анализ фэрограммы, представленной на рис. 3.3,а, показывает, что с приходом на мишень греющего импульса критическая область удаляется от положения внешней поверхности мишени, а затем, отражая характер движения неиспаренной части оболочки, начинает двигаться к центру (рис. 3.3,б). После того как в центре мишени достигаются максимальные

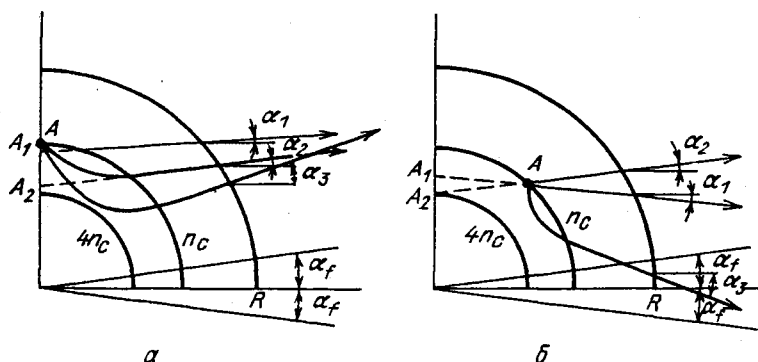


Рис. 3.4. Влияние рефракции излучения плазмы на частоте  $2\omega_0$ , генерируемого в области  $n_c$ , на формирование регистрируемого изображения: а – случай генерации излучения на частоте  $2\omega_0$  в точке  $A$ , лежащей в плоскости фокусировки ( $\Delta\phi = 0$ ) регистрирующего объектива с угловой апертурой  $\alpha_f$  (углы выхода лучей из плазмы  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  меньше  $\alpha_f$ ,  $\alpha_3 > \alpha_f$ , точки  $A_1$  и  $A_2$  – проекции лучей на плоскость регистрации); б – случай генерации в точке  $A$ , лежащей на поверхности  $n_c$  на расстоянии  $\Delta\phi$  от плоскости фокусировки

значения сжатия, плотная плазма разлетается, "выталкивая" при этом область с критической плотностью электронов. Таким образом, становится возможным определение времени схлопывания  $t_*$  неиспаренной части оболочки:  $t_* \approx t_*^{2\omega} - \Delta_*/c_*$ , где  $t_*^{2\omega}$  — момент остановки критической поверхности,  $\Delta_*$  — толщина неиспаренной оболочки,  $c_*$  — скорость звука в ней. Подставляя значения  $\Delta_* \approx 10^{-4}$  см и  $c_* \gtrsim 10^6$  см/с, получим, что  $t_*^{2\omega}$  превосходит  $t_*$  не более чем на  $10^{-10}$  с. Для фэрограммы, показанной на рис. 3.3, а,  $t_*^{2\omega} \approx 1,5$  нс, а средняя скорость движения оболочки к центру  $\bar{u} \approx 5 \cdot 10^6$  см/с.

В заключение отметим, что рефракционная ошибка в определении траектории движения области  $n_c$  может быть уменьшена при одновременной регистрации щелевых изображений плазмы на частотах гармоник  $2\omega_0$  и  $3/2\omega_0$  (см. п. 3.2.2).

**3.1.3. Эволюция формы спектра гармоники  $2\omega_0$  и динамика области критической плотности.** Как показано в п. 3.1.1, существует возможность исследования динамики области  $n_c$  на основании спектрально-временных измерений смещения узкой компоненты гармоники  $2\omega_0$ . Это связано с тем, что такое смещение (относительно точного значения  $\lambda_0/2$ ) обусловлено эффектом Доплера при движении области генерации гармоники. Данный (второй) метод диагностики движения области  $n_c$  предложен и разработан в экспериментах на установке "Кальмар" [9, 10, 21, 22]. Для реализации метода рассеянное плазмой излучение после разложения в спектр монохроматором (см. рис. 3.2) передавалось световодом на щель фотоэлектронного регистратора, расположенную вдоль направления дисперсии. Фоторегистратор работал в режиме щелевой развертки. Спектральное разрешение системы составляло около 0,1 нм. В качестве спектрального репера на щель монохроматора подавалось (с задержкой по времени относительно импульса рассеянного излучения) лазерное излучение, преобразованное кристаллом KDP в излучение с длиной волны, точно соответствующей  $\lambda_0/2$ . Кроме того, это излучение подавалось также непосредственно на щель фоторегистратора через систему фильтров и ступенчатый ослабитель для построения характеристической кривой системы "ФЭР + пленка".

На рис. 3.5 представлены фэрограмма спектра гармоники  $2\omega_0$  (а) и полученная при ее обработке эволюция спектрального распределения гармоники (б), зарегистрированные в экспериментах [9, 10, 21–23] для стеклянной оболочки диаметром  $2R_0 \approx 163$  мкм с толщиной стенки  $\Delta_0 \approx 4,6$  мкм.

Видно, что смещение узкой компоненты относительно  $\lambda_0/2$  в течение первых 0,5 нс "синее", а затем становится "красным". В соответствии с эффектом Доплера это означает, что область движется вначале наружу от поверхности мишени, причем "синему" сдвигу, равному примерно 0,2 нм, в момент времени 0,1 нс соответствует (по формуле (3.2)) скорость  $u \approx 6 \cdot 10^6$  см/с. В момент времени  $t \approx 0,5$  нс при нулевом сдвиге узкой компоненты скорость движения меняет знак на противоположный и область  $n_c$  начинает двигаться со все возрастающей скоростью к центру мишени, что соответствует ее сжатию. Максимальному "красному" сдвигу  $\Delta\lambda \approx 0,2$  нм в момент времени  $t \approx 2$  нс соответствует скорость  $u \approx 6 \cdot 10^6$  см/с. Полученная таким образом ( $u - t$ )-диаграмма представлена на рис. 3.5, в.



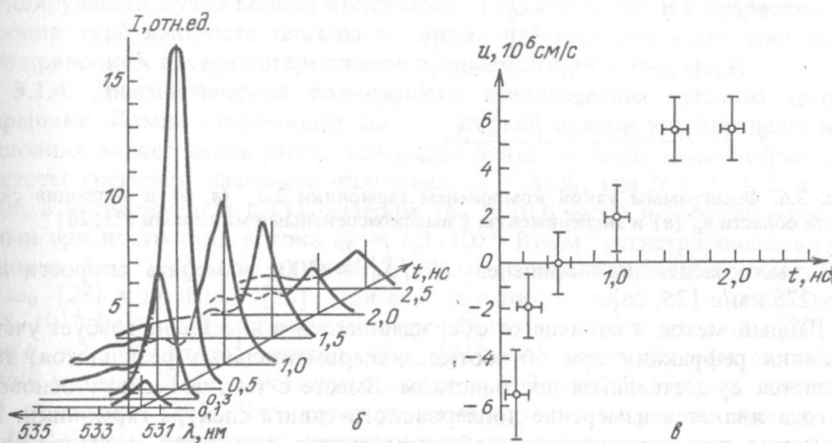
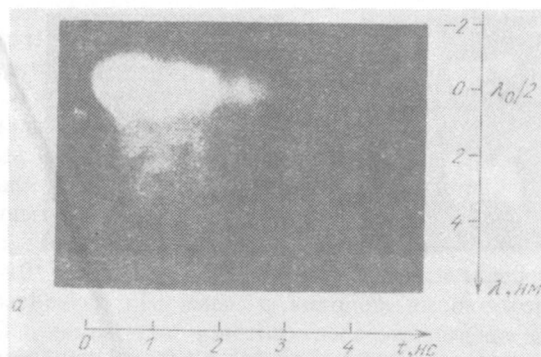


Рис. 3.5. Фэрограмма спектра гармоники  $2\omega_0$  (а), полученные при ее обработке спектральные распределения гармоники в различные моменты времени (б) и ( $u - t$ )-диаграмма скорости движения области  $n_c$  (в) [9, 10, 21–23]

Из рис. 3.5,б следует, что наибольшее количество энергии на частоте узкой компоненты гармоники  $2\omega_0$  излучается на стадии движения области  $n_c$  к центру мишени. Именно по этой причине на интегральных по времени спектрограммах гармоники сдвиг узкой компоненты всегда "красный" [9, 10], и такие спектрограммы несут информацию о средней скорости движения вещества к центру мишени при ее схлопывании. В частности, при обработке таких спектрограмм было обнаружено, что сдвиг узкой компоненты гармоники уменьшается с увеличением толщины стенки стеклянных микросфер [9, 10]. Это указывает на уменьшение средней скорости схлопывания для более массивных мишеней, что подтверждается теоретическими расчетами [24].

Метод скоростной регистрации спектра гармоники  $2\omega_0$ , примененный на установке "Дельфин-1" (ФИАН) в сочетании с двумя другими методами исследования динамики плотной плазмы, позволил, в частности, проследить эволюцию скорости движения области критической плотности в течение греющего импульса (рис. 3.6) и на заключительной стадии процесса сжа-

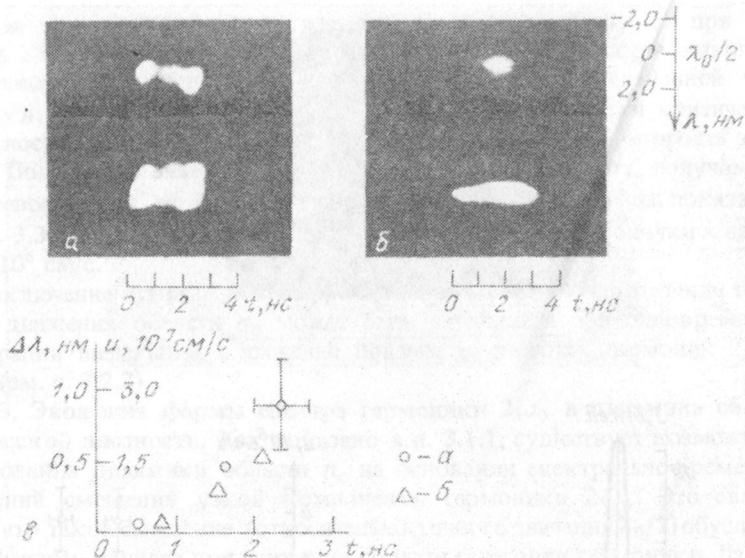


Рис. 3.6. Фэрограммы узкой компоненты гармоники  $2\omega_0$  (а, б) и эволюция скорости области  $n_c$  (в) в экспериментах с высокоаспектными мишенями [25, 26]

тия высокоаспектных мишеней ( $R_0/\Delta_0 \approx 200$ ) измерить скорости до  $u \sim 275$  км/с [25, 26].

Данный метод в отличие от обсуждавшегося в п. 3.1.2 не требует учета влияния рефракции при обработке экспериментальных результатов, что является существенным достоинством. Вместе с тем, поскольку основой метода является измерение доплеровского сдвига спектра гармоники, то с учетом геометрии опыта необходим анализ взаимного расположения вектора  $u$  скорости области  $n_c$  исследуемого участка короны и направления регистрации. Фактически измеряемое смещение спектра гармоники определяется проекцией вектора  $u$  на направление регистрации (см. (3.1)). Ясно, например, что для сферической мишени такая проекция максимальна для центральной части изображения мишени и минимальна (близка к нулю) для его краевых областей. Это обстоятельство делает необходимым реализацию спектрально-временных измерений генерируемой в плазме гармоники  $2\omega_0$  с пространственным разделением частей изображения короны при учете геометрии опыта.

Отметим еще одну особенность данного метода. Прецизионные измерения сдвига узкой компоненты гармоники  $2\omega_0$  оказываются невозможными в случае, если ее ширина значительно превышает смещение. В соответствии с формулой (3.2) смещение этой компоненты может быть представлено в виде

$$\Delta\lambda_2/\lambda_0 = u/c, \quad (3.6)$$

где  $\lambda_0$  — длина волны греющего излучения. Это означает, что для Nd-лазера ( $\lambda_0 \approx 1$  мкм) скорости  $u \approx 3 \cdot 10^6$  см/с соответствует смещение  $\Delta\lambda_2 \approx \approx 0,1$  нм, а скорости  $3 \cdot 10^7$  см/с — смещение  $\Delta\lambda_2 \approx 1$  нм. Таким образом, реальным скоростям движения области  $n_c$  соответствуют смещения в

несколько десятых долей нанометра. С другой стороны, ширина узкой компоненты спектра гармоники  $2\omega_0$  в каждый момент времени определяется шириной спектра греющего излучения  $\delta\lambda_2 = \delta\lambda_0/2$ . Это означает, что применение данного метода диагностики скорости области  $n_c$  является целесообразным при сравнительно узком спектре греющего излучения, не превышающем нескольких десятков долей нанометра.

Оба описанных выше метода, основанные на регистрации излучения гармоники  $2\omega_0$ , давая информацию о выделенной области плотной части короны ( $n_c \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$  для  $\lambda_0 = 1,06 \text{ мкм}$ ), имеют определенное преимущество по сравнению, например, с методом высокоскоростной интерферометрии. Последний, как известно, дает ограничение по исследуемой плотности плазмы на уровне  $\sim n_c/10$ , связанное как с сильной рефракцией зондирующего пучка вблизи критической плотности, так и с возрастанием уровня турбулентности плазмы во время действия греющего импульса, что приводит к потере когерентности предметного луча (см. гл. 2).

**3.1.4. Диагностические возможности использования высоких целых гармоник.** Помимо гармоники  $2\omega_0$  в лазерной плазме при определенных условиях может иметь место генерация более высоких целых гармоник частоты греющего лазерного излучения  $\omega = N\omega_0$ , где  $N = 3, 4, 5$  и т.д. Так, в экспериментах с  $\text{CO}_2$ -лазером ( $\lambda_0 \approx 10,6 \text{ мкм}$ ) и плоскими мишенями при плотностях потока  $q_0 \approx 7,3 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$  регистрировалась гармоника  $3\omega_0$  [27], при  $q_0 \approx 10^{14} \text{ Вт/см}^2$  – серия гармоник вплоть до  $11\omega_0$  [28] и до  $10\omega_0$  [29]. При еще больших плотностях потоков  $q_0 \approx 8 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$  обнаружены высокие гармоники вплоть до  $20\omega_0$  [30], а при  $q_0 \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$  – даже до  $46\omega_0$  [31]. В сферической геометрии облучения мишени  $\text{CO}_2$ -лазером при потоках  $q_0 \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$  наблюдалось 29 гармоник [30]. Что касается неодимового лазера, то при  $q_0 \approx 10^{16} \text{ Вт/см}^2$  на плоских мишенях зарегистрированы гармоники от  $2\omega_0$  до  $5\omega_0$  [32]. Поскольку параметром, определяющим интенсивность возбуждаемых гармоник, является величина  $q_0\lambda^2$ , то для сравнения результатов экспериментов с Nd-лазером и с  $\text{CO}_2$ -лазером необходимо потоки излучения  $\text{CO}_2$ -лазера умножить на 100. При этом оказываются близкими как условия облучения, так и результаты, с одной стороны, экспериментов [32] и, с другой – экспериментов [28, 29].

Существенным для обоснования метода диагностики плазмы по высоким гармоникам является то, что перечисленные эксперименты по характеру распределения интенсивности гармоник в регистрируемом спектре рассеянного излучения распадаются на две группы. В первой из них [28, 29, 32] при умеренных интенсивностях падающего излучения ( $q_0\lambda^2 \leq 10^{16} \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^2/\text{см}^2$ ) обнаружено монотонное уменьшение энергии высших гармоник по показательному закону с ростом их номера ( $\epsilon_j/\epsilon_{j+1} \approx 6$  [28] и  $\epsilon_j/\epsilon_{j+1} \approx 10$  [32]). Во второй группе [30, 31] при значительно больших плотностях потока лазерного излучения ( $10^{16} \leq q_0\lambda^2 \leq 3 \cdot 10^{18} \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^2/\text{см}^2$ ) наблюдаются высокие гармоники почти постоянной интенсивности вплоть до некоторого номера, после которого следует резкий спад. Так, в [31] примерно одинаковую интенсивность имели гармоники от 16-й до 42-й, а для больших номеров она резко падала.

Согласно [30], причина такого изменения в распределении гармоник по энергиям связана с возникновением резких градиентов плотности

плазмы за счет светового давления при больших интенсивностях лазера. Так, в численном эксперименте, приведенном в [30], при учете светового давления получен градиент плотности  $10n_c$  на  $0,1$  мкм ( $n_c$  – критическая плотность для частоты  $\text{CO}_2$ -лазера,  $n_c \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). При этом вычисленный спектр гармоник был подобен наблюдаемому в [30, 31] с резким спадом после некоторого числа почти постоянных по интенсивности гармоник. Поэтому естественно считать, что в первой группе экспериментов [28, 29, 32] имели место сравнительно плавные градиенты плотности, тогда как во второй группе [30, 31] профиль плотности был значительно более крутым.

В настоящее время существует два подхода при теоретическом описании процесса генерации высоких целых гармоник, которые развиты в [33–35] для плавных и в [30, 36] для резких профилей плотности плазмы. При этом генерация гармоник рассматривается как результат усиления поля в области  $n_c$  благодаря эффекту линейной трансформации поперечной волны в ленгмюровские колебания, т.е. механизм генерации высших гармоник предполагается аналогичным известному для гармоники  $2\omega_0$ . В работе [30] и затем в [36] указан критерий для определения максимального номера излучаемых гармоник, при котором происходит отрезание спектра, а именно генерируются те гармоники, для которых критические плотности находятся между верхним и нижним значениями на профиле плотности плазмы (предполагаемом близким к ступенчатому). Таким образом, для максимального номера генерируемой гармоники  $N_{\max}$  возникает соотношение

$$N_{\max}^2 = n_u/n_c, \quad (3.7)$$

где  $n_u$  – плотность плазмы на верхнем плато.

В соответствии с формулой (3.7) в [36] предложено использовать изменение спектра излучаемых гармоник как метод определения максимального значения плотности плазмы на скачке. Так, для экспериментов [31] с  $\text{CO}_2$ -лазером при  $N_{\max} = 46$  получается  $n_u \approx 2,1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Следует отметить, что применение данного метода возможно лишь при условии  $q_0 \lambda^2 \gtrsim 10^{16} \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^2/\text{см}^2$ , когда имеет место резкий спад интенсивности высших гармоник, начиная с некоторого номера.

### § 3.2. Диагностика плазмы в области четверти критической плотности

**3.2.1. Спектральные и пространственные характеристики гармоники  $^{3/2}\omega_0$ .** Основным процессом, ответственным за излучение плазмы на частотах половинных гармоник, является комбинационное рассеяние греющей электромагнитной волны на параметрически возбуждаемых плазменных колебаниях:  $t + l \rightarrow t_{3/2}, t_{1/2}$ . При этом возникает излучение на комбинационных частотах  $\omega_0 \pm 1/2\omega_0 = 3/2\omega_0, 1/2\omega_0$ . В следующем порядке по амплитуде волны накачки этот же процесс описывает излучение гармоники  $^{5/2}\omega_0$  (слияние двух квантов поперечной волны и одного продольной:  $t + t + l \rightarrow t_{5/2}$ ).

Вообще говоря, параметрическое возбуждение плазменных колебаний может быть связано не только с двухплазмонной неустойчивостью, но и с

вынужденным комбинационным рассеянием (ВКР):  $t \rightarrow t' + l$ . Отметим, что в результате такого процесса может в принципе непосредственно образовываться поперечная волна с частотой  $\omega_0/2$ . Однако конвективная неустойчивость ВКР [37–39] развивается в области  $n_c \ll n_c/4$  и, следовательно, приводит к возбуждению плазмонов с малой частотой ( $\omega_l = \omega_0 - \omega' \ll \omega_0/2$ ), а значит, поперечных волн с частотой  $\sim \omega_0$ . В окрестности  $n_c/4$  возможна абсолютная параметрическая неустойчивость ВКР [40–42]. Однако ее порог в условиях лазерной плазмы значительно выше порога двухплазменной неустойчивости. Таким образом, вкладом ВКР в генерацию плазменных волн, а следовательно, и половинных гармоник можно пренебречь. Излучение гармоники  $\frac{1}{2}\omega_0$  может быть связано также с линейной трансформацией продольных плазменных волн в поперечные в неоднородной плазме [43]. На важность этого процесса для излучения лазерной плазмы было обращено внимание в работе [44].

Следует отметить еще один возможный механизм генерации гармоники  $\frac{3}{2}\omega_0$  — слияние трех плазменных волн в поперечную ( $3l \rightarrow t_{3/2}$ ) [45–47]. Трехплазмонное слияние представляет собой процесс более высокого порядка по полю по сравнению с комбинационным рассеянием гребущей волны на параметрически возбужденных плазмонах, и в настоящее время нет экспериментальных фактов, указывающих на его проявление в реальных экспериментах.

*Типичный спектр гармоники  $\frac{3}{2}\omega_0$ .* Возникающие в результате распада электромагнитной волны (фотона) две ленгмюровских волны (плазмоны) в силу закона сохранения импульса должны иметь несколько различные волновые числа (импульсы). Именно в силу закона сохранения импульса импульс плазмона, бегущего в глубь плазмы (в направлении распавшегося фотона), должен быть больше импульса плазмона, распространяющегося навстречу фотону. Поскольку частоты плазмонов связаны с их импульсами законом дисперсии ( $\omega_l = \omega_{Le} + \frac{3}{2}k_l^2 V_{Te}^2 / \omega_{Le}$ ), плазмон с большим импульсом имеет и большую частоту ( $\omega_l > \omega_0/2$ ; назовем его "синим"), а плазмон с меньшим импульсом имеет частоту, несколько меньшую  $\omega_0/2$  (назовем его "красным").

Генерация гармоники  $\frac{3}{2}\omega_0$  связана со слиянием возникших плазмонов с фотонами. Слияние "красного" плазмона с фотоном накачки даст фотон с частотой  $\omega < \frac{3}{2}\omega_0$ , распространяющийся из плазмы. Он может быть непосредственно зарегистрирован наблюдателем (рис. 3.7). Слияние фотона накачки с "синим" плазмоном даст фотон с частотой  $\omega > \frac{3}{2}\omega_0$ , однако его волновой вектор направлен в глубь плазмы. Для излучения из плазмы фотона с частотой  $\omega > \frac{3}{2}\omega_0$  необходимо, чтобы либо этот фотон, либо одна из волн, участвующих в его образовании, испытали отражение от более плотных слоев плазмы, т.е. чтобы было выполнено одно из трех условий: 1) перед слиянием "синий" плазмон дошел до своей точки поворота ( $n_c/4$ ) и отразился от нее; 2) "синий" плазмон испытал слияние с фотоном накачки после отражения последнего от области плазмы с критической плотностью; 3) возникший в результате слияния фотон, распространяясь до своей точки поворота ( $\frac{9}{4}n_c$ ), отразился и затем вышел из плазмы (рис. 3.7). В условиях лазерной плазмы, когда плотность за областью  $n_c/4$  возрастает на много порядков величины, возможность отражения волн не вызывает сомнений. При нормальном падении волны накачки коэффициенты пара-

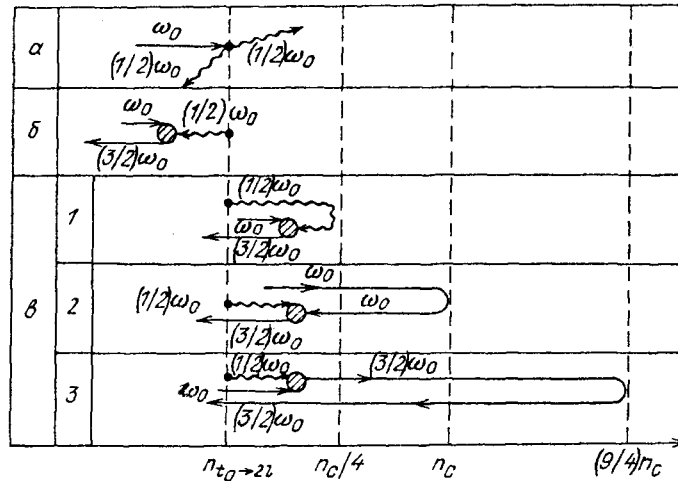


Рис. 3.7. Схема двухплазмонного распада (а) и образования излучения гармоники  $\frac{3}{2}\omega_0$  при слиянии поперечной волны с "красным" (б) и "синим" (в) плазмонами. Плотность  $n_{21}$  соответствует области распада, заштрихованные кружки обозначают области слияния

метрического усиления "синего" и "красного" плазмонов одинаковы. Поэтому, если нелинейные процессы взаимодействия параметрически возбужденных плазмонов не слишком сильно деформируют их спектр, наблюдатель под одним углом должен регистрировать и "синюю", и "красную" компоненты в спектре гармоники, причем "синяя" компонента, проходящая в плазме больший путь, должна быть менее интенсивной.

Выражения для смещения спектральных компонент гармоники относительно точного значения  $\frac{3}{2}\omega_0$  при падении лазерного излучения вдоль направления градиента плотности и угла  $\psi$  выхода гармоники из плазмы имеют вид [48]

$$\Delta\omega_{\text{син,кр}} = \pm \frac{9}{8}\omega_0(V_{Te}/c)^2 \sqrt{1 + 12 \sin^2 \psi}. \quad (3.8)$$

Отсюда следует, что расстояние  $\Delta\lambda_{3/2}$  между компонентами пропорционально электронной температуре плазмы в области  $n_c/4$ :

$$\Delta\lambda_{3/2} \approx 2\lambda_0 T_e \sqrt{1 + 12 \sin^2 \psi}, \quad (3.9)$$

где  $\Delta\lambda_{3/2}$  — в нанометрах,  $\lambda_0$  — в микрометрах,  $T_e$  — в килоэлектрон-вольтах. В частности, при регистрации гармоники назад в апертуру линзы ( $\psi = \pi$ ) формула (3.9) принимает вид

$$\Delta\lambda_{3/2} \approx 2\lambda_0 T_e. \quad (3.10)$$

Анализ многочисленных экспериментов по исследованию генерации в лазерной плазме гармоники  $\frac{3}{2}\omega_0$ , выполненный в книге [2], а также проведенные позже экспериментальные исследования [49–68] (см. также обзор [69]) подтвердили представления о механизмах генерации и свойствах гармоники  $\frac{3}{2}\omega_0$ . Типичный двухкомпонентный спектр этой гармоники

ки, полученный в экспериментах [70] и характерный для целого ряда исследований на различных установках, приведен на рис. 3.8.

*Спектр гармоники  $3/2\omega_0$  и диагностика плазменных параметров в области  $n_c/4$ .* Впервые на возможность диагностики локальной температуры плазмы по спектральным измерениям гармоники  $3/2\omega_0$  было указано в работах [45, 71–73]. Этот метод получил качественную апробацию в целом ряде работ (см. обзор экспериментов в гл. 10 книги [2] и вышедшие позже работы [49–68]), которые вместе с тем выявили и целый ряд несоответствий экспериментальных данных простейшей теоретической модели [71, 74, 75], в частности завышенное значение электронной температуры (примерно в 1,5–2 раза), получаемой из измерений спектра гармоники  $3/2\omega_0$ , по сравнению с данными других методов [45, 51–54, 59, 60, 71]. Кроме того, в ряде экспериментов наблюдалось сильное различие сдвигов "красной" и "синей" компонент, которое невозможно было объяснить доплеровским сдвигом спектра гармоники как целого при движении области  $n_c/4$ . В некоторых экспериментах спектр гармоники  $3/2\omega_0$  был не двухкомпонентным, а однокомпонентным [76] или содержал более двух компонент [63].

Поэтому простейшая теоретическая модель пространственно однородного слоя плазмы [71, 74, 75] была обобщена на случай учета неоднородности плотности плазмы [48, 52], наклонного падения лазерного излучения и его поляризации [77–79] с учетом целого ряда факторов, таких, как разлет плазмы, ее движение как целого при сжатии мишени в течение действия лазерного импульса [80], затухание плазменных волн и спонтанные магнитные поля [81, 82].

Совокупное рассмотрение всех этих факторов для развития метода диагностики плазмы было выполнено в работе [70], в которой показано, что наиболее важным фактором (наряду с температурным влиянием), определяющим сдвиг спектральных компонент, является скорость протекания плазмы через область  $n_c/4$ . Полученное в [70] общее выражение

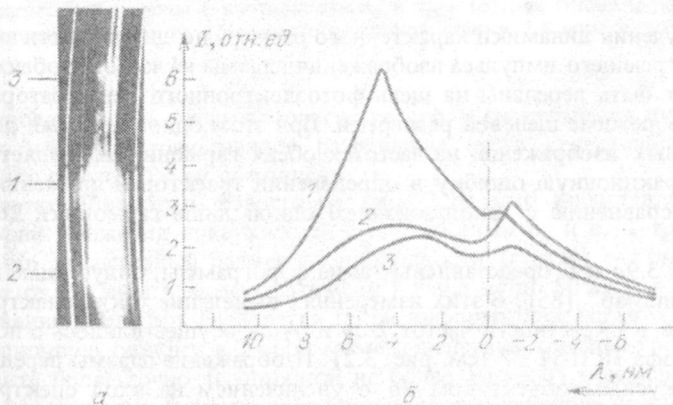


Рис. 3.8. Спектрограмма гармоники  $3/2\omega_0$  с пространственным разрешением (а) и спектральные распределения интенсивности гармоники (б) для центральной (1) и краевых (2, 3) областей плазменной короны стеклянной оболочечной мишени ( $2R_0 \approx 602 \text{ мкм}$ ,  $\Delta_0 = 3 \text{ мкм}$ ) [70]

для сдвигов компонент спектра гармоники  $^{3/2}\omega_0$  при угле падения лазерного излучения на плазму  $\varphi$ , угле выхода гармоники  $\psi$ , угле между плоскостью падения лазерного пучка и плоскостью выхода гармоники  $\chi$  имеет вид

$$\Delta\lambda_{\text{син,кр}} = 1,04T_e\Phi - 0,07v \frac{\Phi \pm 4 \sin\varphi (\sin\varphi - \sin\psi \cos\chi)}{\sqrt{1 - (4/3)\sin^2\varphi}}, \quad (3.11)$$

где

$$\Phi = [(1 - \frac{4}{3}\sin^2\varphi)(1 + 12\sin^2\psi \sin^2\chi) + 12(\sin\varphi - \cos\chi \sin\psi)^2]^{1/2},$$

$T_e$  – температура электронов в области  $n_c/4$  в килоэлектронвольтах,  $v$  – скорость течения плазмы через область  $n_c/4$  в единицах  $10^7$  см/с,  $\Delta\lambda$  – в нанометрах.

Приведенные выражения представляют собой систему двух линейных относительно  $T_e$  и  $v$  уравнений с коэффициентами, зависящими только от значений углов  $\varphi$ ,  $\psi$  и  $\chi$ . Такая система уравнений при измерении сдвигов  $\Delta\lambda_{\text{кр}}$  и  $\Delta\lambda_{\text{син}}$  и известной геометрии опыта позволяет определить одновременно электронную температуру плазмы в области  $n_c/4$  и скорость протекания плазмы через эту область.

**3.2.2. Измерение характерного размера неоднородности плотности плазмы.** Одновременное фотографирование плазмы в двух спектральных диапазонах, соответствующих частотам генерируемых гармоник  $2\omega_0$  и  $^{3/2}\omega_0$ , позволяет в эксперименте измерить расстояние между положением областей критической и четверти критической плотности электронов, которое в различных теоретических моделях плазменной короны является весьма существенным параметром (так называемый характерный размер неоднородности в критической области). Такие фотографии плазмы, но без временного разрешения были впервые получены в работах [83, 84]. Отметим, что в перечисленных экспериментах выделение спектрального диапазона, соответствующего излучению гармоник, осуществлялось набором светофильтров с типичной шириной контура пропускания, равной около 4 нм.

Для изучения динамики характерного размера неоднородности в течение действия греющего импульса изображения плазмы на частотах обеих гармоник могут быть переданы на щель фотоэлектронного регистратора, работающего в режиме щелевой развертки. При этом одновременная регистрация щелевых изображений на частотах обеих гармоник позволяет уменьшить рефракционную ошибку в определении траекторий движения области  $n_c$  по сравнению с использованием одной лишь гармоники  $2\omega_0$  (см. п. 3.1.2).

На рис. 3.9а и б представлены такие фэрограммы, полученные на установке "Кальмар" [85]. В этих измерениях выделение узких спектральных интервалов в окрестности частот  $2\omega_0$  и  $^{3/2}\omega_0$  осуществлялось с помощью спектрографа ИСП-51 17 (см. рис. 3.2). Изображение плазмы передавалось длиннофокусным объективом 16 с увеличением на вход спектрографа, с выхода которого по двум гибким световодам щелевое изображение плазмы в двух выделенных узких диапазонах спектра передавалось на фоторегистратор, так что входные щели спектрографа и фоторегистратора оказывались сопряженными. При этом пространственная координата была



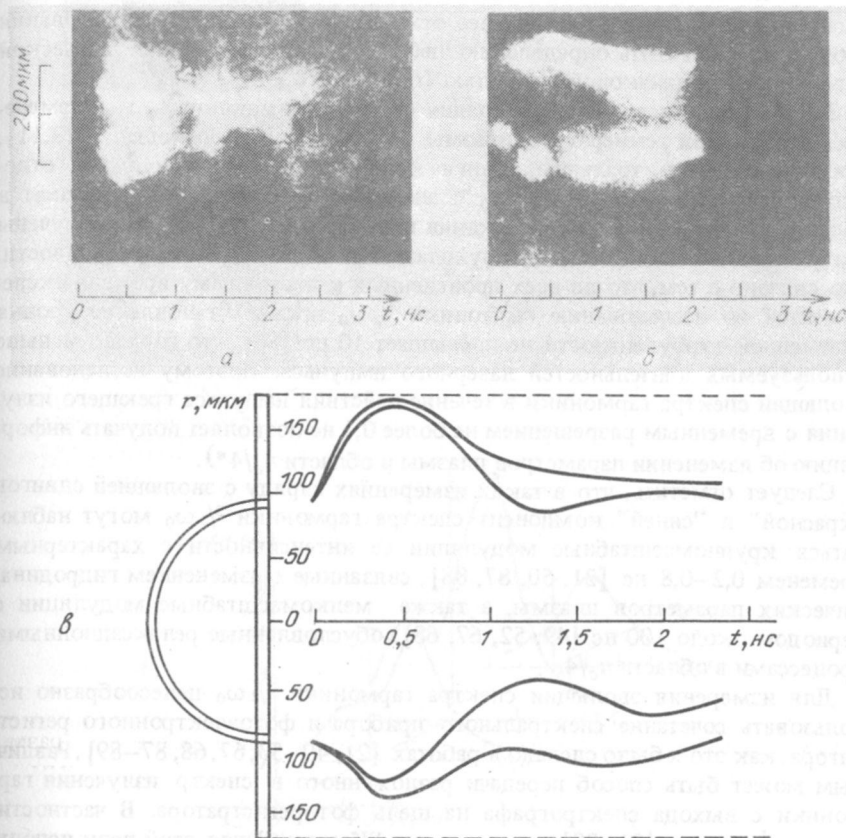


Рис. 3.9. Одновременная фоторегистрация изображений плазменной короны на частотах  $2\omega_0$  (а) и  $\frac{3}{2}\omega_0$  (б) и полученные при их обработке траектории движения областей плазменной короны с плотностями  $n_c$  и  $n_c/4$  (в) для полистирольной оболочечной мишени диаметром 180 мкм с толщиной стенки 2,4 мкм в экспериментах [85]

ориентирована вдоль щели фоторегистратора, а спектральная дисперсия — поперек нее. Пространственное разрешение всего передающего тракта составляло около 10 мкм по мишени.

Результат обработки фэрограмм рис. 3.9а и б представлен в виде траекторий движения поверхностей с плотностями  $n_c$  и  $n_c/4$  (рис. 3.9в). Видно, что характерный размер неоднородности ( $r(n_c/4) - r(n_c)$ ) увеличивается от 20 мкм в момент времени  $t = 0,5$  нс до 50 мкм в момент  $t_*$  схлопывания оболочки. Располагая такой информацией, можно определить рефракционную ошибку в любой момент действия греющего импульса и установить более точно (с ошибкой не более 10 мкм) положение критической поверхности. В данном эксперименте, проведенном при неоднородном облучении полистирольной оболочки, отчетливо наблюдается различный характер эволюции размера  $L$  с диаметрально противоположных сторон микросферы; поэтому и поправки на рефракцию излучения вводи-

лись разные. Следует тем не менее отметить, что момент  $t_*$  схлопывания оболочки может быть определен по любой из двух траекторий критической поверхности с одинаковой точностью ( $t_* = 1,25 \pm 0,1$  нс).

**3.2.3. Скоростная фоторегистрация спектра гармоники  $^{3/2}\omega_0$  и измерение электронной температуры плазмы в области  $n_c/4$ .** Соотношения (3.11), связывающие спектральные сдвиги компонент гармоники  $^{3/2}\omega_0$  относительно точного значения  $^{2/3}\lambda_0$  с электронной температурой плазмы в области  $n_c/4$  и скоростью протекания плазмы через эту область, получены без учета динамики развития двухплазменной распадающей неустойчивости. Это связано с тем, что во всех проведенных к настоящему времени экспериментах по исследованию гармоники  $^{3/2}\omega_0$  время установления уровня плазменной турбулентности не превышает 10 пс [86], что гораздо меньше используемых длительностей лазерного импульса. Поэтому исследование эволюции спектра гармоники в течение действия импульса греющего излучения с временным разрешением не более 0,1 нс позволяет получать информацию об изменении параметров плазмы в области  $n_c/4$ .\*).

Следует отметить, что в таких измерениях наряду с эволюцией сдвигов "красной" и "синей" компонент спектра гармоники  $^{3/2}\omega_0$  могут наблюдаться крупномасштабные модуляции ее интенсивности с характерным временем 0,2–0,8 нс [21, 50, 87, 88], связанные с изменением гидродинамических параметров плазмы, а также мелкомасштабные модуляции с периодом около 100 пс [49, 52, 67, 68], обусловленные релаксационными процессами в области  $n_c/4$ .

Для измерения эволюции спектра гармоники  $^{3/2}\omega_0$  целесообразно использовать сочетание спектрального прибора и фотозлектронного регистратора, как это и было сделано в работах [21, 49–53, 67, 68, 87–89]. Различным может быть способ передачи разложенного в спектр излучения гармоники с выхода спектрографа на щель фоторегистратора. В частности, в экспериментах [21, 88] на установке "Кальмар" для этой цели использовался гибкий световод, закрепленный таким образом, что направление спектральной дисперсии было ориентировано вдоль щели фоторегистратора б, 7 (см. рис. 3.2). Спектральное разрешение составляло 0,3 нм, а временное – 0,1 нс.

В качестве примера на рис. 3.10, а–в приведены фэрограммы интенсивности греющего и рассеянного на основной частоте излучения, а также спектра гармоники  $^{3/2}\omega_0$  для оболочечной мишени из окиси алюминия [21, 88]. Видно, что при сравнительно гладком временном профиле интенсивности греющего излучения наблюдаются модуляции интенсивности рассеянного излучения на частоте гармоники  $^{3/2}\omega_0$  (как и на частоте  $\omega_0$ ) с периодом  $T \approx 0,7 \div 0,8$  нс. В частности, максимумы интенсивности гармоник  $^{3/2}\omega_0$  достигаются в моменты времени  $t \approx 0,8; 1,5; 2,3$  нс. Для этих моментов времени отношение интенсивностей "синей" и "красной" компонент гармоники остается примерно постоянным и равным 0,35, а спектральные расстояния между компонентами составляют соответственно 3,8; 4,4; 3,2 нм. Соответствующие спектральные распределения приведены на

\*)Интегральные по времени измерения спектра гармоники дают возможность определять лишь усредненные за длительность лазерного импульса значения плазменных параметров (см. [2], гл. 10).

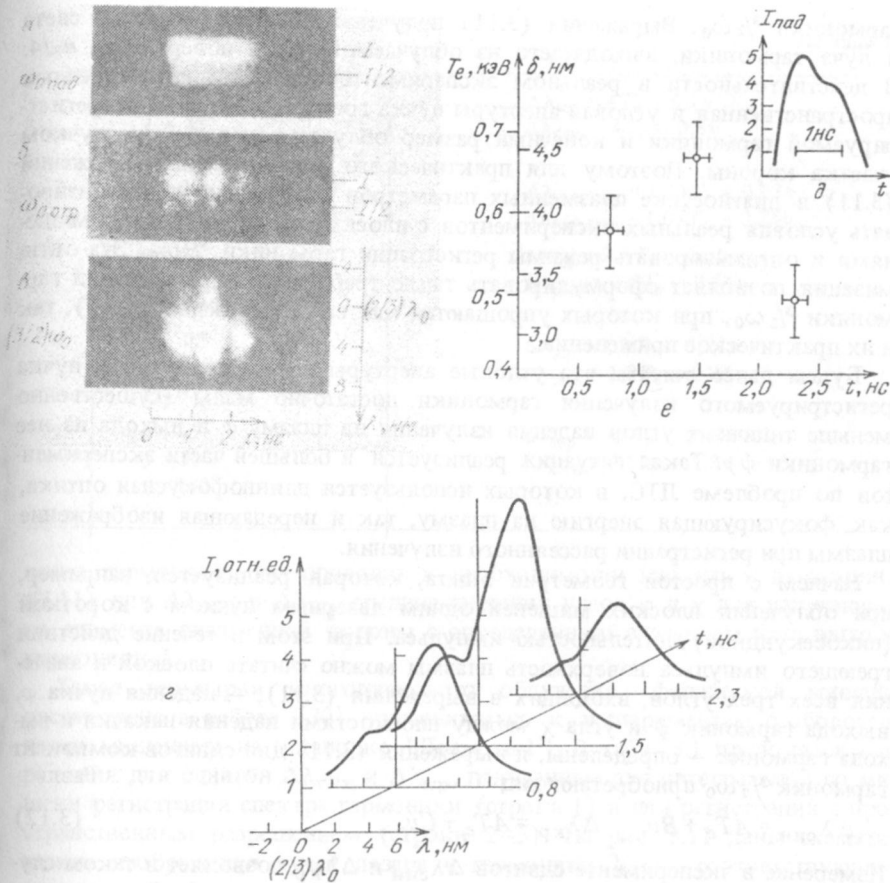


Рис. 3.10. Временные развертки интенсивности греющего (а) и рассеянного на основной частоте (б) излучений, спектра гармоники  $3/2 \omega_0$  (в) и полученные при их обработке спектральные распределения излучения гармоники  $3/2 \omega_0$  в различные моменты времени (г), форма лазерного импульса (д), эволюция в течение лазерного импульса величины  $T_e$  в области  $n_c/4$  (е). Мишень – оболочка из  $Al_2O_3$  ( $2R_0 \approx 154$  мкм,  $\Delta_0 \approx 3$  мкм) [21, 88]

рис. 3.10, г. Поскольку при интерпретации полученных результатов использовались выражения (3.8), (3.9) для сдвигов компонент гармоники, учитывающие лишь влияние температуры (роль скорости протекания была проанализирована позже в работе [70]), то к полученным значениям температуры в указанные моменты лазерного импульса – 570, 660, 480 эВ – следует относиться лишь как к оценочным (рис. 3.10, е).

Как будет показано в п. 3.2.4, для более корректной интерпретации результатов по измерениям спектра гармоники и возможности одновременной диагностики как электронной температуры в области  $n_c/4$ , так и скорости протекания плазмы через эту область необходимо соблюдение определенных требований к условиям эксперимента и регистрации гармоники.

**3.2.4. Оптимизация условий эксперимента для одновременной диагностики электронной температуры и скорости протекания плазмы по спектру**

гармоники  $^{3/2}\omega_0$ . Выражения (3.11) получены для луча лазерного света и луча гармоники, выходящего из облучаемой точки поверхности  $n_c/4$ . В действительности в реальном эксперименте всегда имеются конечные пространственная и угловая апертуры пучка греющего излучения и регистрируемой гармоники и конечный размер облучаемого лазерным пучком участка короны. Поэтому для практического использования выражений (3.11) в диагностике плазменных параметров необходимо проанализировать условия реальных экспериментов с плоскими и сферическими мишенями и оптимизировать режимы регистрации гармоники  $^{3/2}\omega_0$ . Эта оптимизация позволяет сформулировать такие требования к регистрации гармоники  $^{3/2}\omega_0$ , при которых упрощаются как сами выражения (3.11), так и их практическое применение.

Будем далее считать, что угловые апертуры греющего пучка и пучка регистрируемого излучения гармоники достаточно малы (существенно меньше типичных углов падения излучения на плазму  $\varphi$  и выхода из нее гармоники  $\psi$ ). Такая ситуация реализуется в большей части экспериментов по проблеме ЛТС, в которых используется длиннофокусная оптика, как фокусирующая энергию на плазму, так и передающая изображение плазмы при регистрации рассеянного излучения.

Начнем с простой геометрии опыта, которая реализуется, например, при облучении плоских мишеней одним лазерным пучком с короткой (пикосекундной) длительностью импульса. При этом в течение действия греющего импульса поверхность плазмы можно считать плоской и значения всех трех углов, входящих в выражения (3.11), – падения пучка  $\varphi$ , выхода гармоник  $\psi$  и угла  $\chi$  между плоскостями падения накачки и выхода гармоник – определены, и выражения (3.11) для сдвигов компонент гармоник  $^{3/2}\omega_0$  приобретают вид

$$\Delta\lambda_{\text{син}} = AT_e + Bv, \quad \Delta\lambda_{\text{кр}} = AT_e + Cv. \quad (3.12)$$

Измерение в эксперименте сдвигов  $\Delta\lambda_{\text{син}}$  и  $\Delta\lambda_{\text{кр}}$  позволяет в таком случае решением системы (3.12) определить как электронную температуру  $T_e$  в области  $n_c/4$ , так и скорость протекания  $v$  плазмы через эту область.

В экспериментах по облучению сферической мишени несколькими лазерными пучками задача диагностики указанных параметров усложняется. При этом в случае острой фокусировки пучков на мишени (когда размер фокального пятна значительно меньше диаметра мишени) регистрация спектра гармоники с пространственным разрешением позволяет разделить вклады отдельных пучков в генерацию гармоники и конкретизировать значения углов  $\varphi$ ,  $\psi$  и  $\chi$ .

В случае же, более типичном для экспериментов по ЛТС, когда для достижения однородности облучения мишени размеры пучков на мишени делают сравнимыми с ее диаметром или даже больше его, для каждого пучка имеет место широкий набор углов падения излучения на плазму  $\varphi$  и углов выхода гармоники  $\psi$ . При этом регистрация спектра гармоники с пространственным разрешением по мишени хотя и позволяет разделить излучение гармоники, идущее из различных элементов плазменной поверхности и отвечающее определенным углам  $\psi$  выхода ее из плазмы, но из-за переналожения греющих пучков на мишени не позволяет выделить вклады отдельных лазерных пучков в регистрируемое излу-

Таблица 3.1

1	$\varphi = 45^\circ$ $\psi = 45^\circ$ $\chi = 120^\circ$	$\Delta\lambda_{кр} = 4T_e - 0,1v$ $\Delta\lambda_{син} = 4T_e - 0,8v$
2	$\varphi = 0$ $\chi - \text{любое}$	$\Delta\lambda_{кр, син} = 1,04T_e - 0,07v$ $\Delta\lambda_{кр, син} = 1,04T_e - 0,25v$
3	$\varphi = 45^\circ$ $\psi = 0$ $\chi - \text{любое}$	
4	$\varphi = 45^\circ$ $\psi = 90^\circ$ $\chi = 0$	$\Delta\lambda_{кр} = 1,2T_e - 0,24v$ $\Delta\lambda_{син} = 1,2T_e - 0,04v$
5	$\varphi = 45^\circ$ $\psi = 90^\circ$ $\chi = 180^\circ$	$\Delta\lambda_{кр} = 6,1T_e - 0,13v$ $\Delta\lambda_{син} = 6,1T_e - 1,3v$

чение гармоники. Это приводит к необходимости вводить в выражения (3.11) для  $\Delta\lambda_{син}$  и  $\Delta\lambda_{кр}$  средние значения углов  $\varphi$  и  $\chi$  для излучающего элемента плазменной короны с определенным значением угла выхода гармоники  $\psi$ .

Такая геометрия многопучкового облучения сферической мишени рассмотрена в работе [70] применительно к экспериментам с оболочечными мишенями на установке "Дельфин-1". В табл. 3.1 приводятся выражения для сдвигов  $\Delta\lambda_{син}$  и  $\Delta\lambda_{кр}$ , полученные для интегральной по мишени регистрации спектра гармоники (строка 1) и для регистрации с пространственным разрешением (строки 2-5). На рис. 3.11 даны схематические изображения лучей лазера и гармоники  $3/2\omega_0$ , соответствующие строкам табл. 3.1.

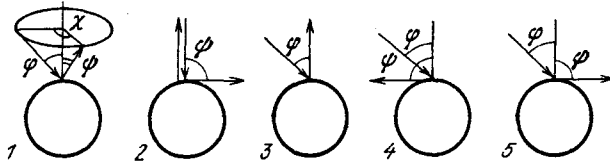


Рис. 3.11. Схематические изображения лучей лазера и гармоники  $3/2\omega_0$ , соответствующие строкам табл. 3.1, для разных условий регистрации спектра при облучении сферической мишени

В случае интегральной по мишени регистрации гармоники возникает необходимость в усреднении выражений (3.11) по всем трем углам  $\varphi$ ,  $\psi$ ,  $\chi$ , что корректно сделать невозможно. Поэтому приведенные в строке 1 табл. 3.1 выражения для сдвигов компонент, полученные при грубом усреднении по углам  $\varphi$ ,  $\psi$ ,  $\chi$ , являются весьма приближенными, и такой режим регистрации применять для диагностики плазмы нецелесообразно.

Важной особенностью выражений (3.11) для  $\Delta\lambda_{\text{син}}$  и  $\Delta\lambda_{\text{кр}}$  является то, что зависимость от угла  $\chi$  между плоскостью падения лазерного пучка и плоскостью выхода гармоники исчезает при  $\varphi = 0$  либо при  $\psi = 0$ . Случай  $\varphi = 0$  реализуется лишь для малой доли греющего излучения, идущего вблизи осей греющих пучков, и не является определяющим в формировании спектра гармоники (строка 2 табл. 3.1). Случай же  $\psi = 0$  соответствует регистрации гармоники по нормали к поверхности мишени, т.е. излучения, генерируемого участками короны, которые соответствуют центральной части изображения плазмы, передаваемого на щель спектроанализатора прибора при регистрации. Тогда для среднего угла падения накачки  $\varphi = 45^\circ$  независимо от угла  $\chi$  сдвиги компонент гармоники  $3/2\omega_0$  описываются выражениями (строка 3 табл. 3.1)

$$\Delta\lambda_{\text{кр}} = 2,6T_e - 0,06v, \quad \Delta\lambda_{\text{син}} = 2,6T_e - 0,54v. \quad (3.13)$$

Из этих выражений, в частности, следует, что сдвиг "красной" компоненты определяется в основном температурой плазмы, а на сдвиг "синей" компоненты существенное влияние оказывает также протекание плазмы через область  $n_c/4$ , что объясняет зарегистрированное в ряде работ превышение сдвига  $\Delta\lambda_{\text{кр}}$  над  $\Delta\lambda_{\text{син}}$ . Из данной системы уравнений однозначно определяются величины  $T_e$  и  $v$  по измеренным значениям  $\Delta\lambda_{\text{кр}}$  и  $\Delta\lambda_{\text{син}}$ . В частности, для измеренных в работе [70] величин  $\Delta\lambda_{\text{кр}} \approx 4,5$  нм и  $\Delta\lambda_{\text{син}} \approx 1,5$  нм в центральной части изображения мишени, соответствующих спектрограмме рис. 3.8, получаются, согласно (3.13), значения  $T_e \approx 1,9$  кэВ,  $v \approx 6,2 \cdot 10^7$  см/с.

Для излучения гармоники  $3/2\omega_0$ , регистрируемого из краевых областей плазменной короны ( $\psi = 90^\circ$ ), имеет место сильная зависимость выражений для сдвигов компонент от угла  $\chi$ , который, как отмечалось выше,

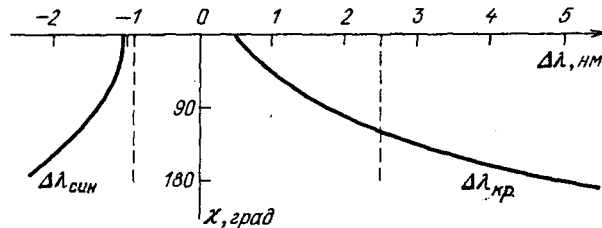


Рис. 3.12. Зависимости сдвигов  $\Delta\lambda_{\text{син}}$  и  $\Delta\lambda_{\text{кр}}$  от угла  $\chi$  для угла падения  $\varphi = 45^\circ$  и угла выхода гармоники  $3/2\omega_0$ . Угол  $\psi = 90^\circ$  (регистрация гармоники из краевых областей короны) при  $T_e = 1$  кэВ и  $v \approx 3 \cdot 10^7$  см/с. Штриховые прямые соответствуют случаю  $\varphi = 45^\circ$ ,  $\psi = 0^\circ$  (регистрация гармоники в центральной части изображения короны) [70]

при многопучковом облучении определить не представляется возможным. В частности, для предельных значений  $\chi = 0, 180^\circ$  и среднего угла падения  $\varphi = 45^\circ$  получены выражения для сдвигов компонент с различающимися в несколько раз значениями коэффициентов при  $T_e$  и  $v$  (строки 4, 5 табл. 3.1). Отметим, что в данном случае зависимость от угла  $\chi$  сдвига для "красной" компоненты оказывается более резкой, чем для "синей", что следует из рис. 3.12, построенного при  $v \approx 3 \cdot 10^7$  см/с и  $T_e \approx 1$  кэВ. Наличие зависимости  $\Delta\lambda_{\text{кр}}$  и  $\Delta\lambda_{\text{син}}$  от угла  $\chi$  для краевых областей коро-

ны приводит к сглаживанию пика "красной" компоненты гармоника для этих областей (кривые 2, 3 на рис. 3.8) по сравнению с центральной областью (кривая 1 на рис. 3.8).

Проведенное выше рассмотрение, которое является достаточно общим и справедливым для большинства экспериментов по многопучковому нагреву сферических мишеней, показывает, что для целей диагностики электронной температуры в области  $n_c/4$  и скорости протекания плазмы через эту область предпочтительно использовать регистрацию спектра гармоника в центральной части изображения сферической короны. При этом остается необходимость усреднения лишь по углам падения греющих пучков, облучающих исследуемый участок короны, что можно сделать достаточно строго с учетом энергетического вклада каждого пучка в регистрируемое излучение гармоника. Измерение в центральной области изображения плазмы спектра гармоника  $3/2 \omega_0$  с временным разрешением в течение греющего импульса позволяет в принципе исследовать также динамику локальной температуры  $T_e$  и скорости протекания  $v$  при условии сохранения при разлете плазмы формы поверхности  $n_c/4$ , близкой к сферической. Искажение же поверхности  $n_c/4$  в течение греющего импульса приводит к неконтролируемым изменениям углов падения лазерного излучения и выхода гармоника и делает невозможным нахождение корректных выражения для сдвигов компонент гармоника.

**3.2.5. Диагностические возможности использования других полуволновых гармоник.** Гармоника частоты  $1/2 \omega_0$ , образующаяся наряду с гармоникой  $3/2 \omega_0$  при комбинационном рассеянии греющего излучения на плазмонах в области  $n_c/4$ , также может быть использована для целей диагностики плазмы. Ее интенсивность в указанном процессе образования сравнима с интенсивностью гармоника  $3/2 \omega_0$ , а коэффициент непосредственной трансформации плазмонов в поперечные волны с частотой  $1/2 \omega_0$  может достигать значений порядка  $10^{-4}$  [2]. Вместе с тем в течение ряда лет существовала лишь одна работа [90], в которой эта гармоника была обнаружена. Причина отсутствия достаточного экспериментального материала по генерации гармоника  $1/2 \omega_0$ , по-видимому, заключается в сложности визуализации ее излучения ( $\lambda_{1/2} \approx 2$  мкм для Nd-лазера и  $\lambda_{1/2} \approx 20$  мкм для  $\text{CO}_2$ -лазера). В появившихся в последние годы работах по исследованию гармоника  $1/2 \omega_0$  для преодоления указанных трудностей регистрации в качестве греющего используется более коротковолновое лазерное излучение на второй гармонике Nd-лазера [51, 55, 91, 92] или на его третьей гармонике [65, 93]. Исключение составляют лишь эксперименты [94], в которых, как и в [90], плоские мишени облучались на основной частоте Nd-лазера, но использовались полупроводниковые детекторы в отсутствие спектрального разрешения.

Для излучения гармоника  $1/2 \omega_0$  также может быть проведено теоретическое рассмотрение его спектральных и пространственных характеристик, аналогичное приведенному для гармоника  $3/2 \omega_0$ . Не останавливаясь на этом вопросе подробно, отметим лишь, что гармоника  $1/2 \omega_0$  также должна иметь двухкомпонентную структуру спектра с расстоянием  $\Delta \omega_{1/2}$  между компонентами, зависящим от электронной температуры плазмы в области  $n_c/4$ . Причем для процесса комбинационного рассеяния греющего излучения на плазмонах при равенстве (в частотном выражении) расстояний меж-

ду компонентами для гармоник  $\frac{1}{2}\omega_0$  и  $\frac{3}{2}\omega_0$  ( $\Delta\omega_{1/2} = \Delta\omega_{3/2}$ ) эти расстояния в масштабе длин волн будут различаться в девять раз ( $\Delta\lambda_{1/2} = 9\Delta\lambda_{3/2}$ ). Этот факт был подтвержден при одновременном измерении обеих гармоник, в частности в [51].

Хотя теоретические и экспериментальные исследования генерации гармоники  $\frac{1}{2}\omega_0$  в лазерной плазме продолжают, в настоящее время представления о возможности использования этой гармоники для диагностики плазменных параметров нельзя считать сформировавшимися. Что касается более высоких полуволновых гармоник ( $\frac{5}{2}\omega_0$ ,  $\frac{7}{2}\omega_0$  и т.д.), то их генерация в плазме является следующим по нелинейности процессом по сравнению с генерацией гармоник  $\frac{3}{2}\omega_0$  и  $\frac{1}{2}\omega_0$  и характеризуется гораздо меньшей эффективностью. По этой причине лишь в нескольких экспериментах наблюдалась генерация в лазерной плазме гармоники  $\frac{5}{2}\omega_0$  (см. [2], гл. 10). Таким образом, для диагностических целей при исследовании области  $n_c/4$  из всех полуволновых гармоник целесообразно использовать лишь излучение гармоники  $\frac{3}{2}\omega_0$ .

Итак, в данной главе рассмотрены методы диагностики плазмы, основанные на регистрации генерируемых плазмой излучений на частотах гармоник. Эти методы, отличаясь сравнительной простотой технической реализации, для получения достоверных результатов требуют тщательного анализа условий эксперимента и выработки оптимальных режимов регистрации. Кроме обсуждавшихся методов диагностики, ставших уже традиционными, исследование рассеянного плазмой излучения в широком диапазоне частот несет богатую информацию о многообразии протекающих в плазме процессов, включая процессы вынужденного рассеяния, генерации высоких гармоник, взаимной трансформации волн и т.п. Вместе с тем для получения такой информации на основе исследования рассеянного плазмой излучения необходимо проведение в каждом конкретном случае глубокого теоретического рассмотрения и сопоставления результатов теории и эксперимента.



Как было показано в предыдущей главе, измерение энергетических, спектральных, временных и угловых характеристик излучений гармоник  $2\omega_0$  и  $3/2\omega_0$  ( $\omega_0$  — частота греющего излучения), генерируемых в плазме соответственно в областях критической  $n_c$  и четверти критической  $n_c/4$  плотности, позволяет диагностировать целый ряд параметров и их эволюцию в течение действия лазерного импульса [1–5]. Причем локализация возникновения излучений указанных гармоник вблизи областей  $n_c$  и  $n_c/4$  дает возможность определять значения параметров плазмы именно для этих областей, наиболее важных при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом [6].

Вместе с тем для получения более детальной информации о нелинейных процессах в областях  $n_c$  и  $n_c/4$  необходимо иметь сведения о распределении по спектру энергии плазменных волн, возбуждаемых как в результате параметрических неустойчивостей [7], так и при линейной трансформации греющего излучения [8]. Получение информации о спектральном распределении плазменных колебаний весьма важно для определения количественного вклада в поглощение лазерной энергии и в генерацию быстрых частиц каждого из развивающихся механизмов нелинейного взаимодействия мощного излучения с плазмой. Как будет показано в данной главе, такая информация может быть получена методом комбинационно-рассеяния зондирующего излучения.

#### § 4.1. Комбинационное рассеяние как метод диагностики неоднородной плазмы (общие представления)

Как известно, измерения коэффициентов трансформации греющего лазерного излучения в излучения гармоник  $2\omega_0$  и  $3/2\omega_0$  позволяют оценить интенсивность только длинноволновых ленгмюровских колебаний с волновыми числами  $k_l \sim k_0$  ( $k_0$  — волновое число греющего излучения). Однако за процессы поглощения энергии и ускорения электронов ответственны более коротковолновые колебания  $k_l r_D \approx 1$  ( $r_D = [k T_e / (4\pi n_e e^2)]^{1/2}$  — дебаевский радиус электрона;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T_e$ ,  $n_e$  — электронные температуры и плотность;  $e$  — заряд электрона). Для исследования таких колебаний методом комбинационно-

го рассеяния необходимо использовать зондирующее излучение, более коротковолновое, чем греющее. Такой метод комбинационного рассеяния с помощью дополнительного лазерного луча представляет собой уже метод "активной" диагностики в отличие от рассмотренного выше метода комбинационного рассеяния греющего излучения (генерации гармоник), являющегося "пассивным". Естественно, рассеяние зондирующего излучения, как и любой "активный" метод диагностики, является, вообще говоря, более информативным. Он позволяет в принципе восстанавливать весь спектр ленгмюровской турбулентности  $W_l(k_l)$ . Однако получение такого более полного набора экспериментальных данных требует значительного усложнения эксперимента, поскольку необходимо обеспечить широкий диапазон изменения длины волны плазмонов, рассеивающих зондирующее излучение.

Как следует из классической теории рассеяния (см., например, [9–11]), в условиях, когда параметр рассеяния (Солпитера)  $\alpha = (k_l r_D)^{-1} \geq 1$  ( $|k_l| = |k_{sc} - k_{pr}| \approx 2k_{pr} \sin \theta/2$ , где  $k_{pr}$ ,  $k_{sc}$  и  $k_l$  – волновые векторы зондирующей, рассеянной и рассеивающей волн соответственно,  $\theta$  – угол рассеяния), спектр излучения, рассеянного в плазме с электронной плотностью  $n_e$ , состоит из центральной ионной компоненты, совпадающей по частоте с зондирующим излучением и обусловленной рассеянием на ионах, и двух электронных сателлитов – "красного" и "синего" (стоксова и антистоксова), отстоящих от этой компоненты по частоте на электронную ленгмюровскую частоту  $\omega_{Le}$  для данной плотности ( $\omega_{Le} = (4\pi n_e e^2/m)^{1/2}$ , где  $m$  – масса электрона (рис. 4.1, а)). Эти сателлиты возникают за счет рассеяния зондирующего излучения на тепловых флуктуациях электронной плотности. В равновесной плазме сателлиты по интенсивности в  $\alpha^2$  раз меньше интенсивности ионной компоненты рассеяния. Однако при развитии под действием греющего излучения плазменной тур-

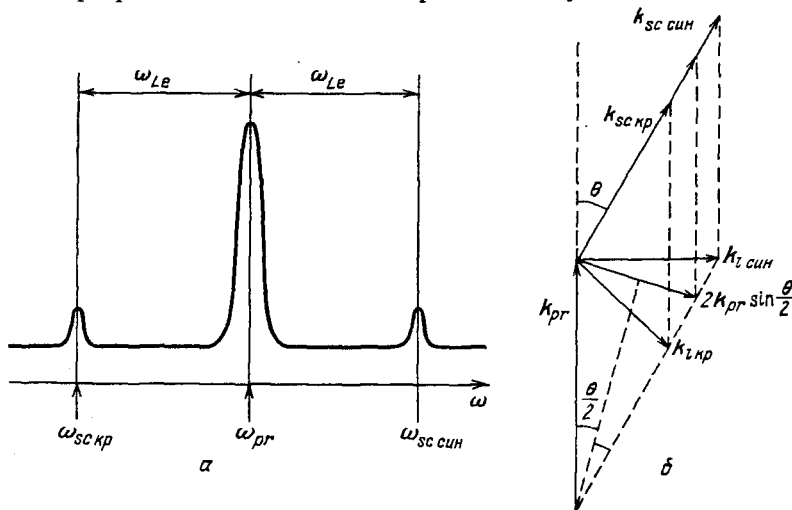


Рис. 4.1. Форма спектра рассеяния зондирующего излучения в однородной плазме с электронной плотностью  $n_e$  в случае  $\alpha = (k_l r_D)^{-1} \geq 1$  (а) и диаграмма волновых векторов (б)

булентности уровень флуктуаций плотности зарядов резко увеличивается за счет раскачки плазменных колебаний (плазмонов). Поэтому относительная интенсивность спутников должна существенно возрасти.

Интенсивность рассеянного в спутниках излучения определяется спектральной плотностью энергии ленгмюровских волн  $W_l(k_l)$  [12, 13]. Плотность потока энергии рассеянного излучения в интервале частот  $d\omega$  и телесном угле  $do$

$$\frac{d^2 q_{sc}}{d\omega do} \approx C q_{pr} \left( \frac{\omega_{sc}}{\omega_{pr}} \right)^2 k_l^2 W_l(k_l), \quad (4.1)$$

где  $C$  – множитель, зависящий от угла между векторами поляризации зондирующего и рассеянного излучений, угла рассеяния, характерного размера неоднородности плотности в области рассеяния и значения электронной плотности в этой области;  $q_{pr}$  – плотность потока зондирующей волны;  $\omega_{sc}$ ,  $\omega_{pr}$  – частоты рассеянного и зондирующего излучений;  $k_l$  – волновое число рассеивающих плазмонов. Поэтому измерение интенсивности электронных спутников в спектре рассеянного излучения позволяет в принципе определить спектральную плотность  $W_l(k_l)$  энергии плазменных волн с волновыми числами  $k_l = k_{l\text{кр}}$  и  $k_l = k_{l\text{син}}$ , рассеяние на которых зондирующего излучения дает в рассеянном спектре соответственно "красный" и "синий" спутники с частотами  $\omega_{sc\text{кр}}$  и  $\omega_{sc\text{син}}$  и волновыми числами  $k_{sc\text{кр}}$  и  $k_{sc\text{син}}$  (рис. 4.1, б.)

Разрабатывая схему экспериментов по диагностике плазменной турбулентности методом лазерного рассеяния, необходимо иметь в виду, что формирование электронных спутников в спектре рассеяния происходит лишь в определенной и довольно узкой области изменения величины  $\alpha \geq 1$ . Так, при  $\alpha \gg 1$  существует лишь ионный пик рассеяния с относительной шириной  $\Delta\lambda/\lambda$ , связанной с ионной температурой как  $(\Delta\lambda/\lambda)^2 \sim T_i$ , а рассеяние на электронах дает длинные крылья по обе стороны от этого пика. При  $\alpha \ll 1$ , напротив, имеет место широкий пик рассеяния на свободных электронах, ширина которого определяется электронной температурой плазмы:  $(\Delta\lambda/\lambda)^2 \sim T_e$ . Величина же  $\alpha = (k_l r_D)^{-1}$  при данной температуре и плотности плазмы определяется значением волнового числа рассеивающих плазмонов  $k_l$ , которое в свою очередь зависит от волнового числа зондирующей волны  $k_{pr}$  и угла рассеяния  $\theta$ . Отсюда ясно, что, зафиксировав длину волны зондирующего пучка, регистрировать электронные спутники можно лишь под определенными углами рассеяния.

## § 4.2. Диагностика волн в области четверти критической плотности

### 4.2.1. Исследование плазменных волн, возбуждаемых при двухплазменной распадной неустойчивости.

Первые эксперименты по использованию метода комбинационного рассеяния зондирующего излучения для "активной" диагностики лазерной плазмы были выполнены практически одновременно в США [14], Канаде [15] и СССР [16, 17] при исследовании двухплазменной распадной неустойчивости, развивающейся в области четверти критической плотности плазмы, т.е. распада поперечной волны накачки  $t_{\omega_0}$  с частотой  $\omega_0$  на две плазменные волны  $t_{\omega_0/2}$  с частотами, приблизительно

но равными  $\omega_0/2$  ( $t\omega_0 \rightarrow t\omega_0/2 + t\omega_0/2$ ) (см. гл. 3). При развитии такой неустойчивости, как показано в работе [18], возрастание интенсивности электронных сателлитов в спектре рассеяния над тепловым уровнем должно быть наиболее сильным для тех направлений рассеяния, для которых вектор  $k_i$  делит угол между вектором  $E_0$  напряженности электрического поля греющего излучения и его волновым вектором  $k_0$  пополам. Именно эти предпосылки определили геометрию опытов [14, 15] (рис. 4.2), в которых было обнаружено резкое возрастание над тепловым уровнем интенсивности электронных сателлитов при рассеянии зондирующего излучения в области  $n_c/4$  (для частоты греющего излучения), свидетельствующее о развитии двухплазменной распадной неустойчивости.

В работах [14, 15] плазма создавалась излучением  $\text{CO}_2$ -лазера, падающим на газообразную [14] и твердую [15] мишени, и исследовалась турбулентность в области четверти критической плотности для излучения  $\text{CO}_2$ -лазера  $n_c/4 \approx 2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . В работах же [16, 17] сферические оболочечные мишени облучались девятилучковым Nd-лазером "Кальмар" и турбулентность исследовалась в области  $n_c/4 \approx 2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  для излучения этого лазера, т.е. в отличие от работ [14, 15] изучались процессы в существенно более плотной плазме и в сферической геометрии опыта. Но наиболее существенным достоинством экспериментов [16, 17] по сравнению с работами [14, 15] была возможность построения спектра турбулентности плазмы в определенном интервале волновых чисел плазмонов  $k_i$ . Дело в том, что поскольку в экспериментах [14, 15] частота зондирующих излучений (вторая гармоника неодимового лазера [15], рубиновый лазер [14]) во много раз превышала частоту греющего излучения  $\text{CO}_2$ -

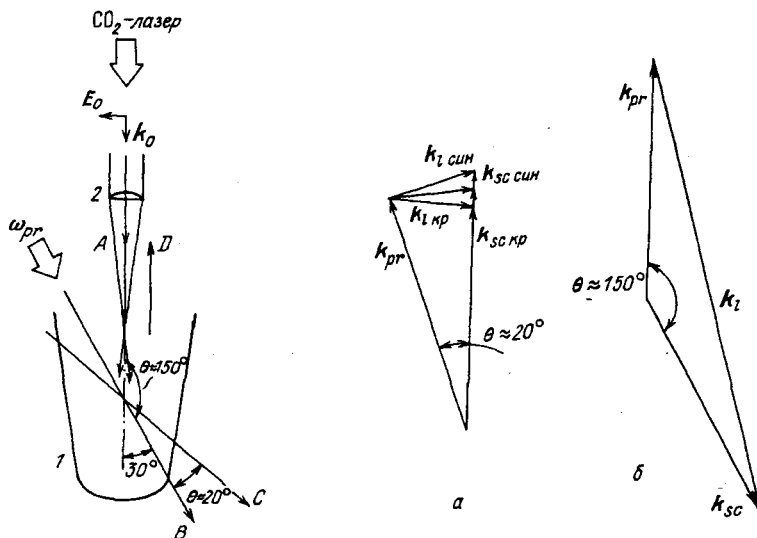


Рис. 4.2. Схема нагрева и зондирования плазмы в экспериментах [14]: 1 — плазма, 2 — фокусирующая линза. Буквами обозначены направления: А — облучения, В — зондирования, С, D — регистрации рассеянного излучения

Рис. 4.3. Схема расположения волновых векторов при комбинационном рассеянии зондирующего излучения на углы  $\theta \approx 20^\circ$  (а) и  $\theta \approx 150^\circ$  (б) в экспериментах [15]

лазера, то в области  $n_c/4$  для частот электронных спутников выполняется соотношение  $\omega_{sc \text{ син}} - \omega_{sc \text{ кр}} = \omega_0 \ll \omega_{sc \text{ син}}, \omega_{sc \text{ кр}} \approx \omega_{pr}$ . Это приводит к тому, что при любых углах рассеяния  $\theta$  разность волновых чисел  $k_{l \text{ син}} - k_{l \text{ кр}}$  мала по сравнению с их собственными значениями. Например, для условий экспериментов [15]  $k_{sc \text{ син}} \approx 2,05 \omega_{Nd}/c$ ,  $k_{sc \text{ кр}} \approx 1,95 \omega_{Nd}/c$  (где  $\omega_{Nd}$  — частота излучения Nd-лазера) и при рассеянии на угол  $\theta \approx 20^\circ$  получаем соответственно  $k_{l \text{ син}} \approx 0,72 \omega_{Nd}/c$ ,  $k_{l \text{ кр}} \approx 0,68 \omega_{Nd}/c$  (рис. 4.3, а). Поэтому по данным экспериментов [14, 15] можно определить величину  $W_l$  фактически лишь для одного значения  $k_l \approx k_{l \text{ син}} \approx k_{l \text{ кр}}$  (для [15]  $k_l \approx 0,7 \omega_{Nd}/c \approx 4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ). Более того, отметим, что в работе [14] из-за особенностей регистрирующей аппаратуры измерялся только один "красный" спутник. В этом отношении метод комбинационного рассеяния в экспериментах [14, 15] оказывается не более информативным, чем регистрация гармоники  $3/2 \omega_0$ , хотя и дает величину  $W_l$  в другой, более коротковолновой области спектра плазменной турбулентности.

В работах [16, 17], проведенных на установке "Кальмар", показано, что можно получить гораздо большую информацию и построить распределение по спектру энергии плазменных волн, если одновременно регистрировать обе линии (стоксову и антистоксову) комбинационного рассеяния зондирующего излучения и линию гармоники  $3/2 \omega_0$ , являющуюся результатом комбинационного рассеяния греющего излучения в области  $n_c/4$ . Для этого необходимо использовать зондирующее излучение с частотой, лишь в несколько раз превышающей частоту греющего излучения.

Такая возможность рационального использования рассеяния как зондирующего, так и греющего излучения была реализована в экспериментах [16, 17], в которых в качестве зондирующего было выбрано излучение второй гармоники  $2 \omega_0$  Nd-лазера, полученной с помощью KDP-кристалла. Частота его лишь в два раза превышает частоту греющего излучения  $\omega_0$ , а значит, и разность комбинационных частот рассеяния (стоксовой и антистоксовой) зондирующей волны ( $\omega_{sc \text{ син}} - \omega_{sc \text{ кр}} = 5/2 \omega_0 - 3/2 \omega_0 = \omega_0$ ). Это приводит к тому, что при любых углах рассеяния  $\theta$  разность волновых чисел  $k_{l \text{ син}} - k_{l \text{ кр}}$  уже не мала по сравнению с их величинами, как это было в условиях экспериментов [14, 15]. Поэтому измерение интенсивностей линий комбинационного рассеяния позволяет определить спектральную плотность  $W_l(k_l)$  энергии плазменных волн с существенно различающимися волновыми числами  $k_l = k_{l \text{ син}}$  и  $k_l = k_{l \text{ кр}}$ . Измерение же интенсивности рассеянного излучения на частоте гармоники  $3/2 \omega_0$ , генерируемой в области  $n_c/4$  при рассеянии на плазменных колебаниях самого греющего излучения, дает информацию о величине  $W_l(k_l)$  еще при одном значении  $k_l$ . Таким образом, регистрируя рассеянное излучение одновременно на трех частотах в одном направлении, мы получаем сразу значения  $W_l$  для трех выбранных значений  $k_l$ . Одновременная регистрация всех трех частот в спектре рассеянного излучения по нескольким направлениям наблюдения дает возможность еще более полного восстановления спектра турбулентности, что также было осуществлено на установке "Кальмар" в экспериментах [19, 20].

Важность правильного выбора углов рассеяния  $\theta$  при реализации схемы коллективного рассеяния зондирующего излучения наглядно проде-

монстрирована в экспериментах [14, 15]. Так, в работе [14] мишенью служила струя газообразного водорода, вытекающая в вакуум. Плазма, образовавшаяся под действием  $\text{CO}_2$ -лазера (энергия  $\mathcal{E} \approx 40$  Дж, длительность импульса  $\tau \approx 130$  нс), зондировалась Rb-лазером ( $\mathcal{E} \approx 2$  Дж,  $\tau \approx 3$  нс) под углом  $30^\circ$  к оси греющего пучка. Регистрировалось излучение, рассеянное на углы  $20$  и  $150^\circ$  (см. рис. 4.2). При рассеянии на угол  $20^\circ$  вектор  $k_1$  был ориентирован по биссектрисе угла между векторами  $k_0$  и  $E_0$  греющего излучения и параметр рассеяния  $\alpha = 1/(k_1 r_D)$  составлял величину  $\alpha \approx 10,1$ . В этом направлении регистрации в спектре рассеяния зондирующего излучения наблюдался "красный" спутник с длиной волны  $\lambda_{\text{кр}} \approx \lambda_{\text{Rb}} + 23,4$  (нм), смещенный по частоте относительно излучения Rb-лазера на величину  $\Delta\omega$ , соответствующую электронной ленгмюровской частоте для плазмы с электронной плотностью  $n_e \approx 2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , что является четвертью критической плотности для греющего излучения  $\text{CO}_2$ -лазера. Рассеяние же зондирующего излучения на большой угол соответствовало значению параметра  $\alpha \approx 1,31$  и давало широкий спектр рассеяния на свободных электронах, что находится в соответствии с теорией рассеяния. Его измерение позволяло, однако, определить величины  $n_e$  и  $T_e$  при локализации области рассеяния.

Аналогичная картина изменения характера рассеяния зондирующего излучения при увеличении угла рассеяния (т.е. увеличении значения  $k_1$  и уменьшении параметра  $\alpha$ ) наблюдалась в экспериментах [15] с плоской углеродной мишенью. При этом мишень облучалась предварительно импульсом Rb-лазера ( $\mathcal{E} \approx 40$  Дж,  $\tau \approx 30$  нс), фокусируемым в пятно диаметром 600 мкм. Греющее излучение  $\text{CO}_2$ -лазера состояло из серии импульсов длительностью по 4 нс с расстоянием 40 нс между ними и основного импульса с энергией 10 Дж. Плотность потока при фокусировке этого излучения в пятно диаметром 200 мкм составляла для основного импульса  $q_0 \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ , а для предимпульсов  $q_1 \approx 10^{10} \text{ Вт/см}^2$ . В качестве зондирующего использовалось излучение второй гармоники Nd-лазера с длительностью импульса  $\tau \approx 2,2$  нс. При угле рассеяния  $\theta \approx 20^\circ$  (рис. 4.3, а) до прихода греющего импульса параметр  $\alpha \approx 11$ . При этом регистрировалась только одна ионная компонента рассеяния. Однако с приходом греющего импульса происходило резкое возрастание "красного" и "синего" электронных спутников рассеяния соответственно в  $2 \cdot 10^3$  и  $0,4 \cdot 10^3$  раз над тепловым уровнем, сопровождающееся одновременным увеличением интенсивности ионной компоненты в четыре раза. Причем такой эффект наблюдался только в том случае, когда рассеяние происходило в области  $n_c/4$  для излучения  $\text{CO}_2$ -лазера. Смещения электронных спутников относительно центрального ионного пика составляли при этом  $\Delta\omega \approx \omega_0/2$ , т.е. соответствовали ленгмюровской частоте для плазмы с плотностью  $n_c/4$ . В случае же угла рассеяния  $\theta \approx 150^\circ$  (рис. 4.3, б) наблюдался один широкий пик рассеяния на свободных электронах как до прихода на плазму основного греющего импульса, так и после его прихода. Это позволило определить значения электронной температуры плазмы в эти моменты времени — соответственно  $T_e \approx 20$  эВ и  $T_e \approx 170 \pm 40$  эВ. Для данного направления наблюдения указанное изменение электронной температуры отвечало изменению параметра рассеяния  $\alpha$  от 2,2 до 1, и при таких малых значениях  $\alpha$  возрастания интенсивности электронных спутников

рассеяния с приходом греющего импульса уже не наблюдалось. Для иллюстрации возможностей развитого на установке "Кальмар" комплексного подхода, использующего коллективное рассеяние как зондирующего, так и греющего излучения, рассмотрим реализацию этого подхода для построения спектра турбулентности плазмы в области  $n_c/4 \approx 2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  для Nd-лазера при сферическом нагреве оболочечных мишеней в экспериментах [16, 17].

Эти эксперименты проводились при энергии греющего излучения в девяти пучках  $\mathcal{E} \approx 200$  Дж, что обеспечивало на поверхности оболочечной мишени из дейтерированного полистирола  $(C_8D_8)_n$  или стекла плотность потока  $q_0 \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ . Плазма зондировалась излучением второй гармоники волны накачки, получаемым с помощью кристалла KDP, установленного в одном из лазерных пучков. Энергия зондирующего излучения составляла  $\mathcal{E}_{pr} \approx 1$  Дж, что соответствовало плотности потока на мишени  $q_{pr} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ . Ширина спектра греющего и зондирующего излучения составляла  $\delta\lambda_0 \approx 5 \text{ \AA}$  по уровню половины интенсивности.

Как уже отмечалось выше, использование для зондирования плазмы излучения с частотой, незначительно (лишь в два раза) превышающей частоту греющего излучения, обусловлено стремлением увеличить разницу между волновыми числами плазмонов, рассеивающих зондирующую волну с образованием "красного" и "синего" электронных спутников, что необходимо для обеспечения диапазона изменения  $k_l$  при построении спектра турбулентности. Кроме того, зондирующий пучок на частоте гармоник волны накачки, в частности второй гармоники, легко получить, имея KDP-кристалл достаточно большой апертуры. Существенно, что при этом отпадает проблема синхронизации такого зондирующего излучения с греющим.

Вместе с тем при таком зондировании на удвоенной частоте греющего излучения имеет место один недостаток, состоящий в том, что "красная" компонента комбинационного рассеяния (в области  $n_c/4$ ) такого зондирующего излучения ( $t_2\omega_0 + l\omega_0/2 \rightarrow t_{(3/2)}\omega_0$ ) совпадает по частоте с "синей" компонентой комбинационного рассеяния самого греющего излучения ( $t\omega_0 + l\omega_0/2 \rightarrow t_{(3/2)}\omega_0$ ), т.е. с гармоникой  $3/2\omega_0$  (рис. 4.4). Это создает определенные трудности в идентификации и измерении интенсивностей излучений, имеющих различную природу, при одновременной их регистрации.

Для устранения указанного недостатка, по-видимому, наиболее целесообразно использовать смещение зондирующего излучения второй гармоники по спектру в сторону больших длин волн на величину порядка 100 нм с помощью ВКР-кюветы, в которой коэффициент преобразования легко может быть получен на уровне, равном примерно 50%. В экспериментах [16, 17] сложности в идентификации указанных излучений двух видов вблизи частоты  $3/2\omega_0$  удалось преодолеть за счет регистрации спектров рассеяния с пространственным разрешением при локализации области зондирования на изображении мишени.

В этих экспериментах регистрирующие каналы  $D$  и  $E$  составляли с греющим пучком ( $IV$  на рис. 3.2), в котором помещался кристалл KDP, углы 105 и 42,5°, что соответствовало углам рассеяния  $\theta$  зондирующего излучения 75 и 137,5°. При расположении щели спектрографа по изображению

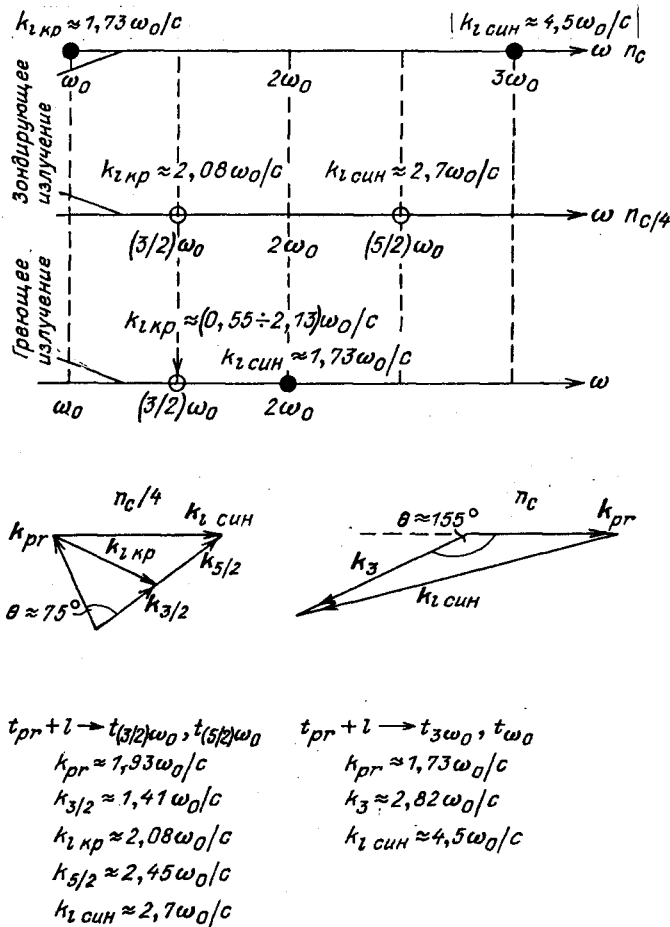


Рис. 4.4. Диаграммы частот комбинационного рассеяния в плазме зондирующего излучения частоты  $2\omega_0$  и греющего излучения частоты  $\omega_0$  (генерация гармоник) для областей  $n_c$  и  $n_c/4$  в условиях экспериментов [16, 17, 19, 20, 26, 27]. Показаны также расположения волновых векторов и их модули при рассеянии зондирующего излучения в областях  $n_c/4$  и  $n_c$

мишени таким образом, чтобы щель проходила через область зондирования (как показано на рис. 4.5 z) в обоих направлениях регистрации при нагреве как стеклянных, так и полистирольных оболочечных мишеней, в спектре рассеяния были обнаружены излучения вблизи частот  $5/2 \omega_0$  и  $3/2 \omega_0$ , смещенные по спектру в разные стороны относительно ионной компоненты рассеяния зондирующей волны на величину  $\Delta\omega = \omega_0/2$  и одинаково локализованные на изображении плазменной короны в той ее части, которая находится под воздействием зондирующего излучения. Причем излучение вблизи частоты  $3/2 \omega_0$  накладывалось на спектрограммах на излучение гармоники  $3/2 \omega_0$ , генерируемой плазмой в результате комбинационного рассеяния греющего излучения в области  $n_c/4$ . Однако на спектрограммах



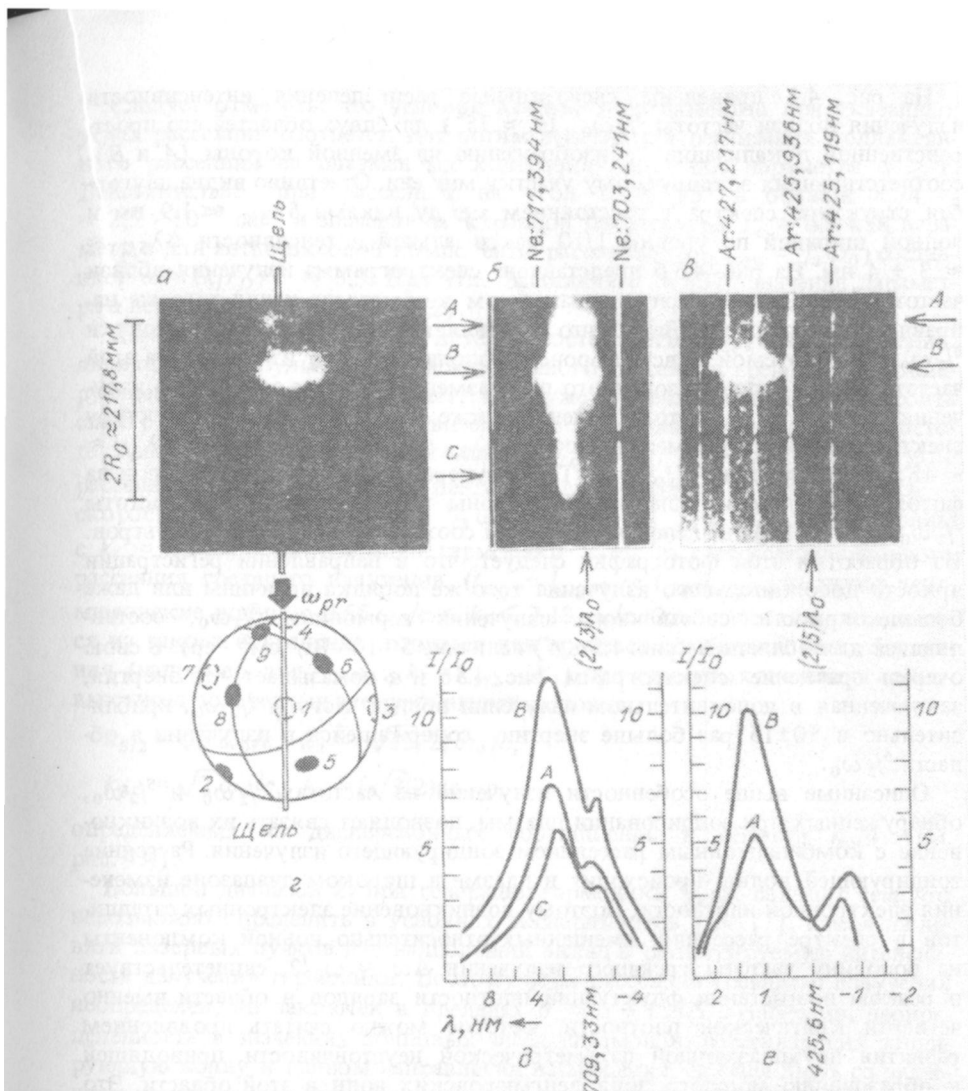


Рис. 4.5. Результаты регистрации рассеянного в области  $n_c/4$  излучения в экспериментах [16, 17] для полый микросферы из  $(C_8D_8)_n$  диаметром  $2R_0 \approx 217,8 \mu\text{m}$  с толщиной стенки  $\Delta_0 \approx 2,1 \mu\text{m}$ : *a* – фотография свечения плазменной короны в излучении вблизи  $3/2\omega_0$ ; *б*, *д* и *в*, *е* – спектрограммы и спектральные распределения интенсивности излучения плазмы вблизи соответственно  $3/2\omega_0$  и  $5/2\omega_0$ ; *г* – схема расположения щели спектрографа по изображению мишени (цифрами обозначены оптические оси лазерных пучков; зондирующее излучение указано жирной стрелкой)

с пространственным разрешением эти излучения вблизи частоты  $3/2\omega_0$  однозначно идентифицировались, так как имели совершенно различную пространственную локализацию. Действительно, гармоника  $3/2\omega_0$ , возникающая в плазме под действием греющего излучения, генерируется по всей плазменной короне, а дополнительное излучение вблизи частоты  $3/2\omega_0$  испускается лишь зондируемым участком короны.

На рис. 4.5*е* приведены спектральные распределения интенсивности излучения вблизи частоты  $^{5/2}\omega_0$  ( $\theta \approx 75^\circ$ ) для двух областей его пространственной локализации по изображению плазменной короны (*A* и *B*), соответствующих зондируемому участку мишени. Отчетливо видна двугорбая структура спектра с расстоянием между пиками  $\delta\lambda_{5/2} \approx 1,9$  нм и полной шириной по уровню  $1/10$  максимальной интенсивности  $\Delta\lambda_{5/2} \approx 3 \div 4$  нм. На рис. 4.5*б* представлена спектрограмма излучения вблизи частоты  $^{3/2}\omega_0$ , зарегистрированная в том же выстреле и для того же направления наблюдения. Видно, что она является суперпозицией гармоники  $^{3/2}\omega_0$ , генерируемой по всей короне, и дополнительного излучения на этой частоте (*A* и *B*), локализованного по плазменной короне аналогично излучению вблизи  $^{5/2}\omega_0$ . Это излучение также имеет двугорбую структуру спектра с расстоянием между пиками  $\delta\lambda_{3/2} \approx 3,7$  нм и шириной  $\Delta\lambda_{3/2} \approx 18,5$  нм по уровню  $1/10 I_{\max}$ . Такая суперпозиция отчетливо видна и на фотографии свечения плазменной короны в излучении вблизи частоты  $^{3/2}\omega_0$  (рис. 4.5*а*), выделенном набором соответствующих светофильтров. Из обработки этой фотографии следует, что в направлении регистрации яркость дополнительного излучения того же порядка величины или даже больше яркости собственного излучения гармоники  $^{3/2}\omega_0$ , составляющей для области *C* (рис. 4.5*а, б*) величину  $5 \cdot 10^6$  Вт/(см<sup>2</sup> · ср). В свою очередь сравнение спектрограмм рис. 4.5*б* и *в* показывает, что энергия, заключенная в дополнительном излучении вблизи частоты  $^{3/2}\omega_0$ , приблизительно в  $50 \pm 15$  раз больше энергии, содержащейся в излучении в области  $^{5/2}\omega_0$ .

Описанные выше особенности излучений на частотах  $^{3/2}\omega_0$  и  $^{5/2}\omega_0$ , обнаруженных при зондировании плазмы, позволяют связать их возникновение с комбинационным рассеянием зондирующего излучения. Рассеяние зондирующей волны происходит в плазме в широком диапазоне изменения электронной плотности. Поэтому возникновение электронных сателлитов в спектре рассеяния, смещенных относительно ионной компоненты на половину частоты греющего излучения  $\Delta\omega \approx \omega_0/2$ , свидетельствует о резком возрастании флуктуаций плотности зарядов в области именно четверти критической плотности, которое можно считать проявлением развития двухплазменной параметрической неустойчивости, приводящей к образованию мощного поля ленгмюровских волн в этой области. Это подтверждается также тем, что обнаруженные при зондировании плазмы излучения на частотах как  $^{3/2}\omega_0$ , так и  $^{5/2}\omega_0$  имеют двугорбую структуру спектра с "синим" пиком, всегда менее интенсивным, чем "красный".

Такая форма спектра обнаруженных излучений соответствует теоретическим представлениям о двухплазменной распадной неустойчивости, согласно которым поперечная волна накачки распадается на два плазмона — "синий" и "красный" — с частотами, несколько смещенными в обе стороны относительно значения  $\omega_0/2$ , рассеяние зондирующей волны на которых должно давать двугорбую структуру спектра как в области  $^{3/2}\omega_0$ , так и в области  $^{5/2}\omega_0$  (см. гл. 3). При этом расстояние  $\delta\lambda_{3/2}$  между пиками в спектре излучения вблизи частоты  $^{3/2}\omega_0$  должно быть (в масштабе длин волн) в 1,6 раза больше соответствующего расстояния для излучения вблизи частоты  $^{5/2}\omega_0$ , что удовлетворительно согласуется с экспериментально наблюдаемым отношением  $\delta\lambda_{3/2}/\delta\lambda_{5/2} \approx 1,9$ .

Следует отметить, что условия данных экспериментов при указанных углах рассеяния соответствуют оптимальному для реализации коллективного рассеяния на плазменных колебаниях значению параметра  $\alpha \geq 1$ . Действительно, при рассеянии на угол  $\theta \approx 75^\circ$  в области  $n_e/4 \approx 2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и значении электронной температуры  $T_e \approx 0,5 \text{ кэВ}$  параметр  $\alpha$  для антистоксовой компоненты рассеяния ( $\omega_{sc \text{ син}} = 5/2 \omega_0$ ) составляет  $\alpha = (k_l r_D)^{-1} \approx 6,3$ . При угле рассеяния  $\theta \approx 137^\circ$  значение параметра  $\alpha$  несколько меньше ( $\alpha \approx 4,2$ ).

Измерение относительных интенсивностей регистрируемых излучений, являющихся результатом комбинационного рассеяния греющего и зондирующего излучений, позволяет, как уже отмечалось выше, построить спектр турбулентности. Действительно, в образовании излучения на частоте  $3/2 \omega_0$  за счет зондирующей волны ( $t_{2\omega_0} + l_{\omega_0/2} \rightarrow t_{(3/2)\omega_0}$ ) при угле рассеяния  $\theta \approx 75^\circ$  участвуют ленгмюровские волны с  $k_l \approx 2,08 \omega_0/c$  ( $c$  — скорость света), а на частоте  $5/2 \omega_0$  ( $t_{2\omega_0} + l_{\omega_0/2} \rightarrow t_{(5/2)\omega_0}$ ) — волны с  $k_l \approx 2,7 \omega_0/c$ . В генерации гармоники  $3/2 \omega_0$  за счет комбинационного рассеяния греющего излучения ( $t_{\omega_0} + l_{\omega_0/2} \rightarrow t_{(3/2)\omega_0}$ ) участвуют ленгмюровские волны с  $0,55 \omega_0/c \leq k_l \leq 2,13 \omega_0/c$ . Эти значения  $k_l$  получают из закона сохранения импульса для процесса комбинационного рассеяния (например, для  $5/2 \omega_0$ :  $k_l = k_{5/2} - k_2$ ) при известных значениях волновых чисел поперечных электромагнитных волн:

$$k_{5/2} = \sqrt{6} \omega_0/c, \quad k_2 = (\sqrt{15}/2) \omega_0/c,$$

$$k_{3/2} = \sqrt{2} \omega_0/c, \quad k_0 = (\sqrt{3}/2) \omega_0/c,$$

определяемых из дисперсионных соотношений в области  $n_e/4$  (см. рис. 4.4).

Большой диапазон  $k_l$  при генерации гармоники  $3/2 \omega_0$  связан с тем, что невозможно определить в условиях экспериментов [16, 17], какой из девяти лазерных пучков дал наибольший вклад в регистрируемую интенсивность излучения гармоники. Поэтому угол рассеяния греющего излучения неопределен, но заключен в пределах  $\theta \approx 0 \div 137,5^\circ$ . Напротив, неопределенность в значениях волновых чисел плазмонов, рассеивающих зондирующую волну в данном направлении наблюдения, связана лишь со значением угловых апертур систем зондирования и регистрации ( $\Delta\theta \approx 12^\circ$ ) и поэтому весьма невелика:

$$1,81 \omega_0/c \leq k_l \leq 2,34 \omega_0/c \quad \text{для } 3/2 \omega_0,$$

$$2,34 \omega_0/c \leq k_l \leq 3,04 \omega_0/c \quad \text{для } 5/2 \omega_0.$$

В предположении об изотропности спектра турбулентности из формулы (4.1) с использованием измеренных соотношений между интенсивностями излучений на частотах  $3/2 \omega_0$  и  $5/2 \omega_0$  для спектрограмм рис. 4.5 и соотношений между плотностями потока греющего и зондирующего излучений находим

$$(0,1 \div 0,2) W_l(0,55 \omega_0/c \div 2,13 \omega_0/c) \approx$$

$$\approx 5 \cdot 10^{-3} W_l(2,08 \omega_0/c) = W_l(2,7 \omega_0/c),$$

т.е. получаем три точки в спектре турбулентности (рис. 4.6, а). Естественно, что большая неопределенность в значениях волновых чисел плазмонов,

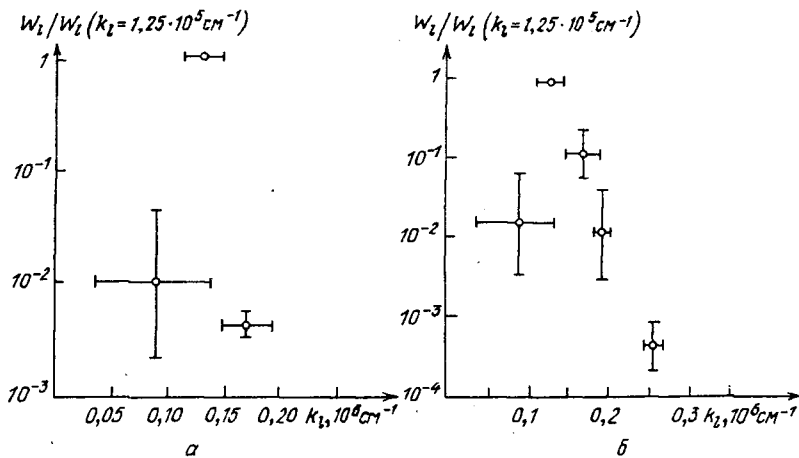


Рис. 4.6. Результат восстановления спектра плазменной турбулентности в области  $n_c/4$ : *a* – по данным экспериментов [16, 17] с одним направлением регистрации рассеяния для вспышки, соответствующей рис. 4.5; *б* – по данным экспериментов [19, 20] с двумя направлениями регистрации и полистирольной мишенью

участвующих в рассеянии греющего излучения с образованием гармоники  $3/2 \omega_0$ , приводит, согласно формуле (4.1), к большой неопределенности в значении  $W_1$ , определяемом по интенсивности этой гармоники.

Расширение диапазона исследуемых плазмонов далее может быть обеспечено либо одновременным зондированием плазмы на нескольких длинах волн, либо одновременной регистрацией рассеянного излучения в нескольких каналах наблюдения, т.е. при разных углах рассеяния  $\theta$ . При этом, естественно, следует брать такой набор углов  $\theta$ , в пределах которого сохраняется условие на параметр рассеяния  $\alpha \geq 1$ . Так, в последующей серии экспериментов [19, 20] на установке "Кальмар" спектры рассеяния зондирующего и греющего излучений регистрировались с пространственным разрешением по плазменной короне одновременно в двух каналах регистрации (*D*, *E* на рис. 3.2) при углах рассеяния  $\theta \approx 75$  и  $137,5^\circ$  соответственно, что позволило расширить исследуемый диапазон спектра турбулентности в области  $n_c/4$ .

Действительно, в образовании излучения на частотах комбинационного рассеяния зондирующей волны  $3/2 \omega_0$  и  $5/2 \omega_0$  в направлении регистрации *E* (см. рис. 3.2) для угла рассеяния  $\theta \approx 137,5^\circ$  участвуют плазменные волны со значениями  $k_1 \approx 3,13 \omega_0/c$  и  $k_1 \approx 4,09 \omega_0/c$  соответственно. Волновые числа плазмонов, рассеивающих греющее излучение с образованием гармоники  $3/2 \omega_0$  в этом направлении регистрации, заключены в том же диапазоне, что и для канала *D* ( $0,55 \omega_0/c \leq k_1 \leq 2,13 \omega_0/c$ ). Измерением относительных интенсивностей линий комбинационного рассеяния зондирующего и греющего излучений в области  $n_c/4$  для двух указанных направлений наблюдения на основании формулы (4.1) были получены значения спектральной плотности энергии ленгмюровских волн в более широком диапазоне волновых чисел:  $k_1 \approx 0,55 \omega_0/c \div 4,09 \omega_0/c$  (рис. 4.6б).

Для построенного спектра турбулентности характерно резкое уменьшение величины  $W_1(k_1)$  для  $k_1 r_D > 0,15$ . Это, очевидно, связано с затуханием

Ландау плазменных волн [21], которое, как известно, проявляется при фазовых скоростях плазмонов  $v_\phi$ , близких к тепловой скорости электрона  $v_{Te}$ . Поскольку  $v_\phi \approx v_{Te}/(k_l r_D)$ , то это означает, что в области  $k_l r_D \approx 1$  интенсивность плазменных колебаний должна существенно уменьшиться, что и наблюдается в измеренном спектре турбулентности. Отметим, что, например, плазмоны с  $k_l r_D \approx 0,1$  ответственны при этом за генерацию быстрых электронов со скоростями  $v \approx 10v_{Te}$ . На полученном распределении интенсивности плазменных волн по спектру виден также спад величины  $W_l(k_l)$  в области  $k_l r_D < 0,13$ . Хотя в этой области существует большая неопределенность значения  $W_l(k_l)$  из-за причин, отмеченных выше, тем не менее такой спад может быть объяснен низкой эффективностью возбуждения длинноволновых колебаний в ограниченном плазменном объеме. Действительно, плазмоны с  $k_l r_D \approx 0,01$  имеют длину волны  $\lambda_l \approx 6 \cdot 10^2 r_D \approx 6$  мкм ( $T_e \approx 0,5$  кэВ), что сравнимо с характерным размером неоднородности  $L$  в области  $n_c/4$ .

Измеренная экспериментально в работах [16, 17] яркость излучения плазмы на частоте гармоники  $3/2 \omega_0$  позволяет оценить полную напряженность поля ленгмюровских волн  $E_l$  в области  $n_c/4$ . Для параметров этих экспериментов ( $T_e \approx 0,5$  кэВ,  $L \approx 20 \div 30$  мкм) получается  $E_l \approx 0,3 E_0$ . Эти оценка не противоречит современным теоретическим результатам и указывает на то, что в области  $n_c/4$  за счет параметрических неустойчивостей поглощается не более 10% энергии греющего излучения.

Недостатком изложенного подхода к построению спектра турбулентности является дискретность исследуемых значений волновых чисел плазмонов, связанная с фиксированными значениями частот электронных сателлитов рассеяния при фиксированных величинах углов рассеяния. Наличие нескольких направлений регистрации, кроме того, затрудняет реализацию схем экспериментов, обеспечивающих временное разрешение при диагностике спектра турбулентности, поскольку мультиплицировать аппаратуру (например, фотоэлектронные регистраторы), обладающую временным разрешением, или передавать изображения плазмы в нескольких каналах регистрации на щель одного фоторегистратора представляется затруднительным. В этом отношении продуктивной оказалась схема, реализованная в экспериментах [22–25], выполненных канадскими исследователями через несколько лет после их первой работы [15]. Основной особенностью этой схемы является сочетание крупноапертурной (в смысле угловой апертуры) оптики, передающей рассеянное излучение, с возможностью разделить пучки, идущие от плазмы по различным оптическим путям в пределах этой апертуры. Это позволяет обеспечить некоторый непрерывный диапазон изменения угла рассеяния  $\theta$ , а значит, и волновых чисел плазмонов. Такая схема, реализованная при исследовании [22–24] спектра двухплазменной распадной неустойчивости, приведена на рис. 4.7а.

Как и в других экспериментах этой группы по коллективному рассеянию, греющим является  $\text{CO}_2$ -лазер ( $\lambda \approx 10,6$  мкм,  $\mathcal{E} \approx 30$  Дж при длительности импульса  $\tau \approx 1$  нс), зондирование ведется второй гармоникой Nd-лазера ( $\lambda \approx 0,53$  мкм,  $\mathcal{E} \approx 50$  мДж,  $\tau \approx 3$  нс), а для создания плазмы с большими характерными размерами изменения плотности используется предимпульс Nd-лазера ( $\lambda \approx 1,06$  мкм,  $\mathcal{E} \approx 4$  Дж,  $\tau \approx 15$  нс). При указанных длинах волн греющего и зондирующего пучка условие коллективно-

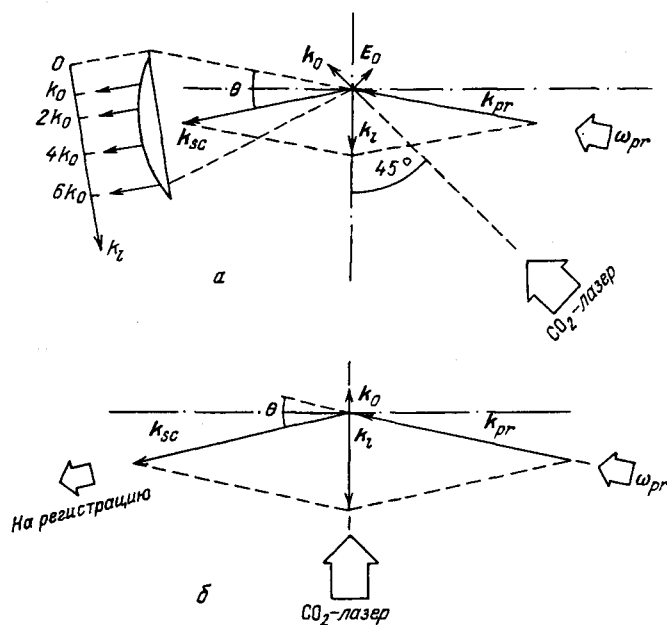


Рис. 4.7. Схема диагностики плазменных волн при исследовании двухплазменной распаднoй неустoйчивости (а) и ВКР (б) в экспериментах [22–25]

го рассеяния  $\alpha \geq 1$  может быть выполнено только при малых углах рассеяния, что было подтверждено, как отмечалось выше, в экспериментах [15]. Использование малых углов рассеяния позволяет даже при небольшом изменении направления регистрации в пределах апертуры линзы (рис. 4.7а) существенно изменять волновые числа рассеивающих плазмонов в диапазоне  $k_l \approx (1 \div 6) k_0 \approx (0,05 \div 0,3) k_{pr}$ , что оказалось бы невозможным в случае больших углов рассеяния. При этом верхняя граница диапазона изменения  $k_l$  оказывается существенно больше  $k_0$  ( $k_{l\max} \approx 6k_0$ ), поскольку  $k_{pr} \gg k_0$ . Отметим также, что схема построена так, что волновые векторы исследуемых плазмонов направлены по биссектрисе угла между векторами  $k_0$  и  $E_0$  греющей волны, поскольку при двухплазмонном распаде наиболее эффективно возбуждаются плазменные волны именно в этом направлении. Рассеянное излучение после линзы пропускaлось через спектрограф с дифракционной решеткой и затем подавалось на щель фотоэлектронного регистратора с временным разрешением  $\delta t \approx 30$  пс. При этом в случае совмещения плоскости фокусировки спектрографа и входной щели фоторегистратора удавалось получать развертку спектра рассеяния во времени ( $\omega$ -анализ). При определенном же смещении щели фоторегистратора от этой плоскости удавалось получить на щели прибора профиль пространственного распределения интенсивности рассеянного излучения на линзе, т.е. распределение интенсивности этого излучения по значениям волновых чисел плазмонов. Это давало возможность получить на фэрограммах информацию о динамике изменения в течение греющего импуль-

са волновых чисел наиболее эффективно возбуждаемых плазменных волн ( $k$ -анализ).

Реализация данной схемы в экспериментах [22–24] показала, что коллективное рассеяние в области  $n_c/4$  (с появлением ионного и электронных пиков рассеяния) возникает, когда зондирующее излучение рассеивается плазмонами, лежащими в плоскости  $(E_0, k_0)$ , и делит угол между этими векторами пополам. При повороте плоскости поляризации греющего излучения на  $90^\circ$  эффект коллективного рассеяния исчезал. Установлено, что появление ионных волн запаздывает по отношению к моменту возбуждения плазмонов на величину  $\Delta t \lesssim 50$  пс. Это объясняется тем, что ионные волны возбуждаются пондеромоторными силами, возникающими при взаимодействии двух противоположно направленных плазменных волн двухплазмонного распада. Уровень флуктуаций электронной плотности, согласно измерениям, насыщается на величине  $\tilde{n}/n \approx 12\%$  (по линейной теории около  $16\%$ ).  $k$ -анализ показал, что вначале наиболее эффективно возбуждаются волны с  $k_l \approx 6k_0$ , что соответствует теории, затем максимум возбуждаемых  $k_l$  сдвигается к величине  $k_l \approx (2 \div 3)k_0$ , что согласуется с возрастанием температуры плазмы от  $50$ – $100$  до  $200$  эВ, а потом  $k_l$  опять увеличиваются.

**4.2.2. Исследование электронных и ионно-звуковых волн, возбуждаемых при ВКР и ВРМБ.** Описанная схема диагностики [22–25] может с успехом применяться при исследовании поля электронных и ионных волн, возбуждаемых при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР)  $t_{\omega_0} \rightarrow t' + l$  и вынужденном рассеянии Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ)  $t_{\omega_0} \rightarrow t' + s$ . Отличие состоит лишь в том, что наиболее эффективно возбуждаемые в этих процессах волны направлены вдоль вектора  $k_0$  греющей волны, поэтому для рассеяния такими волнами зондирующего пучка на малые углы его необходимо направлять на плазму под углом, близким к  $90^\circ$  к греющему пучку (рис. 4.7б).

Отметим еще одно методическое отличие исследований ВКР и ВРМБ от исследований двухплазмонной распадной неустойчивости. При двухплазмонном распаде  $t_{\omega_0} \rightarrow l + l$  могут возбуждаться плазменные волны с широким диапазоном волновых чисел, ограниченным сверху затуханием Ландау плазменных волн, а снизу влиянием ограниченности плазменного объема на возбуждение длинноволновых колебаний.

При развитии ВКР и ВРМБ диапазон волновых чисел возбуждаемых волн сильно ограничен. Так, в случае ВКР, которое возбуждается в широкой области плотностей плазмы  $n_e < n_c/4$ , этот диапазон составляет  $k_0 < k_l < 2k_0$ . При этом в области вблизи  $n_c/4$  (абсолютная неустойчивость) волновое число рассеянной волны  $k_{t'}$   $\approx 0$  и из закона сохранения импульса  $k_l \approx k_0$ , а в области  $n_e \ll n_c/4$  (конвективная неустойчивость)  $|k_{t'}| \approx |k_0|$  и поэтому  $k_l \approx 2k_0$ . В случае же ВРМБ, которое также возбуждается в широкой области  $n_e < n_c$ , выполняется условие  $|k_{t'}| \approx |k_0|$  и закон сохранения импульса дает для ионных волн  $k_s \approx 2k_0$ . При этом неустойчивость может быть как конвективной, так и абсолютной в зависимости от интенсивности накачки и затухания ионных волн. Таким образом, при создании конкретной схемы диагностики ВКР и ВРМБ по методу коллективного рассеяния требования к большой ширине диапазона изменения

волновых чисел возбуждаемых волн могут быть ниже, чем при исследовании двухплазмонного распада.

При реализации описанной схемы диагностики в экспериментах [22] было установлено, что при плотностях потока  $\text{CO}_2$ -лазера  $q_0 \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$  ВКР развивается лишь вблизи  $n_c/4$ , а конвективная неустойчивость ВКР в области  $n_e < n_c/4$  при указанных потоках не возбуждается, так как они оказываются ниже порогового значения. Такой результат был получен при  $\omega$ -анализе коллективного рассеяния, показавшем наличие электронных плазменных волн лишь на частоте  $\omega_0/2$ . Наряду с электронными были зарегистрированы и мощные ионные волны, возникающие в результате развития ВРМБ.  $k$ -анализ подтвердил происхождение этих ионных волн за счет ВРМБ, поскольку волновые числа их оказались равными  $k_s \approx 2k_0$ . Однако при увеличении плотности потока  $\text{CO}_2$ -лазера наблюдались и волны с удвоенным волновым числом  $k_s \approx 4k_0$  (генерация гармоники). Такие волны появлялись при амплитуде флуктуаций ионной плотности  $\tilde{n}/n \approx 1\%$  и являлись, по-видимому, фактором, насыщающим ВРМБ. При этом амплитуда ионных волн с  $k_s \approx 2k_0$  насыщалась на уровне, в 10 раз превышающем их амплитуду в момент появления гармоники с  $k_s \approx 4k_0$ . Уширение спектра звуковых колебаний вблизи значения  $k_s \approx 2k_0$  объясняется развитием неустойчивости в некоторой протяженной области, в которой точное выражение для волновых чисел ионных волн, возбуждаемых при ВРМБ, имеет вид  $k_s = 2k_0 [1 - (n_e/n_c)]^{1/2}$ . Измерение уширения показало, что в условиях [22] ВРМБ развивается в области  $(0,2 \div 0,5)n_c$ .

Описанная схема диагностики позволила в проведенных позднее экспериментах [25] исследовать взаимодействие двух неустойчивостей – ВКР и ВРМБ – по временным измерениям динамики электронных плазменных волн, возникающих при ВКР, и ионно-звуковых волн, возбуждаемых при ВРМБ. Как и в прежних работах канадской группы, плоские мишени облучались  $\text{CO}_2$ -лазером, а зондирование велось на второй гармонике Nd-лазера. Измерения показали, что вначале под действием греющего пучка возникают электронные плазменные волны (ВКР), а затем по мере развития ВРМБ и возникновения ионно-звуковых колебаний эти электронные волны исчезают, т.е. неустойчивость ВКР подавляется. Такое взаимодействие неустойчивостей связано, по-видимому, с изменением под действием ионной турбулентности дисперсионных соотношений для электронных плазменных волн и (как следствие этого) порога развития ВКР в неоднородной плазме.

#### § 4.3. Рассеяние зондирующего излучения в области с критической плотностью

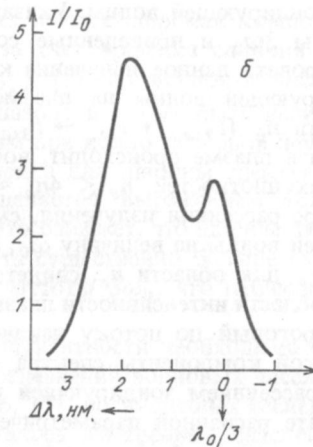
##### 4.3.1. Исследование плазменной турбулентности, созданной Nd-лазером.

До сих пор в этой главе обсуждались различные схемы реализации метода коллективного рассеяния зондирующего излучения для исследования турбулентности в области  $n_c/4$ . Вместе с тем этот метод оказывается не менее продуктивным при изучении нелинейных процессов в области  $n_c$ , что было продемонстрировано в экспериментах [19, 20, 26, 27] на установке "Кальмар" (Nd-лазер) и позже в экспериментах [28] канадской группы ( $\text{CO}_2$ -лазер). На установке "Кальмар" для этих целей наряду с каналами  $D$  и  $E$  (см. рис. 3.2), используемыми для исследований рассеяния в области





Рис. 4.8. Спектрограмма (а) и спектральное распределение (б) интенсивности излучения вблизи частоты  $3\omega_0$  для мишени из  $(C_3D_8)_n$  диаметром  $2R_0 \approx 196,8$  мкм с толщиной стенки  $\Delta_0 \approx 3,8$  мкм, полученные в экспериментах [26, 27]



$n_c/4$ , в канале  $F$  осуществлялась регистрация рассеянного излучения в ультрафиолетовом диапазоне спектра (вблизи частоты  $3\omega_0$ ), поскольку комбинационными частотами рассеяния зондирующего излучения второй гармоники Nd-лазера в области  $n_c$  являются частоты  $\omega_0$  и  $3\omega_0$ , смещенные на величину  $\Delta\omega = \omega_{Le}(n_c) = \omega_0$  относительно частоты  $2\omega_0$  зондирующей волны (см. рис. 4.4). Регистрация в канале  $F$  соответствовала углу рассеяния зондирующего пучка  $\theta \approx 155^\circ$ . В данном направлении регистрации при облучении оболочечных мишеней обнаружено излучение вблизи частоты  $3\omega_0$  с явно выраженной двухкомпонентной структурой спектра (рис. 4.8). При двукратном уменьшении плотности потока греющего излучения левая компонента спектра исчезала и оставалась только правая, слабо смещенная компонента.

В отсутствие зондирующей волны излучение вблизи частоты  $3\omega_0$  не было зарегистрировано. Это представляется естественным при используемых плотностях потока греющего излучения. Действительно, генерация в плазме гармоники  $3\omega_0$  может возникать за счет четырехволновых процессов слияния плазменных волн и поперечной волны накачки в области критической плотности ( $3l\omega_0 \rightarrow t_3\omega_0$ ,  $2l\omega_0 + t\omega_0 \rightarrow t_3\omega_0$ ,  $2t\omega_0 + l\omega_0 \rightarrow t_3\omega_0$ ), являющихся процессами более высокого порядка по сравнению с трехволновым взаимодействием. Однако они реализуются при значительно больших плотностях потока (см. например, [29]). Процесс слияния генерируемой в плазме гармоники  $2\omega_0$  с плазменными колебаниями ( $t_2\omega_0 + l\omega_0 \rightarrow t_3\omega_0$ ) также маловероятен из-за низкого значения коэффициента трансформации (порядка  $10^{-7}$ ) лазерного излучения в гармонику  $2\omega_0$  в плазме. Кроме того, ясно, что само зондирующее излучение не может вызвать двухплазменной распадной неустойчивости в области своей четверти критической плотности (т.е. в области  $n_c$  для греющего излучения неодимового лазера), поскольку его плотность потока  $q_{pr} \approx 2 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> почти на два порядка величины ниже пороговой [30] для развития этой неустойчивости в условиях данных экспериментов (электронная температура  $T_e \approx 0,5$  кэВ, характерный размер неоднородности  $L \approx 30$  мкм). Это означает, что обнаруженное излучение  $3\omega_0$  не является "полуторной" гармони-

кой зондирующей волны. Указанные выше особенности излучения вблизи частоты  $3\omega_0$  и приведенные соображения позволяют однозначно интерпретировать данное излучение как результат комбинационного рассеяния зондирующей волны на плазмонах, созданных греющим излучением в области  $n_c$  ( $t_2\omega_0 + l\omega_0 \rightarrow t_3\omega_0$ ). Отметим, что рассеяние зондирующей волны в плазме происходит, вообще говоря, в широком диапазоне электронных плотностей:  $n_e \lesssim 4n_c \approx 4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Однако возникновение в спектре рассеяния излучения, смещенного по частоте относительно зондирующей волны на величину  $\omega_0$ , равную электронной ленгмюровской частоте  $\omega_{Le}$  для области  $n_c$ , свидетельствует о резком возрастании именно в этой области интенсивности плазменных колебаний.

Пороговый по потоку накачки характер возникновения левой, более широкой компоненты спектра излучения вблизи  $3\omega_0$  позволяет связать ее с рассеянием зондирующей волны на плазмонах, возбуждаемых в результате распадной параметрической неустойчивости ( $t\omega_0 \rightarrow l + s$ ). При этом смещение  $\Delta\omega'_3$  спектра данной компоненты относительно значения  $3\omega_0$  определяется смещением частоты  $\Delta\omega_l$  плазмонов относительно  $\omega_0$ , равным частоте ионно-звуковых колебаний  $\Delta\omega'_3 = \Delta\omega_l = \omega_s(k_s) = v_s k_s$  ( $v_s$  – скорость звука в области  $n_c$ ). Поскольку для данной параметрической неустойчивости  $k_s \approx k_l$ , то  $\Delta\omega_l \approx v_s k_l$ . При используемой геометрии зондирования и регистрации волновое число плазмонов, рассеивающих зондирующую волну с образованием излучения  $3\omega_0$ , равно  $k_l \approx 4,45\omega_0/c$ . Это значение  $k_l$  получается из закона сохранения импульса для комбинационного рассеяния  $k_1 + k_2 \rightarrow k_3$  при известных значениях волновых чисел поперечных волн в области  $n_c$  ( $k_2 = \sqrt{3}\omega_0/c$ ,  $k_3 = 2\sqrt{2}\omega_0/c$ ) и угле рассеяния  $\theta \approx 155^\circ$  (см. рис. 4.4). Тогда для левой компоненты излучения вблизи  $3\omega_0$  получаем

$$\Delta\omega'_3 \approx 4,45v_s\omega_0/c \approx 2,6v_s k_2.$$

Напротив, малые ширина и смещение правой компоненты излучения  $3\omega_0$  относительно  $\lambda_0/3$  указывают на ее происхождение за счет рассеяния зондирующей волны на плазменных колебаниях, возникающих при линейной трансформации [8] поперечной волны накачки. Смещение этой компоненты  $\Delta\lambda''_3$  может быть объяснено эффектом Доплера при движении области рассеяния  $n_c$  со скоростью  $u_c$ , которую можно определить на основании спектральных измерений по формуле  $\Delta\lambda''_3/\lambda = (5/9)u_c/c$ , где  $c$  – скорость света. Согласно этому выражению, "красное" смещение  $\Delta\lambda''_3 \approx 0,25 \text{ нм}$  (см. рис. 4.8) соответствует скорости движения области критической плотности  $n_c$  к центру мишени  $u_c \approx 1,3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$  при сжатии оболочечной мишени под действием лазерного импульса, что находится в хорошем согласии с результатами, полученными другими методами [3, 4, 31].

Следует отметить, что гармоника  $2\omega_0$ , генерируемая в условиях данных экспериментов (см. [5] и гл. 3) под действием греющего излучения, также имеет двухкомпонентную структуру спектра, состоящую из узкой и широкой (около 15 нм по основанию) компонент. Сходство формы спектров излучения вблизи частоты  $3\omega_0$  и генерируемой в плазме гармоники  $2\omega_0$  [5] обусловлено тем, что эти излучения возникают в одной и той же области  $n_c$  при комбинационном рассеянии на плазменных волнах, имеющих одинаковую природу соответственно зондирующего и греющего излучений.

Вместе с тем при используемых плотностях потока широкая компонента гармоники  $2\omega_0$  образуется в основном за счет процесса слияния двух плазменных колебаний ( $l_{\omega_0} + l_{\omega_0} \rightarrow l_{2\omega_0}$ ) [5]. Их волновые числа  $k_1$  заключены в широком спектральном диапазоне и могут быть велики и близки к максимальным  $k_m$ , возбуждаемым при ионно-звуковой неустойчивости:  $k_1 \approx k_m \gg k_2$ . Тогда верхняя оценка для ширины спектра этой компоненты второй гармоники  $\delta\omega'_2$  определяется выражением  $\delta\omega'_2 \approx \approx 2\Delta\omega_1 = 2\omega_s = 2v_s k_s \approx 2v_s k_m \gg 2v_s k_2$ . Это означает, что ширина данной компоненты второй гармоники должна быть существенно больше смещения левой компоненты излучения вблизи частоты  $3\omega_0$ , что наблюдается в эксперименте.

Для построения спектра плазменной турбулентности необходимо обеспечить по возможности широкий диапазон изменения волновых чисел рассеивающих плазмонов. В экспериментах [16, 17], посвященных исследованию области  $n_c/4$  (см. выше), это достигалось измерением интенсивностей излучений обеих комбинационных частот рассеяния зондирующей волны:  $(3/2)\omega_0$  – стоксова частота и  $(5/2)\omega_0$  – антистоксова частота и гармоники  $(3/2)\omega_0$ , генерируемой при комбинационном рассеянии греющего излучения. Аналогичный подход к исследованию спектра турбулентности в области критической плотности  $n_c$  при использовании того же зондирующего излучения с частотой  $2\omega_0$  затруднен по следующим причинам. Второй (стоксовой) комбинационной частотой рассеяния зондирующего излучения в области  $n_c$  является частота  $\omega_0$ , совпадающая с частотой греющего света (соответствующее значение волнового числа рассеивающих плазмонов  $k_1 \approx 1,73\omega_0/c$  при любом угле рассеяния, поскольку в области  $n_c$  волновое число поперечной волны с частотой  $\omega_0$  равно нулю). Указанное совпадение делает невозможной регистрацию этого рассеянного излучения на фоне гораздо более интенсивной, отраженной от плазмы волны накачки даже при наличии пространственного разрешения. Измерение интенсивности узкой компоненты спектра гармоники  $2\omega_0$  [5], генерируемой в области  $n_c$  при комбинационном рассеянии греющей волны на плазмонах с  $k_1 \approx 1,73\omega_0/c$  (при любом угле рассеяния), возможно лишь в отсутствие зондирующего излучения также ввиду совпадения их частот. Поэтому для построения распределения энергии плазменных колебаний по спектру в области  $n_c$  при использовании данного зондирующего излучения необходимый диапазон изменения значений волновых чисел рассеивающих плазмонов можно обеспечить лишь изменением угла рассеяния  $\theta$ , имея несколько направлений регистрации излучения вблизи частоты  $3\omega_0$ . При использовании же другого зондирующего излучения (например, несколько смещенного по частоте по отношению к значению  $2\omega_0$ ) измерение даже в одном направлении наблюдения относительных интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент рассеяния зондирующей волны и узкой компоненты второй гармоники позволит сразу определить три точки в спектральном распределении энергии плазменных волн в области критической плотности. При этом применение нескольких направлений регистрации указанных излучений даст возможность еще более полного восстановления спектра плазменной турбулентности.

**4.3.2. Идентификация механизмов возбуждения волн в экспериментах с  $\text{CO}_2$ -лазером.** При исследовании нелинейных процессов в области крити-

ческой плотности важно идентифицировать механизмы возбуждения ионных и электронных волн, что непосредственно связано с вопросом об эффективности того или иного нелинейного процесса в поглощении лазерной энергии. В частности, ионно-звуковые колебания могут возбуждаться как ударной волной, так и при параметрической ионно-звуковой неустойчивости  $t \rightarrow l + s$ , а электронные плазменные волны – как за счет этой неустойчивости, так и при линейной трансформации греющего излучения (резонансное поглощение). Линейная трансформация электромагнитного излучения в плазменные волны реализуется за счет  $p$ -компоненты электрического поля, т.е. составляющей вектора  $E_0$  вдоль направления градиента электронной плотности  $\nabla n_e$ , и возникающие плазменные волны также распространяются вдоль этого градиента (рис. 4.9а). Напротив, плазменные волны, возникшие за счет параметрической распадной неустойчивости, распространяются почти перпендикулярно волновому вектору волны накачки  $k_0$ , т.е. вдоль вектора электрического поля, а это значит, что в случае  $s$ -падения на плазму греющего пучка возникающие плазменные волны будут двигаться в направлении, перпендикулярном градиенту плотности плазмы (рис. 4.9б). Таким образом, для идентификации нелинейных процессов в области критической плотности в экспериментах по коллективному рассеянию необходимо предусмотреть возможность исследования плазменных волн, направленных вдоль и поперек вектора  $\nabla n_e$ , при двух случаях падения ( $s$  и  $p$ ) на плазму греющего излучения.

Следует отметить, что реализация такой схемы эксперимента при многопучковом облучении сферических мишеней, когда каждая точка мишени подвергается воздействию излучения нескольких пучков, представляется

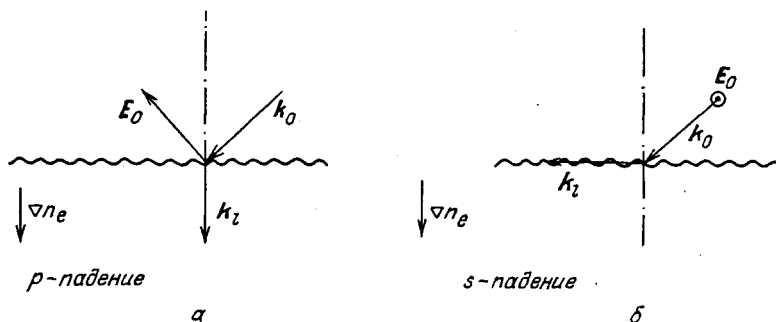


Рис. 4.9. Направления волновых векторов плазмонов, возбуждаемых в области  $n_c$ : а – при линейной трансформации греющего излучения для  $p$ -падения; б – при развитии параметрической неустойчивости в случае  $s$ -падения

невозможной. В этом отношении для тщательных физических исследований весьма перспективной представляется схема с одним греющим пучком, возможностью поворота его плоскости поляризации и по крайней мере с двумя направлениями регистрации рассеянного излучения для исследования плазменных волн с двумя взаимно перпендикулярными направлениями волновых векторов.

Такая схема была реализована в экспериментах [28] канадской группы в условиях, традиционных для исследований, ведущихся этой группой

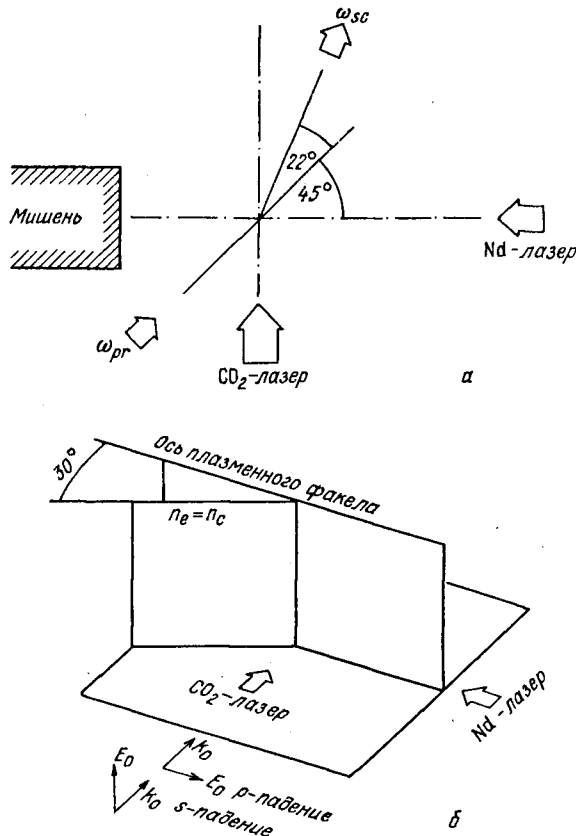


Рис. 4.10. Схема расположения мишени, предпрогревющего, греющего и зондирующего пучков и одного из двух направлений регистрации рассеянного излучения для исследования плазмонов с  $k_{\parallel} \parallel \nabla n_e$  (а) и схема расположения поверхности  $n_c$  (б) в экспериментах [28]

методом коллективного рассеяния зондирующего излучения [22–25] в области  $n_c/4$  и описанных выше. Характерным является наличие преднагрева плазмы Nd-лазером, облучающим плоскую мишень и создающим плазму с большим размером неоднородности плотности, так что к приходу греющего  $\text{CO}_2$ -лазера область  $n_c$  удалена от поверхности мишени примерно на 500 мкм. Частота зондирующего пучка (вторая гармоника Nd-лазера) существенно (в 20 раз) превышает частоту греющего излучения  $\text{CO}_2$ -лазера, так что условие коллективного рассеяния  $\alpha \geq 1$  выполняется при малых углах рассеяния  $\theta$ . В экспериментах [28] угол  $\theta$  составлял  $22^\circ$  (рис. 4.10) в двух каналах регистрации, что позволяло исследовать плазмоны с волновыми векторами, параллельными (рис. 4.10а) и перпендикулярными вектору  $\nabla n_e$  с величинами  $|k_{\parallel}| \approx 4,6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ , что соответствовало  $\alpha = (k_{\parallel} r_D)^{-1} \approx 9$ . Поворот плоскости поляризации греющего пучка  $\text{CO}_2$ -лазера (рис. 4.10б) обеспечивал случаи  $s$ - и  $p$ -падения этого излучения на плазму, так что фактически было четыре различных варианта

Таблица 4.1

Поляризация CO <sub>2</sub> -лазера	Флуктуации			
	ионно-звуковые		электронные	
	$k \perp \nabla n_e$	$k \parallel \nabla n_e$	$k \perp \nabla n_e$	$k \parallel \nabla n_e$
s-падение	2	30	500	200
p-падение	1	30	<80	4000

схемы нагрева и регистрации рассеянного излучения. В отличие от исследований [22–25] в области  $n_c/4$  в данных экспериментах разрешения по волновым числам плазмонов и ионных колебаний обеспечено не было. Проводился только спектральный анализ рассеянного пучка с временным разрешением и измерением интенсивностей ионной и электронных компонент коллективного рассеяния.

Электронные компоненты в рассеянном спектре отстояли от ионной в обе стороны на 25 нм, что в частотной шкале соответствует значению  $\omega_0$ -частоте греющего излучения. Результаты измерений приведены в табл. 4.1, где даны превышения амплитуд ионно-звуковых и электронных плазменных флуктуаций над тепловым уровнем для четырех различных конфигураций, определяемых типом падения волны накачки (*s*- и *p*-падения) и направлением вектора  $k$  ионных и электронных волн по отношению к градиенту электронной плотности  $\nabla n_e$  [28].

Из таблицы следует, что возрастание над тепловым уровнем интенсивности ионно-звуковых колебаний в случае  $k_s \parallel \nabla n_e$  не зависит от поляризации греющего пучка и составляет около 30. В случае же  $k_s \perp \nabla n_e$  возрастание интенсивности этих колебаний невелико и зависит от поляризации пучка накачки. Кроме того, в первом случае нет временной корреляции возникновения ионной и электронной компонент рассеяния, а во втором случае она весьма жесткая. Эти результаты позволили сделать вывод, что ионные волны, распространяющиеся вдоль вектора  $\nabla n_e$ , имеют не параметрическую природу, а создаются бесстолкновительной ударной волной, инициируемой греющим пучком, и являются механизмом диссипации энергии этой ударной волны. Это подтверждается независимыми измерениями скорости движения внутрь плазмы области  $n_c$  со скоростью  $2 \times 10^7$  см/с, что при скорости звука  $c_s \approx 7 \cdot 10^6$  см/с соответствует числу Маха  $M \approx 3$ . В случае же  $k_s \perp \nabla n_e$  ионно-звуковые колебания, очевидно, возбуждаются за счет параметрической ионно-звуковой неустойчивости.

Что касается электронных плазменных волн, то из табл. 4.1 следует, что в случае плазмонов, распространяющихся вдоль  $\nabla n_e$ , существует (в отличие от ионных волн) резкая зависимость их интенсивности от поляризации пучка накачки, а именно наибольшее возрастание интенсивности таких волн (примерно 4000 над тепловым уровнем) имеет место в случае *p*-поляризации излучения CO<sub>2</sub>-лазера. Это указывает на резонансную природу возбуждения таких колебаний (с  $k_t \parallel \nabla n_e$ ), т.е. за счет линейной трансформации греющего излучения в плазменные волны. Вместе с тем анализ временного хода ионной и электронных компонент в спектре рас-

сеяния и оценки порога параметрической ионно-звуковой неустойчивости и уровня развития резонансного поглощения свидетельствуют о том, что плазмоны с  $k_{\perp} \parallel \nabla n_e$  имеют все-таки параметрическую природу. Что касается плазмонов, распространяющихся поперек градиента плотности ( $k_{\perp} \perp \nabla n_e$ ), то их возникновение однозначно интерпретируется как обусловленное параметрическим распадом, особенно для s-поляризации волны накачки.

В заключение данной главы следует отметить, что в настоящее время разработаны фактически два методических подхода к исследованию плазменной турбулентности по коллективному рассеянию зондирующего излучения. В случае коротковолнового греющего излучения (например, Nd-лазером), когда трудно обеспечить зондирование плазмы на частотах, во много раз превышающих частоту волны накачки, а удобно использовать, например, вторую или третью его гармонику, коллективное рассеяние ( $\alpha \geq 1$ ) реализуется при достаточно больших углах рассеяния. При таком соотношении частот накачки и зондирования возможность построения спектра турбулентности в широком диапазоне волновых чисел исследуемых волн заключается в исследовании интенсивностей обеих (стоксовой и антистоксовой) электронных компонент рассеяния зондирующего пучка вместе с антистоксовой компонентой рассеяния греющего излучения в возможно большем числе каналов. Этот подход развит и реализован в работах советских ученых [16, 17, 19, 20, 26, 27]. Другой подход, развитый в работах [22–25, 28, 32] канадских исследователей, удобен для исследований турбулентности, созданной длинноволновым излучением (например, CO<sub>2</sub>-лазера). При этом легко создать зондирующее излучение, во много раз превышающее по частоте накачку (например, гармоники Nd-лазера), при котором условие коллективного рассеяния  $\alpha \geq 1$  реализуется лишь для весьма малых углов рассеяния. В этом случае именно малые углы рассеяния дают возможность анализа волн в широком диапазоне волновых чисел, поскольку этот диапазон может быть легко обеспечен достаточно небольшим изменением угла наблюдения, например в пределах апертуры передающей оптики.

При характерных электронных температурах  $T_e \approx 0,5 \div 1$  кэВ, которые реализуются в лазерной плазме, максимум собственного излучения плазмы приходится на область мягкого рентгеновского излучения:  $(h\nu)_{\max} \approx 2T_e \approx 1 \div 2$  кэВ (рис. 5.1) [1]. Однако весь спектр лазерной плазмы охватывает область от единиц электронвольт до сотен килоэлектронвольт. Рентгеновское излучение, как непрерывное, так и линейчатое, несет богатую информацию о параметрах плазмы и протекающих в ней процессах. При этом важным средством диагностики являются рентгеноспектральные методы, обсуждаемые в данной главе. (Методам исследования пространственных и энергетических характеристик рентгеновского излучения плазмы посвящены гл. 6 и п. 9.2.2 соответственно.) Так, при максвелловском распределении

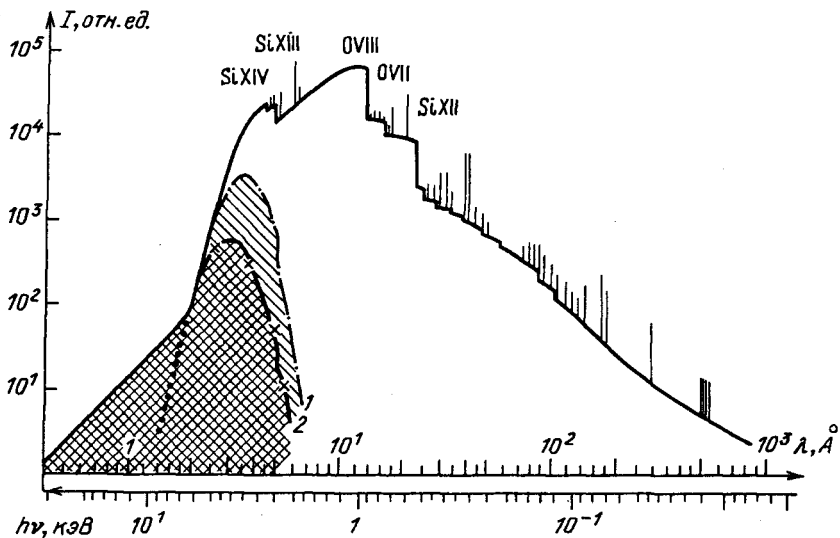


Рис. 5.1. Примерная форма спектра рентгеновского излучения плазмы для мишени из  $\text{SiO}_2$  при  $T_e \approx 0,5$  кэВ. Показаны рекомбинационные скачки для ионов кремния и кислорода, связанные с рекомбинацией электронов в основном состоянии, линейчатое излучение, а также отклонение спектра от максвелловского, связанное с наличием "быстрых" электронов. 1 и 2 – спектр излучения, прошедшего сквозь Be-фильтры толщиной соответственно 100 и 200 мкм [1]



электронов по скоростям имеется возможность определения электронной температуры плазмы  $T_e$  по спектру непрерывного излучения. Такие измерения при наличии пространственного разрешения по плазменной короне и калибровки на число испускаемых рентгеновских квантов позволяют определять пространственные распределения электронной температуры и плотности в плазме (см. § 6.6).

С другой стороны, явления в лазерной плазме (резонансное поглощение, параметрические и гидродинамические неустойчивости, спонтанные магнитные поля и др.) могут приводить к генерации "быстрых" электронов [2], которые вызывают отклонение спектра рентгеновского излучения от теплового в области больших энергий квантов (рис. 5.1). Вид распределения электронов по скоростям, в частности наличие "быстрых" электронов, влияет на электронную теплопроводность и на весь процесс нагрева и сжатия мишеней. Необходимые данные об эффективной температуре "быстрых" электронов, их энергии и количестве также можно получить по спектральным измерениям непрерывного рентгеновского излучения.

Другим важным источником информации о параметрах плазмы является линейчатое рентгеновское излучение. Методы исследования линейчатого спектра высокотемпературной плазмы и диагностика на их основе плазменных параметров являются в настоящее время хорошо развитой областью физики плазмы, которой посвящены подробные обзоры (см., например, [3, 4]). Поэтому в данной главе основное внимание уделяется рентгеноспектральной диагностике непрерывного излучения и даются лишь общие представления о диагностике плазмы по линейчатому излучению.

## § 5.1. Методы исследования спектрального распределения непрерывного рентгеновского излучения

**5.1.1. Регистрация с разложением в спектр и в дискретных интервалах.** Разработанные к настоящему времени методы исследования спектра непрерывного рентгеновского излучения условно можно разделить на прямые и непрямые. К прямым следует отнести методы, основанные на непосредственном разложении рентгеновского излучения в спектр с помощью диспергирующих элементов либо на измерении спектральной интенсивности в дискретных узких интервалах. Оба эти метода подробно описаны в п. 9.2.2, посвященном измерениям баланса энергии, поскольку их реализация дает возможность получить информацию о спектрально-энергетических характеристиках рентгеновского излучения в достаточно широком спектральном диапазоне, в котором, согласно современным представлениям, может быть заключена значительная (и даже основная) доля поглощенной плазмой лазерной энергии. Отметим, что в первом методе в качестве диспергирующих приборов используются спектрографы с дифракционными решетками скользящего падения [5–8] и с пропускающими дифракционными решетками [9–13], обеспечивающие достаточную обзорность спектра от единиц до сотен ангстрем, а для регистрации излучения применяются рентгеновские фотоэмульсии [5–7, 10, 11, 13] и микроканальные детекторы [8, 13]. Во втором методе дискретные узкие спектральные интервалы выделяются посредством  $K$ -краевых фильтров и регистрируются отдельными детекторами, например фотодиодами. Такие многоканальные измери-

тельные системы, называемые спектрометрами Данте, обычно работают в диапазоне 5–100 Å [9, 14, 15].

Реализация обоих методов требует абсолютной калибровки аппаратуры на специальных источниках рентгеновского излучения с контролируемыми спектральными и энергетическими характеристиками и представляет собой довольно трудоемкую задачу. Кроме того, оба метода неработоспособны в области  $\lambda < 5 \text{ \AA}$  ( $h\nu > 2 \text{ кэВ}$ ), которая является наиболее важной для определения электронной температуры плазмы и наличия жесткой компоненты ( $h\nu > 10 \text{ кэВ}$ ) (см. рис. 5.1). Поэтому на практике широкое применение нашли не прямые методы исследования рентгеновского континуума. К ним относятся метод ядерной эмульсии и метод поглотителей.

**5.1.2. Метод ядерной эмульсии.** В основе метода лежит измерение пробегов фотоэлектронов в фотоэмульсии и определение таким образом их энергии [16–19]. При этом слой ядерной эмульсии толщиной 50 мкм является слоем почти полного поглощения и эффективность регистрации рентгеновских квантов, испускаемых плазмой, близка к 100%. Основным видом взаимодействия рентгеновского излучения лазерной плазмы с веществом ядерной эмульсии является фотоэффект на атомах серебра и брома. Поэтому энергия кванта  $h\nu = \epsilon_{\phi} + \epsilon_{ei}$ , где  $\epsilon_{\phi}$  – энергия регистрируемого фотоэлектрона, а  $\epsilon_{ei}$  – энергия связи электрона на соответствующей оболочке. Отсюда становится очевидным один из недостатков данного метода – неоднозначность получаемых результатов. Действительно, экспериментально определяется лишь спектр фотоэлектронов, а так как процесс фотопоглощения квантов веществом ядерной эмульсии может происходить на различных электронных оболочках, то восстановить спектр рентгеновского излучения по спектру фотоэлектронов оказывается возможным лишь при наличии дополнительной информации об искомом спектре. В таком случае данный метод позволяет в принципе измерить энергию отдельного рентгеновского кванта. Другим существенным недостатком метода ядерных эмульсий является чрезвычайно трудоемкая процедура обработки экспонированного фотоматериала, связанная с подсчетом и промером треков фотоэлектронов [16–19].

**5.1.3. Метод поглотителей.** Наиболее широкое применение при исследовании спектра непрерывного рентгеновского излучения плазмы получил метод поглотителей [20], который состоит в том, что исследуется кривая ослабления рентгеновского излучения в веществе, т.е. зависимость энергии (или числа квантов) излучения, прошедшего сквозь слой поглотителя, от толщины этого слоя. Фактически определяются отношения энергий (или чисел квантов) рентгеновского излучения, прошедших через фильтры разной толщины.

*Диагностика температуры тепловых и "горячих" электронов.* Для определения указанных параметров экспериментально измеренные отношения сравниваются с теоретически рассчитанными (в предположении максвелловского распределения электронов по скоростям) для различных значений электронной температуры. Как известно, в таком случае эти отношения являются функцией только электронной температуры. Действительно, спектральная плотность энергии тормозного и рекомбинационного излучений для длин волн  $\lambda < \lambda_1$  ( $\lambda_1$  – длина волны первого рекомбина-

ционного скачка излучающего вещества) имеет вид [21]

$$I_\lambda \sim \frac{1}{\lambda^2} C_{f,fb}(T_e) e^{-12,4/(\lambda T_e)}, \quad (5.1)$$

где  $\lambda$  – длина волны в ангстремах,  $T_e$  – электронная температура в килоэлектронвольтах,  $C_{ff}(T_e)$  и  $C_{fb}(T_e)$  – не зависящие от длины волны излучения множители для свободно-свободных и свободно-связанных переходов. Тогда отношение энергий излучения, прошедших через фильтры с толщинами  $\delta_i$  и  $\delta_j$ , выражается в виде

$$\frac{E_i}{E_j}(T_e) = \frac{\int_0^{\lambda_1} \lambda^{-2} \exp\left(-\frac{12,4}{\lambda T_e} - k(\lambda) \delta_i\right) d\lambda}{\int_0^{\lambda_1} \lambda^{-2} \exp\left(-\frac{12,4}{\lambda T_e} - k(\lambda) \delta_j\right) d\lambda}, \quad (5.2)$$

где  $k(\lambda)$  – зависящий от длины волны коэффициент поглощения рентгеновского излучения в материале фильтров.

Отношение  $\frac{E_i}{E_j}(T_e)$ , рассчитанные по формуле (5.2) для различных толщин бериллиевых фильтров, приводятся, например, в [22]. Они могут быть использованы в методе поглотителей при измерениях с детекторами, сигнал которых пропорционален энергии рентгеновского излучения в широком диапазоне изменения энергии квантов. К таким детекторам относится, в частности, сцинтилляционный (см. п. 5.2.2). При использовании в качестве детектора рентгеновской фотоэмульсии следует иметь в виду, что ее почернение определяется не энергией, а числом квантов излучения. Поэтому при реализации метода поглотителей в таком случае необходимо использовать отношения чисел квантов, рассчитанные, как это было сделано в [23, 24], по следующей формуле:

$$\frac{N_i}{N_j}(T_e) = \frac{\int_0^{\lambda_1} \lambda^{-1} \exp\left(-\frac{12,4}{\lambda T_e} - k(\lambda) \delta_i - k_{\text{ФМ}} \lambda\right) d\lambda}{\int_0^{\lambda_1} \lambda^{-1} \exp\left(-\frac{12,4}{\lambda T_e} - k(\lambda) \delta_j - k_{\text{ФМ}} \lambda\right) d\lambda}, \quad (5.3)$$

где  $k_{\text{ФМ}} \approx 4,3 \cdot 10^{-2}$  – коэффициент, учитывающий спектральную чувствительность фотоэмульсии. Выражения  $k(\lambda)$  для различных поглотителей, и в частности для бериллия, брались из [25].

Сравнение экспериментально измеренных и вычисленных по формулам (5.2), (5.3) отношений энергий (или чисел квантов) либо построенных с их помощью экспериментальной и расчетной кривых ослабления излучения в веществе фильтра позволяет определить электронную температуру плазмы, если измеренная кривая совпадает с рассчитанной при некотором значении температуры. В таком случае имеет место максвелловское распределение электронов по скоростям с соответствующим значением "тепловой" температуры. Если же нет совпадения экспериментальной кривой с расчетной ни при одном значении температуры, то это свидетельствует об отклонении

распределения электронов от максвелловского. При этом сопоставление кривых позволяет оценить эффективную температуру быстрых, или, как еще говорят, горячих электронов. Конкретная реализация диагностики температуры тепловых и горячих электронов будет проиллюстрирована в п. 5.2.6.

Отметим лишь, что наиболее удобны для использования в качестве поглотителей в данном методе тонкие бериллиевые фольги. Это связано с тем, что скачок пропускания  $\text{Be}$  соответствует длине волны  $\lambda_{1 \text{ пр}} \approx 113 \text{ \AA}$ , а в области  $\lambda < \lambda_{1 \text{ пр}}$  коэффициент пропускания имеет вид гладкой функции, плавно возрастающей в сторону коротких длин волн. Кроме того, в указанном диапазоне из всех твердых веществ  $\text{Be}$  обладает наибольшим пропусканием, что позволяет использовать для сравнительно мягких квантов поглотители достаточно большой толщины, удобные для изготовления и применения и в то же время непрозрачные для излучения видимого диапазона. Так, для толщины 25 мкм граничная энергия отсечки  $\text{Be}$ -фильтра по уровню  $1/e$  составляет 1,3 кэВ, а для толщины 2,5 мм — 7 кэВ. При переходе к большим энергиям отсечки целесообразно использовать, например,  $\text{Al}$ -поглотители в сочетании с  $\text{Be}$ -фильтром достаточной толщины для перекрытия окна пропускания  $\text{Al}$  в области 1,5 кэВ [23, 24].

Важнейшими преимуществами метода поглотителей являются простота техники эксперимента и возможность применения различных типов детекторов, вследствие чего рабочий спектральный диапазон данного метода практически неограничен. В § 5.2 будут обсуждены особенности различных детекторов рентгеновского излучения и проанализированы их сравнительные характеристики, что необходимо для корректной реализации метода поглотителей.

*Восстановление формы спектра непрерывного рентгеновского излучения.* Получаемые методом поглотителей кривые ослабления рентгеновского излучения в веществе непосредственно не дают самого спектра этого излучения. Теоретически связь между спектром и кривой ослабления взаимнооднозначная, однако восстановление спектра по кривым ослабления, т.е. решение обратной задачи, представляет определенные трудности. Ниже обсуждаются разработанные способы решения этой задачи.

Пусть  $S(\lambda)$  — спектральная плотность числа квантов (или энергии излучения),  $M(x)$  — кривая ослабления, т.е. коэффициент пропускания исследуемого излучения в зависимости от толщины фильтра,  $K(\lambda, x)$  — матрица коэффициентов ослабления монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda$  детекторами толщиной  $x$ . Тогда

$$M(x) = \int_0^x K(\lambda, x) S(\lambda) d\lambda. \quad (5.4)$$

Это уравнение представляет собой линейное интегральное уравнение Фредгольма первого рода. Задача о нахождении  $S(\lambda)$  по известным  $M(x)$  и  $K(\lambda, x)$  относится к классу математически некорректных задач. Методы, разработанные для решения этих задач А.Н. Тихоновым (см., например, [26]), не дают в данном случае удовлетворительных результатов по той причине, что  $K(\lambda, x)$  и  $S(\lambda)$  очень сильно зависят от  $\lambda$  (т.е.  $\partial K/\partial \lambda$  и  $\partial S/\partial \lambda$  велики). Поэтому введение большого параметра регуляризации приводит к решениям, весьма далеким от истинного; при малом параметре регуляризации не удается получить устойчивого решения.

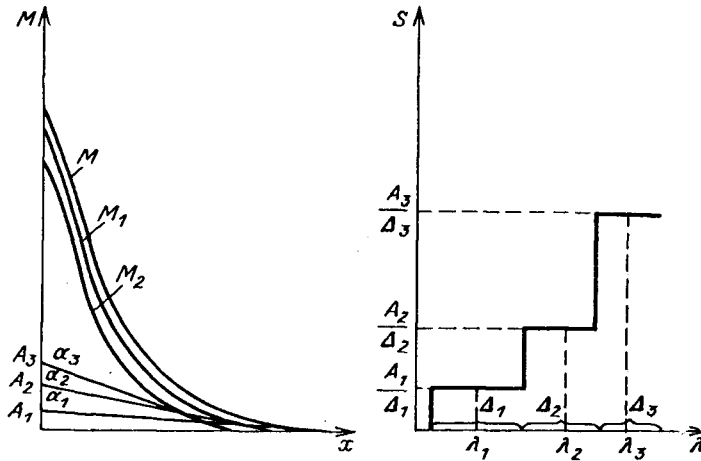


Рис. 5.2. Восстановление спектра рентгеновского излучения по кривым ослабления методом эффективных энергий [27]

В работе [27] был разработан графический метод, названный ее авторами методом эффективных энергий. Сущность его сводится к следующему. К кривой  $M(x)$  проводится касательная  $\alpha_1(x)$  в точке с наибольшим значением  $x$  (рис. 5.2) и определяется значение  $\lambda_1$  такого монохроматического излучения, которое дает кривую ослабления  $\alpha_1(x)$ . Точка  $A_1$  пересечения  $\alpha_1(x)$  с осью ординат определяет относительный вклад излучения с  $\lambda_1$  в общий спектр. Затем производится графически вычитание:  $M(x) - \alpha_1(x) = M_1(x)$ . Полученная кривая  $M_1(x)$  подвергается той же операции, что и  $M(x)$ , в результате чего получают прямую  $\alpha_2(x)$ , значения  $\lambda_2$  и  $A_2$ . Затем строится кривая  $M_2(x) = M_1(x) - \alpha_2(x)$  и т.д. В итоге получается искомый спектр в виде гистограммы. Сравнение восстановленного таким образом спектра со спектром, полученным при обработке ядерной эмульсии в экспериментах [23], дало хорошее совпадение, что свидетельствует о применимости данного метода. Однако метод эффективных энергий обладает рядом существенных недостатков: число зон на гистограмме определяется характером спектра и не может варьироваться, при малой кривизне функции  $M(x)$  погрешность восстановления резко возрастает, увеличение числа каналов регистрации (т.е. уточнение зависимости  $M(x)$ ), начиная с некоторого момента, уже не приводит к увеличению точности результата. Это означает, что возможности метода эффективных энергий ограничены, и заставляет искать другие способы восстановления спектра. Одним из таких способов является итерационный алгоритм Тараско [28]. Идея этого алгоритма состоит в том, что исследуемый спектральный диапазон разбивается на  $l + 1$  интервалов, а кривая ослабления — на  $m + 1$  интервалов, интегральное уравнение (5.4) заменяется системой линейных уравнений

$$M_j = \sum_{i=0}^l K_{ji} S_i \Delta_i \quad (j = 0, 1, 2, 3, \dots, m). \quad (5.5)$$

Здесь  $K_{ji}$  имеет смысл коэффициента ослабления излучения спектральной интенсивности  $S_i$  спектрального диапазона  $\Delta_i$   $j$ -м каналом регистрации, на выходе которого имеем сигнал  $M_j$ . Но с точки зрения теоретико-вероятностного подхода можно считать, что  $K_{ji}$  есть условная вероятность срабатывания  $j$ -го канала регистрации при условии, что плазма излучает фотон с энергией, лежащей в  $i$ -м спектральном интервале. (При этом подразумевается, что  $M_j$  и  $S_i$  отнормированы таким образом, что  $\sum_{j=0}^m M_j = 1$ ,  $\sum_{i=0}^l S_i \Delta_i = 1$ .) Тогда по формуле Байеса вероятность того, что фотон испущен в спектральном интервале  $p$  при условии, что он зарегистрирован  $j$ -м детектором, равна

$$K_{pj} = \frac{K_{jp} S_p \Delta_p}{\sum_{i=0}^l K_{ji} S_i \Delta_i}. \quad (5.6)$$

Полная вероятность того, что фотон испущен в спектральном  $p$ -м интервале,

$$S_p \Delta_p = \sum_{j=0}^m K_{pj} M_j = \sum_{j=0}^m M_j (K_{jp} S_p \Delta_p / \sum_{i=0}^l K_{ji} S_i \Delta_i). \quad (5.7)$$

Исходя из этого, строится процесс последовательных приближений. Переход от  $n$ -й к  $(n+1)$ -й итерации осуществляется по формуле

$$S_i^{(n+1)} \Delta_i = \sum_{j=0}^m M_j (K_{ji} S_i^{(n)} \Delta_i / \sum_{i=0}^l K_{ji} S_i^{(n)} \Delta_i). \quad (5.8)$$

Обозначая  $\sum_{i=0}^l K_{ji} S_i^{(n)} \Delta_i = R_j^{(n)}$ , получаем формулу (5.8) в виде

$$S_i^{(n+1)} \Delta_i = S_i^{(n)} \Delta_i \sum_{j=0}^m (M_j / R_j^{(n)}) K_{ji}. \quad (5.9)$$

В реальном эксперименте величины  $M_j$ ,  $R_j^{(n)}$ ,  $K_{ji}$  не отнормированы, и для практических целей удобно привести формулу (5.9) к такому виду, чтобы в нее можно было подставлять экспериментальные значения непосредственно. Поскольку отношение  $M_j / R_j^{(n)}$  от нормировки этих величин не зависит, остается отнормировать только  $K_{ji}$ . Таким образом, формула (5.9) приобретает вид

$$S_i^{(n+1)} \Delta_i = S_i^{(n)} \Delta_i \left( \sum_{j=0}^m \frac{M_j}{R_j^{(n)}} S_i^{(n)} \Delta_i \frac{K_{ij}}{R_j^{(n)}} \right) \left( \sum_{j=0}^m S_i^{(n)} \Delta_i \frac{K_{ji}}{R_j^{(n)}} \right)^{-1}. \quad (5.10)$$

Укажем на важное преимущество метода Тараско. В отличие от методов, основанных на непосредственном решении уравнения (5.4), он не требует применения фильтров только из одного материала или детекторов только одного типа, так как для определения коэффициентов системы (5.5) непрерывность функций  $M(x)$  и  $K(\lambda, x)$  не требуется. Поскольку используемые в экспериментальной практике детекторы и фильтры обладают

каждый своими недостатками и лишь комплексное применение различных детекторов и фильтров позволяет компенсировать недостатки одних с помощью других (см. § 5.2), то указанное преимущество позволяет значительно расширить область применения методов восстановления спектра по кривым ослабления.

Формула (5.10) приведена в работе [29], где проводились расчеты рентгеновских спектров лазерной плазмы по экспериментальным данным, полученным в Ливерморской лаборатории им. Лоуренса (США). Исследование соответствия восстановленного спектра истинному было проведено в работе [30] посредством тестовых расчетов применительно к экспериментальным условиям, реализующимся на установке "Кальмар" при облучении оболочечных мишеней [23, 31]. При одновременном использовании пленочных и сцинтилляционных детекторов для мягкой и жесткой частей спектра соответственно коэффициенты  $K_{ji}$  выражаются следующим образом:

$$K_{ji} = \frac{1}{\lambda^\beta} \frac{\exp(-K_i^{Al} \delta_j^{Al} - K_i^{Be} \delta_j^{Be})}{\sum_{i=0}^l \frac{1}{\lambda_i^\beta} \exp(-K_i^{Be} \delta_0^{Be})}. \quad (5.11)$$

Здесь  $\lambda_i$  (Å) — длина волны излучения в  $i$ -м диапазоне спектра;  $K_i^{Al}$ ,  $K_i^{Be}$  — линейные коэффициенты ослабления излучения в алюминии и бериллии соответственно;  $\delta_j^{Al}$ ,  $\delta_j^{Be}$  — толщины алюминия и бериллия;  $\delta_0^{Be}$  — толщина бериллиевого фильтра, для которого принимается  $M_j = 1$  (400 мкм). Введение такого "нулевого" фильтра обусловлено тем обстоятельством, что сигнал на выходе пленочного детектора пропорционален числу поглощенных квантов, а на выходе сцинтилляционного — поглощенной энергии. Поэтому имеет смысл объединить в одной задаче не сами сигналы, а отношения сигналов, зарегистрированных детекторами за фильтрами данной толщины, к сигналам, зарегистрированным детекторами того же типа за "нулевым" фильтром. По этой же причине в формулу (5.11) необходимо ввести показатель степени  $\beta$ . Полагая для фотопленок  $\beta = 0$ , а для сцинтилляторов  $\beta = 1$ , получаем искомый спектр  $S_i$  в числах квантов, приходящихся на единичный спектральный интервал.

Далее для практической реализации итерационного метода восстановления спектра в [30] были решены следующие вопросы: установлены границы восстанавливаемого спектра ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  в формуле (5.4)); определено число поддиапазонов ( $l + 1$  в системе (5.5)); обозначены узлы интерполяции  $\lambda_i$ ; определен способ разделения спектрального диапазона ( $\lambda_1, \lambda_2$ ) на поддиапазоны (т.е. установлены значения  $\Delta_i$ ); выбрано нулевое приближение  $S_i^0$ ; установлены критерии совпадения восстановленного спектра с истинным. Для иллюстрации работоспособности итерационного метода в [30] было сделано 10 тестовых расчетов, результаты одного из которых приведены на рис. 5.3. Расчеты проводились следующим образом. Задавался произвольный спектр рентгеновского излучения  $S_i^{00}$  и для него вычислялись значения

$$M_j = \sum_{i=0}^l K_{ji} S_i^{00} \Delta_i.$$

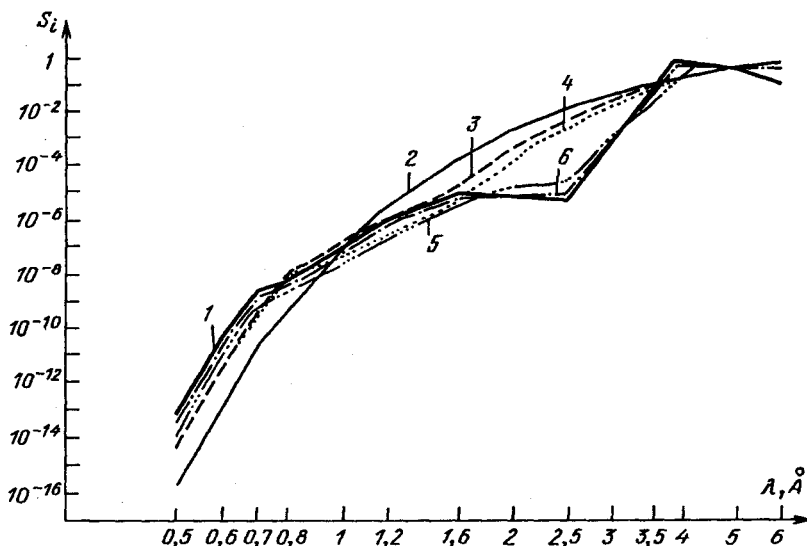


Рис. 5.3. Один из тестовых расчетов "восстановления" спектра по кривой ослабления при заданном произвольном спектре (1); 2 – нулевое приближение; 3, 4, 5 и 6 – спектры, полученные в результате 1, 2, 10 и 30-й итераций соответственно [30]

Затем по определенным  $M_j$  восстанавливался спектр итерационным методом. Поскольку "восстанавливаемый" спектр известен, то можно было наблюдать динамику метода, т.е. приближение восстанавливаемого спектра к истинному по мере увеличения номера итерации (рис. 5.3). Видно, что для спектра, заданного на рис. 5.3, спектр, полученный в результате 30-й итерации, практически повторяет заданный. Кроме того, в работе [30] показана устойчивость решения, полученного данным итерационным методом. Таким образом, на основании численных исследований, проведенных в [30], можно утверждать, что описанный выше алгоритм позволяет с точностью, достаточной для практических целей, восстанавливать спектр непрерывного рентгеновского излучения лазерной плазмы по кривым ослабления.

## § 5.2. Детекторы рентгеновского излучения и их применение

В настоящее время в экспериментальной практике широко применяются различные типы детекторов, чувствительных к рентгеновской области спектра. К ним относятся: специальные фотоэмульсии без защитного покрытия (ФЭ); ядерные эмульсии (ЯЭ); сцинтилляционные (СД), термолюминесцентные (ТЛД), полупроводниковые (ППД) и микроканальные (МКД) детекторы; приборы с зарядовой связью (ПЗС); вакуумные рентгеновские диоды (ВРД); рентгеновские электронно-оптические преобразователи (РЭОП). Указанные детекторы обладают определенными особенностями, что связано с различием процессов, протекающих в них под действием рентгеновского излучения. Каждый из перечисленных выше



детекторов лишь в определенном ограниченном спектральном диапазоне можно приближенно считать идеальным, т.е. таким, у которого сигнал на выходе линейно зависит от числа квантов или энергии попавшего на детектор излучения. У всех детекторов на сигнал в большей или меньшей степени влияют энергия кванта регистрируемого излучения, пробег вторичных электронов и их линейная плотность ионизации, объемная плотность поглощенной в объеме детекторов энергии и эффективность регистрации. Точный учет влияния всех этих факторов достаточно сложен. Поэтому к данным, полученным только от одного детектора, следует относиться с осторожностью, и лишь комплексное применение нескольких детекторов в одном эксперименте позволяет, во-первых, скомпенсировать "неидеальность" одного детектора с помощью другого и, во-вторых, расширить спектральный диапазон регистрации. Кроме того, обеспечить при исследовании рентгеновского излучения плазмы одновременно спектральное, пространственное и временное разрешение можно лишь при использовании нескольких различных типов детекторов. Ниже будут рассмотрены применяемые на практике детекторы рентгеновского излучения, их свойства и особенности использования.

**5.2.1. Фотоэмульсионный детектор.** Для регистрации мягкого рентгеновского излучения широкое применение нашли специальные фотоэмульсии. В СССР для ВУФ- и МР-областей спектра изготавливаются различные типы фотопленок: УФ-2Т, УФ-Р, УФ-4, УФ-ВЧ, УФ-ВР, УФ-Ш, УФ-ШС и др.

Чувствительность фотоматериалов определяется как собственной чувствительностью и размером зерен  $\text{AgBr}$ , так и поглощением в желатине и прозрачностью самих зерен  $\text{AgBr}$ . Поглощение излучения как в желатине, так и в бромистом серебре на длинах порядка нескольких микрон, т.е. в толщине эмульсии, сильно меняется в области  $1,5-24 \text{ \AA}$ . В длинноволновой части излучения коэффициент поглощения в желатине велик и составляет  $k \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$  при  $\lambda = 20 \text{ \AA}$  [3]. У нижней границы этой области желатина уже практически прозрачна, но одновременно становятся прозрачными и светочувствительные микрокристаллы  $\text{AgBr}$ , имеющие размеры  $0,5-1,5 \text{ мкм}$ . В интервале длин волн  $5-10 \text{ \AA}$ , где поглощением в желатине можно пренебречь, относительная чувствительность фотомате-

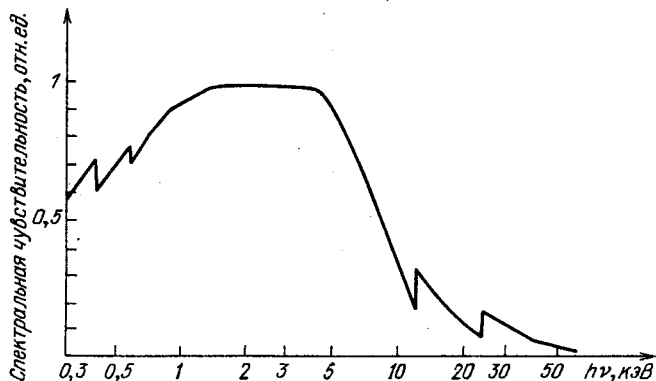


Рис. 5.4. Расчетная кривая спектральной чувствительности рентгеновской фотоэмульсии [32]

риалов различных типов должна определяться размером зерен в эмульсионном слое и их концентрацией. Увеличение чувствительности фотоматериалов в коротковолновой области может быть достигнуто увеличением размеров микрокристаллов, повышением их концентрации в эмульсии и увеличением толщины фотослоя. Расчет чувствительности рентгеновской фотоэмульсии в широком спектральном диапазоне с учетом ее элементного состава проведен в [32] (рис. 5.4). Изрезанность полученной кривой связана со скачками пропускания кислорода, азота и углерода на длинах волн 23, 30 и 43 Å соответственно.

Наилучшими параметрами для МР-излучения обладает, по-видимому, фотоэмульсия УФ-ВР, которая при значительной толщине фотослоя имеет микрокристаллы большой площади. Эта фотоэмульсия, а также пленки УФ-ВЧ и УФ-Р исследовались в [33] на длине волны  $\lambda = 8,2 \text{ \AA}$ ; сравнительные их характеристики приведены в табл. 5.1. Характеристические кривые пленок также строились на этой длине волны, даваемой рентгеновской трубкой ( $\text{Al } K_{\alpha}$ ).

На начальном участке (вплоть до  $D \approx 0,5 \div 0,6$ ) зависимость почернения фотоэмульсии УФ-ВР от экспозиции хорошо подчиняется линейному закону, что соответствует общей теории фотографического процесса для регистрации рентгеновского излучения [34], а также согласуется с данными других работ (см., например, [35]). При увеличении почернения до  $D \approx 0,8 \div 0,9$  отклонение зависимости от линейной не превышает 20% [33].

Удобный способ калибровки рентгеновских пленок и построения характеристических кривых для монохроматического излучения в широком спектральном диапазоне реализован в [36]. Пучок синхротронного излучения (ускоритель электронов С-60, ФИАН) [37] разлагался в спектр с помощью спектрографа на основе пропускающей дифракционной решетки [13, 38] и регистрировался на исследуемую фотоэмульсию при различных дозах, набираемых в сериях рабочих циклов ускорителя. При этом барабанная конструкция кассеты позволяла получать восемь спектрограмм без нарушения вакуума в спектрографе. Микрофотометрическая обработка спектрограмм при каждом значении  $\lambda$  позволяла построить характеристические кривые (для этих значений  $\lambda$ ) во всем рабочем диапазоне спектрографа (3–300 Å). Абсолютная чувствительность пленки определялась на основании данных по спектральной плотности энергии калиброванного пучка синхротронного излучения [37] и пропусканию дифракционной решетки. На рис. 5.5 приведены характеристические кривые пленки УФ-ШС. Видны различие коэффициента контрастности при изменении длины волны

Таблица 5.1

Тип материала	Толщина слоя, мкм	Площадь кристалла, мкм <sup>2</sup>	Относительная чувствительность	Коэффициент контрастности
УФ-2Т	10–12	0,1	0,2	1,7
УФ-Р	10–12	0,4	1,0	1,2–1,7
УФ-ВЧ	3–5	1,2–1,4	2,5	1,5
УФ-ВР	10–12	1,2–1,4	4,0	1,6–1,7

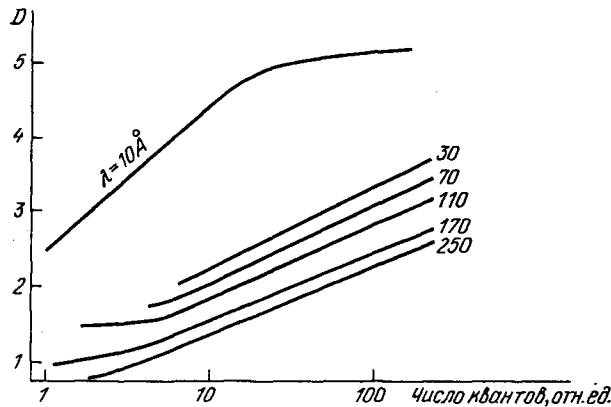


Рис. 5.5. Характеристические кривые рентгеновской фотоэмульсии УФ-ШС для различных длин волн [36]

( $\gamma_1 \approx 0,9$  при  $\lambda_1 = 250 \text{ \AA}$  и  $\gamma_2 \approx 1,3$  при  $\lambda_2 = 10 \text{ \AA}$ ) и насыщение эмульсии при почернениях  $D > 4,5$ . Спектральную чувствительность данной эмульсии можно определить из кривых рис. 5.5, проведя прямую  $D = 1$ . Отметим, что с помощью данной методики на синхротроне может быть проведена калибровка спектральной чувствительности и функции отклика практически любого детектора МР-излучения.

Пленочные детекторы, использующиеся при реализации метода поглотителей, выполняются по многоканальной схеме. Так, детектор в экспериментах [23] имел блок поглотителей с набором бериллиевых фильтров с толщинами, возрастающими на 100 мкм, от 300 до 3800 мкм. Таким образом, число каналов регистрации в каждом детекторе составляло 36. Граничные энергии отсежки для бериллиевых поглотителей с толщинами 300 и 3800 мкм составляют по уровню  $1/e$  (т.е. энергия рентгеновских квантов, число которых уменьшается в  $e$  раз при прохождении фильтра данной толщины) 3,3 и 8,2 кэВ, а по уровню  $1/100$  соответственно 2,1 и 5 кэВ. При этом вклад линейчатого излучения плазмы стеклянных оболочечных мишеней ( $\lambda[\text{Ly}_\alpha \text{O}^{7+}] \approx 19 \text{ \AA}$ ,  $\lambda[\text{Ly}_\alpha \text{Si}^{13+}] \approx 6,2 \text{ \AA}$ ) в почернение пленки даже для самого тонкого поглотителя был мал. Экспериментальные точки, полученные с помощью данного детектора в [23], приведены на рис. 5.7а. Видно соответствие полученных данных в указанном диапазоне энергий квантов максвелловскому распределению электронов с температурой около 0,5 кэВ.

Легко достижимая многоканальность является одним из достоинств пленочных детекторов, обладающих, однако, существенным недостатком — невозможностью регистрации с помощью таких детекторов квантов с энергиями больше 10 кэВ, что связано с резким падением квантовой чувствительности фотослоев пленки из-за уменьшения объемного коэффициента поглощения излучения этого спектрального диапазона. Таким образом, диапазон спектра рентгеновского излучения, регистрируемый каждым каналом детектора, ограничивается с коротковолновой стороны пределом квантовой чувствительности используемой рентгеновской пленки,

а с длинноволновой стороны – граничной энергией отсечки поглотителя, установленного в данном канале регистрации.

**5.2.2. Сцинтилляционный детектор.** Принцип действия этого типа рентгеновских детекторов основан на высвечивании сцинтиллятора в длинноволновой (видимой) области спектра под действием квантов рентгеновского излучения. Свечение сцинтиллятора может далее регистрироваться любым чувствительным приемником. Поскольку конверсионные эффективности существующих сцинтилляторов невелики (порядка  $10^{-2}$ ), то для обеспечения достаточной чувствительности аппаратуры наиболее часто применяются фотоумножители, дающие коэффициенты усиления до  $10^7$ . При использовании быстрых сцинтилляторов (с временами высвечивания в несколько десятых долей наносекунды) и быстрых фотоумножителей можно обеспечить временное разрешение (см. п. 5.2.7).

Существенной особенностью сцинтилляционных детекторов является возможность регистрации квантов с энергией  $h\nu > 7$  кэВ, недоступных измерению пленочными (фотоэмульсионными) детекторами. Фактически максимальная энергия регистрируемых квантов определяется толщиной сцинтиллятора и может достигать сотен килоэлектронвольт, охватывая всю необходимую для исследований по ЛТС жесткую часть спектра. Для обеспечения многоканальности регистрации, необходимой при реализации метода поглотителей, в случае использования одного фотоумножителя разделение импульсов в разных каналах может быть обеспечено различной длиной световодов от сцинтилляторов до умножителя. Так, в экспериментах [23, 24, 31] каждый канал регистрации многоканального сцинтилляционного детектора состоял из пластического сцинтиллятора (*p*-терфенил на основе полистирола с добавкой РОРОР), перекрываемого комбинацией поглотителей, гибкого световода и набора нейтральных светофильтров, обеспечивающих необходимый динамический диапазон детектора. Сигналы всех трех каналов регистрировались общим фотоумножителем ФЭУ-30 и осциллографом БЛОР-02 при различной длине гибких световодов. Граничные энергии отсечки поглотителей в [23, 31] доходили до  $E_{1/e} \approx 29,5$  кэВ. Экспериментально определенные отношения энергий излучения, прошедшего через разные комбинации поглотителей, сравнивались с рассчитанными по формулам, аналогичным (5.2), что позволяло диагностировать излучательные свойства плазмы в более жесткой (по сравнению с пленочным детектором) части рентгеновского спектра ( $h\nu > 7$  кэВ) (рис. 5.7, в) и обнаружить немаксвелловский характер спектра.

Для использования в широком диапазоне энергий квантов, как показано в работе [39], наиболее целесообразно применение сцинтилляционных детекторов с неорганическими кристаллами CsI(Tl). За счет высоких атомного номера ( $Z_{эф} = 54$ ) и плотности ( $\rho = 4,5$  г/см<sup>3</sup>) при небольшой толщине (порядка 10 мм) они обеспечивают практически полное поглощение рентгеновского излучения в диапазоне энергий квантов  $h\nu \approx 1 \div 200$  кэВ. С помощью созданного 16-канального помехоустойчивого сцинтилляционного спектрометра с этими кристаллами на установке "Дельфин-1" обнаружено нетемпературное распределение жестких квантов в области 10–100 кэВ [39] при облучении оболочечных мишеней ( $q_0 \approx 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>). В этой работе, как и в [40], реализован другой подход к проведению многоканальных измерений. А именно, каждый канал

спектрометра имел свой фотоумножитель, а сбор информации с 16 каналов проводился автоматизированным комплексом, выполненным в стандарте КАМАК. При этом относительная калибровка каналов проводилась в реальных условиях эксперимента при облучении плоских мишеней и идентичных фильтрах во всех каналах, а абсолютная — с использованием  $\alpha$ -источника  $^{239}\text{Pu}$ . В кристалле CsI(Tl) с нормальной концентрацией активатора поглощение  $\alpha$ -частицы с энергией 5,15 МэВ эквивалентно поглощению электрона с энергией 2,6 МэВ [41]. С учетом этого, а также зависимости удельного световыхода от энергии для электронов, рентгеновских и  $\gamma$ -квантов и относительной чувствительности каналов все они были прокалиброваны в абсолютных единицах поглощенной энергии [39].

**5.2.3. Термолюминесцентный детектор.** Данный детектор представляет собой фактически "запоминающий" сцинтиллятор, который высвечивает запасенную энергию возбуждающего рентгеновского излучения при последующей термической обработке [42]. Высвечиваемая в оптическом диапазоне энергия может быть измерена с помощью специальной аппаратуры, что дает возможность с хорошей точностью определить энергию, попавшую на термолюминесцентный детектор (ТЛД) в эксперименте, причем чувствительность ТЛД не зависит от энергии кванта в диапазоне  $h\nu \approx 10^2 \div 10^7$  эВ [42].

В отличие от описанных выше пленочного и сцинтилляционного детекторов, измеряющих числа квантов и энергию излучения, прошедшего через специальные поглотители, в случае термолюминесцентных детекторов возможно измерение распределения поглощения излучения в веществе самого детектора. Для этого используется набор планарных тонких детекторов, расположенных последовательно один за другим. В частности, в экспериментах [23] толщина набора достигала 3 мм при толщине каждого детектора из LiF 350 мкм. На рис. 5.7б приведены экспериментальные точки поглощения энергии МР-излучения в детекторе из LiF, зарегистрированные в [23] при облучении стеклянной оболочечной мишени для энергий отсечки вещества ТЛД в диапазоне 5–15 кэВ.

Использование ТЛД в указанном режиме возможно лишь для достаточно жесткой части спектра с энергией квантов  $h\nu > 5$  кэВ. В мягкой области ( $h\nu < 5$  кэВ) экспериментальное исследование распределения поглощенной энергии с помощью тонких ТЛД затруднено из-за технологических трудностей изготовления детекторов толщиной в несколько микрометров. В таком случае кривые ослабления снимаются для набора поглотителей, а ТЛД используется как детектор полного поглощения. Так, по данным [43], для кванта с энергией 5 кэВ детектор полного поглощения из LiF имеет толщину всего 400 мкм. При использовании в этом режиме ТЛД, как и пленочный детектор, позволяет легко реализовать многоканальность регистрации, необходимую в методе поглотителей.

Важная особенность ТЛД по сравнению с детекторами других типов заключается в том, что отсутствие входных окон и боковых стенок у ТЛД позволяет получить детектор с эффективностью около 100% и регистрировать абсолютные значения энергии рентгеновского излучения с достаточно высокой точностью [43]. Действительно, как известно, сигнал на выходе ТЛД пропорционален плотности поглощенной энергии и не зависит от энергии кванта в широком диапазоне [42]. Необходимую же для полно-

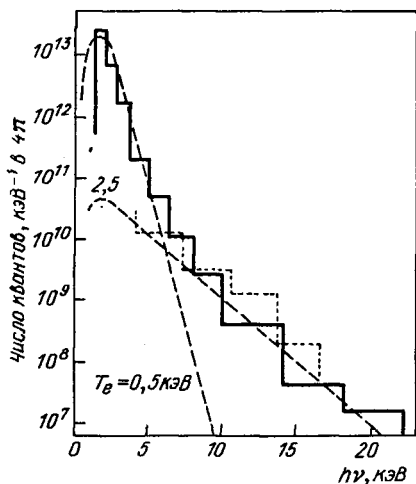


Рис. 5.6. Спектр рентгеновского излучения, прошедшего сквозь Ве-фильтр толщиной 100 мкм, восстановленный по кривым рис. 5.7 (сплошная линия) и по спектру фотоэлектронов в ядерной эмульсии (точечная линия). Для сравнения приведены расчетные спектры излучения плазмы (штриховые линии) [23] при  $T_e \approx 0,5$  кэВ и  $T_e \approx 2,5$  кэВ

го поглощения толщину можно легко получить для любой энергии кванта с помощью набора планарных детекторов. Кроме того, можно контролировать величину энергии, выходящей из боковой поверхности детектора. Поэтому наряду с калориметрами и болометрами ТЛД часто используется в абсолютных измерениях энергии рентгеновского излучения при исследовании энергетического баланса в экспериментах по ЛТС [23, 43–45] (см. п. 9.2.2).

**5.2.4. Ядерная эмульсия.** Метод построения спектра рентгеновского излучения с помощью ядерной эмульсии описан в п. 5.1.2 и состоит в определении пробегов фотоэлектронов в эмульсии [16–19]. В процедуре восстановления спектра рентгеновского излучения по спектру фотоэлектронов заключена неоднозначность, связанная с тем, что процесс фотопоглощения квантов веществом ядерной эмульсии может происходить на различных электронных оболочках. Так что для получения корректных результатов нужна дополнительная информация об искомом спектре. Тогда ядерная эмульсия позволяет измерить энергию отдельного кванта рентгеновского излучения, что невыполнимо с помощью описанных выше детекторов.

В экспериментах [23, 31] наряду с другими детекторами для спектральных измерений использовалась ядерная эмульсия Р-2Т [16–19]. Характер спектра лазерной плазмы в экспериментальных условиях [23, 31] позволял считать, что фотоэлектроны, оставляющие треки в эмульсии, образованы в основном  $L$ -оболочкой серебра (энергия связи электрона  $\epsilon_{ei} \approx 3,5$  кэВ) и частично  $L$ -оболочкой брома ( $\epsilon_{ei} \approx 1,5$  кэВ). Верхняя граница спектрального диапазона регистрации ядерной эмульсии в [23, 31] определялась максимальной энергией электронов, количество которых было достаточным для надежной регистрации. Эта энергия составила 13,5 кэВ, что соответствует квантам с энергией 17 кэВ. Спектр рентгеновского излучения, восстановленный по спектру фотоэлектронов в ядерной эмульсии для одной из мишеней, приведен на рис. 5.6. Видно согласие со спектром, полученным методом поглотителей с использованием других детекторов.

**5.2.5. Приборы с зарядовой связью.** Детекторы на основе приборов с зарядовой связью (ПЗС) широко применяются в спектроскопии видимого диапазона, что позволяет автоматизировать процедуру измерений. Значительно в меньшей степени ПЗС используются в качестве детекторов рентгеновского излучения, хотя их чувствительности распространяются до  $h\nu \approx \approx 10$  кэВ [46, 47]. Это связано прежде всего с технологическими трудностями изготовления. Толщина подложки (полупроводник  $p$ -типа,  $\text{SiO}_2$ ) выбирается из условия согласования с характерной длиной поглощения рентгеновских фотонов и составляет 15–100 Å.

Рентгеновские фотоны, поглощенные в активной зоне ПЗС, образуют электрон-дырочные пары, причем их количество составляет  $N = h\nu/3,65$ , где  $h\nu$  дано в электронвольтах. В зоне  $p-n$ -перехода каждой ячейки ПЗС-матрицы накапливается заряд, который считывается с помощью электронного устройства и записывается в память ЭВМ. В работе [46] описывается рентгеновская ПЗС-матрица с числом ячеек  $800 \times 800$ , имеющая пространственное разрешение 15 мкм (размер "кадра" по диагонали 18 мм).

Уникальными возможностями обладают ПЗС-детекторы при использовании их в качестве спектроанализирующих приборов рентгеновского излучения, не требующих диспергирующих элементов. В этом случае ПЗС-матрица равномерно облучается в течение всего времени экспозиции, причем необходимо, чтобы плотность потока не превосходила заданный уровень режима счета фотонов (когда мала вероятность попадания в одну ячейку двух фотонов). При обеспечении данного условия число образованных электронов в ячейке прямо пропорционально энергии поглощенного фотона. Считывая заряд в ячейках матрицы, можно определить функцию распределения фотонов по энергиям, т.е. восстановить спектр попавшего на ПЗС излучения. Отмечается [47], что основную погрешность в измерениях абсолютных спектральных интенсивностей вносят микротоки, генерируемые в ячейках при считывании заряда, которые снижают динамический диапазон измерения и ухудшают энергетическое разрешение. В соответствии с [47] в диапазоне 1–8 кэВ наилучшее энергетическое разрешение ПЗС-детектора составляет 200 эВ.

В экспериментах с лазерной плазмой ПЗС-детектор как спектроанализирующий прибор испытывался в работе [47]. Плазма создавалась на массивной свинцовой мишени излучением  $\text{CO}_2$ -лазера с энергией 30 Дж (плотность потока  $10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>). ПЗС-матрица (с числом ячеек  $800 \times 800$ ) располагалась на расстоянии 44 см от мишени за алюминиевым фильтром толщиной 50 мкм, который снижал интенсивность рентгеновского потока до необходимого для режима счета фотонов уровня. В результате обработки были получены спектры непрерывного рентгеновского излучения в диапазоне 2–10 кэВ, обнаружившие наличие двухтемпературного распределения ("холодная" компонента с температурой 200 эВ и "горячая" с 5 кэВ). При полученном уменьшении спектральной интенсивности излучения на шесть порядков величины в указанном энергетическом диапазоне погрешность восстановления спектра составила 30%, а при пересчете на значение температуры – 8%. В этой же работе приводятся результаты измерения линейчатого спектра  $K_\beta$ -линий для Fe, Cu и Zn.

Отметим, что в [47] спектральные исследования излучения с ПЗС-матрицей проведены без пространственного разрешения по излучающему

объекту и интегрально по времени. Двумерные же изображения плазмы, сформированные камерой-обскурой, но без спектрального разрешения (при больших потоках квантов), также получены с помощью ПЗС-матрицы в данной работе [47]. Вместе с тем представляется возможным проведение исследований рентгеновского излучения с одновременным достижением как спектрального, так и пространственного разрешения по объекту. В этом смысле двухкоординатная ПЗС-матрица представляет собой уникальный инструмент плазменной диагностики.

**5.2.6. Комплексное использование различных детекторов.** Как отмечалось выше, у каждого типа детекторов существует определенный спектральный диапазон, в котором его можно считать идеальным, когда сигнал на выходе линейно зависит от энергии или числа квантов, попавших на детектор излучения. Поэтому при исследованиях в широком диапазоне спектра целесообразно использование различных детекторов. Это позволяет скорректировать "неидеальность" одного детектора с помощью другого и предельно расширить диапазон регистрации.

Такой комплексный подход к спектральным исследованиям непрерывного рентгеновского излучения был реализован, в частности, в экспериментах [23] на установке "Кальмар", в которых одновременно использовались фотоэмульсионные (в диапазоне  $E_{1/e} \approx 3 \div 6$  кэВ), термолюминесцентные ( $E_{1/e} \approx 5 \div 15$  кэВ) и сцинтилляционные ( $E_{1/e} \approx 15 \div 27$  кэВ) детекторы и ядерная эмульсия ( $h\nu \approx 5 \div 17$  кэВ). С учетом описанных выше свойств этих детекторов ТЛД имеет преимущество перед фотоэмульсией в области  $h\nu \geq 10$  кэВ. Для получения же информации о наиболее жесткой (и менее интенсивной) части спектра ( $h\nu > 20$  кэВ) целесообразно использовать сцинтилляционный детектор, который благодаря применению фотоумножителя позволяет измерять на несколько порядков величины меньшие интенсивности излучения, чем ТЛД и фотоэмульсия. Поскольку спектральный диапазон, в котором применялись ТЛД в условиях экспериментов [23], частично перекрывался с рабочим диапазоном пленочного и сцинтилляционного детекторов, то имелась возможность уточнить калибровку этих детекторов.

В табл. 5.2 приведены расстояния датчиков от мишени, относительная экспозиция каждого из них и данные о фильтрах, стоявших перед детекторами в экспериментах [23].

На рис. 5.7 представлены экспериментальные точки, зарегистрированные в [23] с помощью фотоэмульсии (а), термолюминесцентного (б) и сцинтилляционного (в) детекторов для стеклянной оболочечной мишени диаметром  $2R_0 \approx 150$  мкм с толщиной стенки  $\Delta_0 \approx 1,3$  мкм, а также

Таблица 5.2

Наименование детектора	Расстояние от мишени, см	Относительная экспозиция	Фильтры
ФЭ	4,3	541	Ве: 400–2500 мкм
ТЛД	4,4	517	Ве: 100 мкм + LiF: 350–2900 мкм
СД	5,0	400	Ве: 400 мкм + Al: 40–3000 мкм
ЯЭ	100	1	Ве: 400 мкм



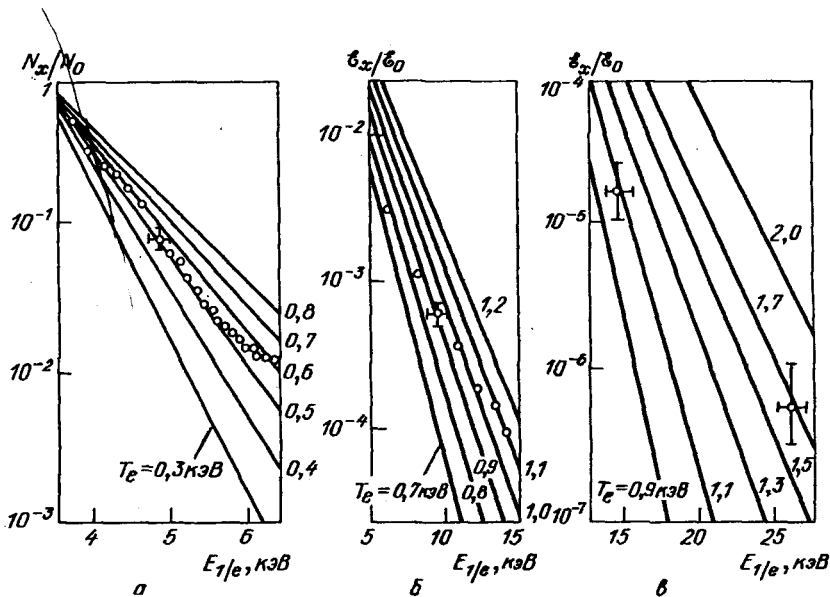
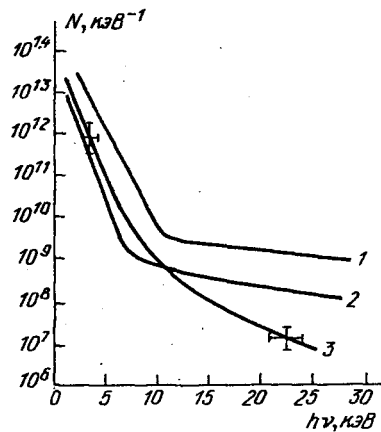


Рис. 5.7. Относительное число квантов (а) и относительная энергия (б, в) рентгеновского излучения в зависимости от энергии отсечки фильтров в различных детекторах, примененных в [23], для стеклянной мишени ( $2R_0 \approx 150$  мкм,  $\Delta_0 \approx 1,3$  мкм). Сплошными линиями показаны расчетные значения для максвелловского распределения электронов по скоростям

Рис. 5.8. Спектральные распределения числа квантов рентгеновского излучения плазмы стеклянных оболочечных мишеней, полученные на различных установках: 1 — "Аргус" [48], 2 — "Янус" [48], 3 — "Кальмар" — [23, 31]



расчетные кривые для максвелловского спектра при различных значениях электронной температуры  $T_e$ . Из рис. 5.7 следует, что спектр рентгеновского излучения лазерной плазмы отличается от максвелловского наличием "хвоста" в области больших энергий квантов. Эффективная "температура" в области энергий отсечки  $E_{1/e} \approx 15 \div 27$  кВ составляет  $T_e \approx 2,7$  кВ, в то время как в области  $E_{1/e} \approx 4 \div 6$  кВ  $T_e \approx 0,5$  кВ.

Применение комплексной методики регистрации рентгеновского излучения плазмы при большом числе каналов регистрации позволило в условиях [23, 31] восстановить спектр излучения в диапазоне энергий квантов  $h\nu \approx 3 \div 30$  кВ. При этом использовались итерационный метод восстановления спектра и метод эффективных энергий (см. п. 5.1.3). Оба метода дали практически совпадающие результаты, причем восстановленный спектр хорошо согласуется со спектром, полученным при обработке ядер

ной эмульсии. Так, на рис. 5.6 сплошной линией представлено спектральное распределение числа квантов, излучаемых плазмой стеклянной оболочечной мишени, которое соответствует данным рис. 5.7, а точечной линией — спектр рентгеновского излучения, полученный с помощью ядерной эмульсии. Отчетливо виден немаксвелловский характер спектра, в частности наличие жесткого хвоста. На рис. 5.8 приведены для сравнения также спектры, полученные на установках "Янус" и "Аргус" в Ливерморской лаборатории им. Лоуренса (США), построенные по данным работы [48]. Видно, что полное число квантов с энергией  $h\nu \approx 17$  кэВ в условиях экспериментов на "Кальмаре" (режим "сжимающейся оболочки" при  $q_0 \approx 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) на один-два порядка величины меньше, чем в экспериментах [46], проведенных в режиме "взрывающейся оболочки" при  $q_0 \geq 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Таким образом, применение в [23, 31] одновременно нескольких различных типов детекторов позволило провести исследование непрерывного рентгеновского излучения плазмы оболочечных мишеней в широком спектральном диапазоне (3–30 кэВ), в результате чего с высокой степенью надежности впервые для режима "сжимающейся оболочки" было зарегистрировано в области энергий квантов  $h\nu > 10$  кэВ превышение интенсивности рентгеновского излучения над тепловым, что свидетельствует о наличии в плазме определенного количества "быстрых" электронов.

**5.2.7. Приборы для исследования эволюции спектра рентгеновского излучения (сцинтилляционные, вакуумно-диодные, полупроводниковые, электронно-оптические, микроканальные).** Из описанных выше детекторов только сцинтилляционный позволяет в принципе проводить временные измерения спектра непрерывного рентгеновского излучения. Для этих целей могут использоваться быстрые сцинтилляторы с разрешением по времени примерно 0,2 нс [49, 50]. Однако временное разрешение всего измерительного тракта такого детектора ухудшается за счет дисперсии (расширения) световых импульсов в гибких световодах, которые соединяют сцинтилляторы с фотоумножителем. Это расширение может быть достаточно большим (0,5 нс) и различным для разных каналов детектора (регистрирующих определенные выделенные диапазоны рентгеновского спектра), поскольку для разделения электрических импульсов этих каналов на развертке осциллографа световоды должны иметь разную длину и быть достаточно протяженными. Таким образом, многоканальный сцинтилляционный детектор в сочетании с ФЭУ может использоваться лишь для грубых измерений временной эволюции рентгеновского спектра при наносекундной длительности лазерного импульса. Возможно, конечно, сочетание быстрого сцинтиллятора с фоторегистратором, чувствительным к оптическому диапазону спектра и работающим в режиме целевой развертки [51, 52]. При этом можно обойтись без световодов и временное разрешение всей системы будет определяться разрешением сцинтиллятора. Однако чувствительность такой регистрирующей системы невелика из-за малого коэффициента усиления фоторегистратора ( $10^2$ – $10^3$ ) по сравнению с фотоумножителем ( $10^6$ – $10^8$ ) и малой конверсионной эффективности сцинтиллятора ( $10^{-2}$ ). Поэтому такую схему регистрации можно применять лишь для мягкой  $h\nu < 5$  кэВ, наиболее интенсивной части рентгеновского спектра, прошедшей через фильтры малой толщины [52].

Гораздо лучшего временного разрешения (0,1 нс) при исследовании рентгеновского излучения можно достичь с помощью вакуумных рентгеновских диодов (ВРД). В настоящее время разработано большое число модификаций этого прибора, принцип действия которого основан на фотоэффекте на открытом катоде под действием квантов рентгеновского излучения. Так, диоды, используемые в работах [53–58], имеют время отклика примерно 140 пс (по уровню половины интенсивности). В [54] с помощью такого диода разрешалась последовательность импульсов излучения с интервалом около 200 пс.

В работе [59] описан вакуумный диод с временным разрешением  $200 \pm \pm 50$  пс (вместе с системой регистрации). Фотокатод ВРД был покрыт гальваническим слоем золота толщиной 0,3 мкм. Абсолютное значение чувствительности фотокатода измерялось по методике, описанной в [60], с помощью рентгеновских трубок при энергиях квантов  $h\nu \geq 1$  кэВ. Оно оказалось на 30–40% меньше приведенного в работе [56]. По расчету и в соответствии с проведенной калибровкой чувствительность ВРД в диапазоне энергий квантов 0,08–1,7 кэВ была практически постоянной и составила  $1,8 \cdot 10^{-20}$  Кл/кэВ.

Вакуумные диоды с высоким временным разрешением (0,1–0,2 нс) [53–59] сложны в разработке и изготовлении. Поэтому на практике интерес могут представить упрощенные варианты ВРД с худшим временным разрешением, аналогичные разработанному в [61] диоду бипланарного типа с катодом из золотой фольги, который давал импульс отклика длительностью 430 пс при напряжении 2 кВ. Два таких ВРД были использованы при измерении временных зависимостей рентгеновского излучения на передней и задней сторонах мишени в экспериментах [61] по облучению тонких фольг импульсом лазера длительностью 2 нс ( $\lambda \approx 0,53$  мкм). Обнаружен эффект возрастания прозрачности мишени для рентгеновского излучения, наступающий за 0,4 нс перед максимумом его интенсивности.

Отметим, что благодаря применению быстрых осциллографов с усилением сигнала чувствительность детекторов на основе ВРД может быть достаточно велика. Обладая чувствительностью в широком спектральном диапазоне, ВРД могут применяться в многоканальных детекторах для реализации спектральных исследований рентгеновского излучения с временным разрешением. Так, четырехканальный спектрометр на основе вакуумных диодов с Al-катадами и различными наборами фильтров в каналах использовался для исследования эволюции спектра в диапазоне 0,15–1,5 кэВ в экспериментах [62].

Существенно более простыми являются полупроводниковые детекторы, позволяющие получать временные разрешения меньше 100 пс. К ним относятся PIN-диоды, фотосопротивления и пироэлектрические детекторы. PIN-диоды в настоящее время широко применяются в исследованиях рентгеновского излучения, но, обладая "мертвым" слоем, работают в достаточно жестком диапазоне спектра. Так, 15-канальный спектрограф, использованный в экспериментах [62, 63], в девяти каналах имеет кремниевые PIN-диоды толщиной 250 мкм, а в шести каналах — сцинтилляционные детекторы на основе NaI. Каналы перекрыты K-краевыми фильтрами, так что PIN-диоды регистрируют узкие спектральные интервалы в диапазоне энергий квантов  $h\nu \approx 2,8 \div 25,5$  кэВ, а сцинтилляционные — в диапа-

зоне  $h\nu \approx 25,5 \div 88$  кэВ. При плотностях потока порядка  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> излучения лазера ( $\lambda \approx 0,35$  мкм) на поверхности СН-мишени с помощью данного спектрометра обнаружено двухтемпературное спектральное распределение рентгеновского излучения со значениями  $T_e \approx 0,9$  кэВ и  $T_h \approx 24$  кэВ [62, 63].

Перспективным для получения высоких временных разрешений в более мягкой части спектра представляется использование фотосопротивлений и пироэлектрических детекторов. Согласно [64], средняя энергия, необходимая для образования электронно-дырочной пары в полупроводнике, не зависит от энергии кванта, так что теоретически фотосопротивление имеет плоскую функцию спектрального отклика на рентгеновское излучение. Причем в отличие от PIN-диода или поверхностно-барьерного диода отсутствие "мертвого" слоя в фотосопротивлении позволяет использовать его как рентгеновский болометр мягкой части спектра. Так, в соответствии с измерениями [65] фотосопротивление InP:Fe имеет практически постоянный отклик в диапазоне энергий квантов 0,7–3 кэВ.

Чувствительность и время отклика фотосопротивлений изменяются в широких пределах. Так, для амфорного и ионно-имплантированного Si время отклика составляет 4 пс [66]. Некоторые фотосопротивления имеют чувствительность к рентгеновским квантам более высокую, чем вакуумные диоды. В Ливерморской лаборатории используются фотосопротивления на основе InP:Fe, GaAs, GaAs:Cr и поликристаллического кремния [67].

Принцип действия других полупроводниковых детекторов – пироэлектрических – основан на том, что при нагревании пироэлектрических кристаллов изменяется их спонтанный дипольный момент. Поэтому, когда кристалл нагревается под действием поглощенного рентгеновского излучения, индуцируется ток смещения, который может быть зарегистрирован измерительным прибором. Функция спектрального отклика плоская, как и у фотосопротивления, так как если квант полностью поглощается в кристалле, то вся его энергия превращается в тепло. Время отклика ограничено в конечном счете периодом вибрации фононов кристаллической решетки, который составляет величину примерно 1 пс [68]. Практически быстродействие детектора определяется постоянной RC измерительной цепи.

Основное преимущество пироэлектрических детекторов – отсутствие прикладываемого напряжения. Основной недостаток – низкая чувствительность (около  $10^{-7}$  А/Вт), но этот недостаток может стать достоинством при исследовании интенсивных рентгеновских потоков. Типичные кристаллы, используемые для изготовления пироэлектрических детекторов, – это LiTaO<sub>3</sub>, Sr<sub>0,5</sub>Ba<sub>0,5</sub>Nb<sub>2</sub>O<sub>6</sub>, LiNbO<sub>3</sub>. Фотосопротивления на основе InP:Fe и пироэлектрические детекторы на основе LiTaO<sub>3</sub> были испытаны при измерении потоков МР-излучения из плазмы мишеней, облучаемых на установке "Нова", и дали хорошие результаты по чувствительности и времени отклика [67].

Широкое применение для исследования спектра рентгеновского излучения, в том числе с пространственным разрешением (см. § 6.9, а также гл. 7 и 11), получили электронно-оптические преобразования (ЭОП), или, как их еще называют, фотоэлектронные регистраторы (ФЭР), с фотокатодами, чувствительными к рентгеновской области спектра. Как правило, используются фотокатоды с напыленным слоем золота толщиной 100–

200 Å, при которой достигается наибольшая чувствительность [44, 55, 69–74], либо фотокатоды с напылением йодида цезия CsI [55, 70, 74–79], которые обладают большей (приблизительно на порядок величины) чувствительностью при тех же временных характеристиках (разрешение 70 пс). Как следует из [55, 70], наибольший выход фотоэлектронов наблюдается при толщине такого напыления порядка  $10^3$  Å.

Такие регистраторы позволяют получить временные развертки интенсивности рентгеновского излучения, выделенного поглотителями различной толщины, с энергиями квантов в диапазоне  $0,1 < h\nu < 30$  кэВ. Обработка этих разверток дает эволюцию электронной температуры плазмы в течение времени свечения [44, 69]. Так, в [44] при облучении плоских мишеней из золота Nd-лазером с длительностью импульса 200 пс регистрировался временной ход интенсивности рентгеновского излучения сразу в девяти различных спектральных диапазонах, выделяемых разными  $K$ -краевыми поглотителями. Это позволило определить эволюцию спектра в области 3–30 кэВ (рис. 5.9а), и в частности изменение во времени его тепловой и надтепловой частей (рис. 5.9б). Установлено, что при двухтемпературном представлении спектра "холодная" температура достигает максимума несколько раньше, чем "горячая", однако далее она имеет более быстрый спад (рис. 5.9б). Отношение этих двух температур приблизительно постоянно во времени и составляет 4–5.

Отметим, что в работах [75, 71, 80, 81] для выделения различных участков рентгеновского спектра в сочетании с фотоэлектронным регистратором применяется многоканальный спектрограф, каждый канал которого состоит из зеркала скользящего падения, изготовленного из определенного материала, и специально подобранного  $K$ -краевого фильтра (см. пп. 5.1.1 и 9.2.2). Зеркало отражает лишь кванты с энергией, меньшей некоторого значения, характерного для данного материала и угла падения. Это позволяет выделить в каждом канале спектрографа довольно узкий участок спектра, соответствующий окну пропускания фильтра. Создание же комбинированного фотокатода и подбор соответствующих фильтров позволи-

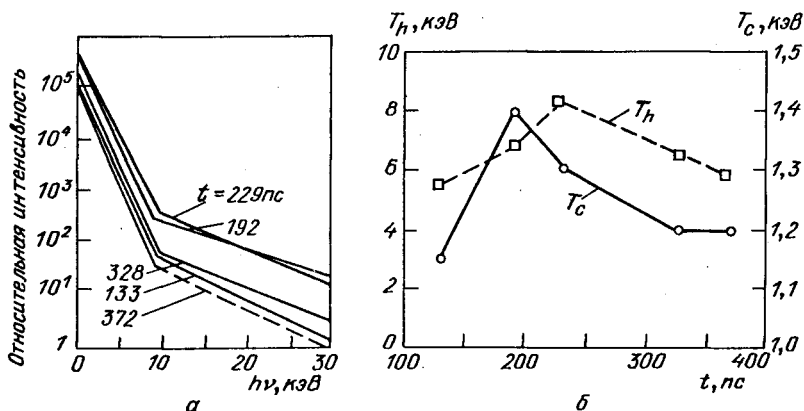


Рис. 5.9. Эволюции рентгеновского спектра (а), а также "холодной" ( $T_c$ ) и "горячей" ( $T_h$ ) температур (б), полученные в экспериментах [44] с плоскими мишенями, облучаемыми неодимовым лазером ( $\tau_{\text{л}} \approx 200$  пс,  $q_0 \approx 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>)

ли в [82] обойтись без зеркал скользящего падения при изготовлении 14-канального времяанализирующего спектрометра. Несмотря на сложность такой аппаратуры с  $K$ -краевыми фильтрами, данный метод имеет существенное преимущество перед традиционным методом поглотителей, поскольку позволяет избежать трудоемкой и не всегда точной процедуры восстановления спектра по кривым ослабления.

С развитием технологии изготовления пропускающих дифракционных решеток (см. п. 5.3.4) появилась удобная возможность исследования эволюции спектра непрерывного и линейчатого рентгеновского излучения с помощью комбинации этого диспергирующего элемента с фотоэлектронным регистратором. При этом излучение разлагается в спектр вдоль щели ФЭР, работающего в режиме щелевой развертки [62, 82, 83]. Такая аппаратура, примененная в [83], позволила исследовать временной ход формы континуума в диапазоне 2–120 Å с временным разрешением 20 пс и спектральным 1 Å.

В дальнейшем для получения наряду с временным и спектральным еще и пространственного разрешения данная схема была модернизирована и создан спектрограф (TGSS) [84, 85], широко использующийся в экспериментах Ливерморской лаборатории по сжатию мишеней и проблеме рентгеновских лазеров. В этом приборе изображение мишени передается на щель ФЭР (узкий фотокатод) эллиптическим зеркалом скользящего падения (коэффициент отражения 60%, угол скольжения примерно  $4,1^\circ$ ), в одном фокусе которого находится мишень, а в другом – щель ФЭР (рис. 5.10). Между зеркалом и щелью располагается пропускающая дифракционная решетка. Дисперсия составляет около  $3,2 \text{ \AA}/\text{мм}$ , так что на длине щели укладывается участок спектра шириной 55 Å. При сканировании регистратора по спектру рабочая область расширяется почти в пять раз (2–260 Å) [84, 85].

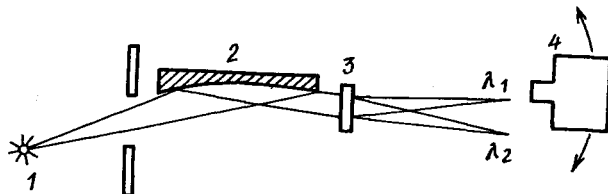


Рис. 5.10. Схема прибора TGSS [84, 85]: 1 – плазма, 2 – эллиптическое зеркало, 3 – пропускающая дифракционная решетка, 4 – сканируемый по спектру фотоэлектронный регистратор

Наконец, для получения высокого спектрального разрешения, необходимого при исследовании линейчатого излучения, возможно сочетание кристаллического спектрографа с рентгеновским фоторегистратором в режиме щелевой развертки [62, 86]. Такой прибор со спектральным разрешением  $\Delta\lambda \approx 0,02 \text{ \AA}$  и временным  $\Delta t = 70 \text{ пс}$ , но относительно малой шириной его рабочего диапазона (1–2 Å) использовался при исследовании линейчатого излучения стеклянных оболочечных мишеней, покрытых алюминием и наполненных неоном [86].

Отметим, что в настоящее время в ряде лабораторий созданы многокадровые преобразователи с рентгеновскими фотокатодами и экспозицией

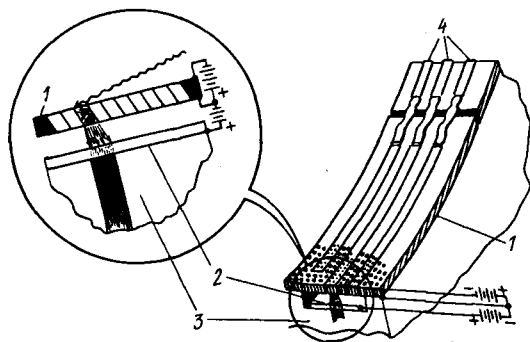


Рис. 5.11. Схема детектирующей части прибора MCPiGS [8, 92]: 1 – МКП, изогнутая по кругу Роуланда, 2 – люминофор, 3 – волоконно-оптическая шайба, 4 – полосковые линии

кадра приблизительно 100 пс [87] и 350 пс [88] (см. § 6.9), которые в сочетании со спектрографами различных схем могут также использоваться для исследования эволюции спектра рентгеновского излучения.

В области энергий квантов  $h\nu > 20$  кэВ, где чувствительность тонких фотокатодов резко падает, представляется перспективным использование детектирующих приборов на основе микроканальных пластин [89–91] (см. § 6.8). Так, в [90] в сочетании с МКП использовались толстые поглощающие фильтры для формирования окон пропускания вблизи  $K$ -края в энергетических диапазонах 20, 45, 70, 100 кэВ. При использовании стробируемой МКП (с импульсной подачей напряжения) возможно создание многокадровой камеры с временем экспозиции кадра 100 пс [91], которая может быть применена при исследовании динамики спектра рентгеновского излучения, в том числе в жесткой его части.

Вместе с тем МКП может с успехом применяться и при регистрации спектра мягкого рентгеновского излучения в кадровом режиме. В этом отношении интересен прибор MCPiGS, представляющий собой сочетание спектрографа с дифракционной решеткой скользящего падения и стробируемой МКП, разработанный в Ливерморской лаборатории [8, 92]. Поверхность МКП изогнута по форме круга Роуланда, на котором решеткой формируется изображение спектра в диапазоне 125–270 Å. За МКП располагаются люминофор, волоконно-оптическая шайба и фотоматериал (рис. 5.11). Три полосковые линии на поверхности МКП, управляемые ключами Астона, позволяют получить три кадровых изображения спектра с экспозицией кадра примерно 250 пс и таким же временным интервалом между кадрами. Прибор имеет достаточное спектральное разрешение  $\lambda/\Delta\lambda \approx 1800$  и использовался в экспериментах по проблеме рентгеновских лазеров.

Заканчивая рассмотрение детекторов рентгеновского излучения и их применений, следует подчеркнуть, что при выборе определенного типа детектора необходимо исходить из конкретных условий эксперимента, и прежде всего из интенсивности рентгеновского излучения, его спектральных, временных и пространственных характеристик. Вместе с тем,

как было показано выше, надежное получение достоверной информации о параметрах исследуемого излучения в широком спектральном диапазоне возможно лишь при комплексном использовании нескольких различных типов детекторов.

### § 5.3. Спектрографы для рентгеновского излучения

Спектрографы, используемые в рентгеновском диапазоне длин волн, по типу диспергирующих элементов можно разделить на четыре группы. Это приборы на основе кристаллов, многослойных интерференционных зеркал, отражающих (скользящего падения) и пропускающих дифракционных решеток. Ниже будут рассмотрены основные параметры спектрографов и оптимальные области их применения в диагностике плотной плазмы.

**5.3.1. Спектрографы с кристаллическими диспергирующими элементами.** Принцип действия данных приборов основан на избирательности отражения рентгеновского излучения от кристаллов в соответствии с условием Брэгга – Вульфа

$$m\lambda = 2d \sin \theta, \quad (5.12)$$

где  $d$  – межплоскостное расстояние для отражающих плоскостей кристалла,  $m$  – порядок отражения,  $\theta$  – угол скольжения.

В соответствии с этим выражением кристаллические приборы принципиально не могут использоваться для регистрации излучения с длинами волн, большими двойного межплоскостного расстояния  $2d$ . Имеющиеся в настоящее время кристаллы, пригодные для установки в спектральные приборы, как правило, имеют  $2d < 28 \text{ \AA}$ , что и ограничивает диапазон их использования коротковолновой областью спектра.

Важнейшими параметрами спектрографов являются разрешающая сила, угловая и линейная дисперсии, светосила, обзорность. Разрешающая сила дается следующим выражением [3, 93, 94]:

$$M = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_{\min}} = \frac{\lambda}{\delta\theta D_\theta + \delta x D_x}, \quad (5.13)$$

где  $\Delta\lambda_{\min}$  – минимально разрешимое расстояние в длинах волн между двумя спектральными линиями,  $\delta\theta$  – ширина кривой отражения кристалла,  $\delta x$  – ширина аппаратной функции прибора, определяемая только геометрическими факторами,  $D_\theta$  и  $D_x$  – угловая и линейная дисперсии.

Угловая дисперсия  $D_\theta = d\lambda/d\theta$  определяется дифференцированием выражения (5.12) и равна

$$D_\theta = d\lambda/d\theta = \lambda \operatorname{ctg} \theta. \quad (5.14)$$

Линейная дисперсия выражается через угловую следующим образом:

$$D_x = \frac{d\lambda}{dx} = \frac{d\lambda}{d\theta} \frac{d\theta}{dx} = D_\theta \frac{d\theta}{dx}, \quad (5.15)$$

где  $x$  – координата по плоскости регистрации.



При регистрации рентгеновских спектров принципиальной является не только суммарная интенсивность излучения, падающего на регистрирующее устройство, но также и его освещенность, которая определяется светосилой не отдельного прибора, а эксперимента в целом и зависит от относительного расположения источника, диспергирующего элемента и детектора. Поэтому за характеристику светосилы принимается величина

$$\xi = I/(SI_0), \quad (5.16)$$

где  $I_0$  — мощность точечного монохроматического источника, излучающего в телесный угол  $4\pi$ ,  $I$  — мощность излучения, падающая на фотоприемник площадью  $S$ .

В случае точечного источника без использования дополнительных щелей светосила  $\xi$  может быть определена следующим образом [3, 93, 94]:

$$\xi = \frac{1}{4\pi} \eta \frac{K}{a+b} \frac{d\theta}{dx} \frac{d\varphi}{d\theta}, \quad (5.17)$$

где  $\eta$  — коэффициент отражения излучения от кристалла,  $K$  — коэффициент вертикальной фокусировки, т.е. фокусировки перпендикулярно направлению дисперсии (в отсутствие фокусировки  $K = 1$ ),  $a$  — расстояние от источника до кристалла,  $b$  — расстояние от кристалла до приемника,  $\varphi$  — угол падения на детектор. При этом величина  $A = d\varphi/d\theta$  называется коэффициентом светосилы.

Наконец, важной характеристикой является диапазон регистрации

$$\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min} \quad (5.18)$$

или обзорность

$$\Lambda = \frac{2(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})}{\lambda_{\max} + \lambda_{\min}}, \quad (5.19)$$

где  $\lambda_{\min}$ ,  $\lambda_{\max}$  — минимальная и максимальная длины волн излучения, которые могут быть зарегистрированы данным прибором одновременно.

Схемы разработанных в настоящее время кристаллических спектрографов можно разделить на два класса — без фокусировки излучения и фокусирующие. Остановившись вначале на первом из них, отметим, что избирательность отражения кристаллами рентгеновского излучения позволяет в отличие от дифракционных решеток получать изображение спектра без использования каких-либо фокусирующих элементов. Кристалл, отражая под заданным углом излучение только одной длины волны, "переносит" изображение источника на приемник, действуя аналогично оптической системе в спектрографах длинноволнового диапазона [3]. При этом размер излучателя определяет размер изображения, а следовательно, и спектральное разрешение. В "классических" схемах для получения высокого разрешения используют щели, ограничивающие размеры источника. Лазерная же плазма имеет малые размеры и не требует применения щелей. Приборами без фокусировки излучения являются спектрографы с плоскими и выпуклыми кристаллами.

*Спектрограф с плоским кристаллом.* Приборы этого типа очень широко применяются для исследования рентгеновского излучения плазменных

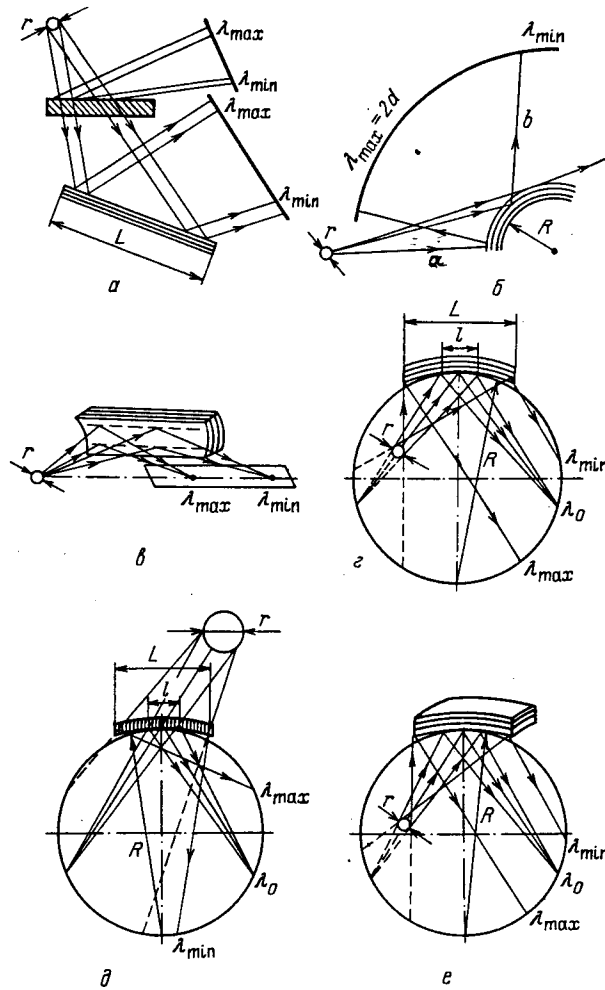


Рис. 5.12. Схемы кристаллических спектрографов: *a* – с плоским кристаллом; *б* – с выпуклым кристаллом; *в* – Хамоши (вертикальная фокусировка); *г* – Иоганна (горизонтальная фокусировка); *д* – Кошуа (проходной); *е* – с кристаллом, изогнутым по сферической поверхности (двойная фокусировка) [3, 94]

источников благодаря предельной простоте конструкции и возможности использования практически любых кристаллов. В этой схеме аппаратная ширина линии определяется главным образом размером источника (рис. 5.12*a*). Выражения для основных фотометрических параметров как данной схемы, так и других, обсуждаемых ниже, сведены в табл. 5.3. Из них видно, что для улучшения спектрального разрешения следует увеличивать сумму расстояний  $a + b$  и работать на углах скольжения, близких к  $90^\circ$ , т.е. выбирать кристалл с величиной  $2d$ , близкой к длине волны регистрируемого излучения. Постоянство коэффициента светосилы ( $A = 1$ ) в данной схеме су-

существенно упрощает измерение абсолютных интенсивностей спектральных линий, что особенно важно для диагностики плазмы [3, 93].

Наиболее широко плоские кристаллы использовались при регистрации рентгеновских спектров лазерной плазмы в диапазоне длин волн 2–18 Å [95–100]. Высокая яркость, малые размеры излучающей области и хорошая воспроизводимость положения в пространстве позволяют получать спектры высокого качества. Например, в [100] было достигнуто разрешение  $M = 3 \cdot 10^3$ , когда аппаратная ширина линии становится меньше доплеровского уширения.

*Спектрограф с выпуклым кристаллом.* Достоинством схемы с выпуклым кристаллом, предложенной де Бройлем, является постоянство диапазона регистрации, который простирается практически от 0 до  $2d$ . Однако из-за низкой светосилы эта схема требует очень ярких источников и поэтому до появления установок с высокотемпературной "точечной" плазмой практически не использовалась. Схема спектрографа с выпуклым кристаллом (рис. 5.12б) подробно анализировалась в [101], где были получены точные выражения ее основных параметров (табл. 5.3).

Поскольку коэффициент светосилы для спектрографа с выпуклым кристаллом обычно значительно меньше единицы, то его светосила значительно уступает светосиле спектрографа с плоским кристаллом. Для достижения в рассматриваемой схеме максимального диапазона регистрации  $\Lambda = 2d$  необходимо изогнуть кристалл по дуге на  $90^\circ$ , а так как длина изготавливаемых промышленностью кристаллов обычно не превышает 40–60 мм, требуется радиус изгиба  $R \leq 40$  мм [3].

В экспериментах с вакуумной искрой [102] величина спектрального разрешения данного прибора была невысока и для  $\lambda \approx 5$  Å составила всего  $M \approx 800$ , хотя для  $\lambda \approx 17$  Å достигала  $M \approx 2800$ . Наиболее удачным компромиссом между обзорностью, спектральным разрешением и светосилой явилось сочетание спектрографов с выпуклыми кристаллами слюды и лазерной плазмы. В [103–109] использовались кристаллы слюды, изогнутой по радиусу  $R \approx 35 \div 400$  мм, причем регистрацией спектров в высоких порядках отражения удалось существенно повысить разрешение и точность измерения длин волн.

*Спектрограф с вертикальной фокусировкой по схеме Хамоши.* Существенно поднять светосилу спектральных приборов удается фокусировкой рентгеновского излучения изогнутыми кристаллами. При этом, однако, как правило, приходится жертвовать обзорностью, присущей спектрографам с плоскими и выпуклыми кристаллами. Спектрограф с вертикальной (поперек дисперсии) фокусировкой, осуществляемой кристаллами, изогнутыми по цилиндрической поверхности, был предложен Хамоши [110] (рис. 5.12в). С точки зрения спектрального разложения схема Хамоши аналогична схеме с плоским кристаллом с той лишь разницей, что заранее определено положение источника и плоскости регистрации, которые должны лежать на оси изгиба кристалла [3].

Выражения для основных характеристик этой схемы приведены в табл. 5.3. Следует отметить, что реальная разрешающая сила при "полной" вертикальной фокусировке может быть значительно меньше, чем вычисленная по этим выражениям, из-за неидеальности изгиба кристалла. Чтобы избежать этого, необходимо расположить пленку вне фокуса, проиграв,

Таблица 5.3

Тип спектрографа	Дисперсия $D_x$	Разрешающая сила $M$	Светосила $\xi = \frac{I}{SI_0}, A = \frac{d\varphi}{d\theta}$
Плоский кристалл (рис. 5.12, а)	$\frac{\lambda}{a+b} \operatorname{ctg} \theta$	$\frac{\lambda}{D_x r} = \frac{a+b}{r} \operatorname{tg} \theta$	$A = 1, \xi = \frac{\eta}{4\pi(a+b)^2}$
Выпуклый кристалл (рис. 5.12, б)	$\frac{\lambda}{2b'} \operatorname{ctg} \theta$	$\frac{2a'}{r} \operatorname{tg} \theta$	$A = \frac{R}{a'} \times$ $\times \left(1 - \frac{R \cos \theta}{a'}\right)^{-1/2} \times$ $\times \sin \theta,$ $\xi \sim \frac{A(R/a', \theta)}{b(a+b)}$
Спектрограф Хамоши (рис. 5.12, в)	$\frac{\lambda^2}{4Rd} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2\right]^{1/2} \frac{2R}{r} \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta}$		
Спектрограф Иоганна (рис. 5.12, г)	$\frac{\lambda}{R} \operatorname{ctg} \theta$	$\frac{R^2}{l^2} \operatorname{tg}^2 \theta$ $\left(l = r \frac{R}{c}\right)$	$A = \frac{R \sin \theta}{R \sin \theta - a},$ $\xi = \frac{a \cos \theta}{R^2 \sin^2 \theta - a^2}$
Спектрограф Кошуа (рис. 5.12, д)	$\frac{\lambda}{R} \operatorname{ctg} \theta$	$\frac{R}{l^2 + \rho}$ $\left(l = r \frac{R}{C}\right)$	$A = \frac{R \cos \theta}{R \cos \theta + a},$ $\xi = \frac{a \cos \theta}{(R \cos \theta + a)^2}$
Спектрограф со сферически изогнутым кристаллом (рис. 5.12, е)	$\frac{\lambda}{R} \operatorname{ctg} \theta$	$\frac{R^2}{l^2} \operatorname{tg}^2 \theta$ $\left(l = r \frac{R}{c}\right)$	$A = \frac{R \sin \theta}{R \sin \theta - a},$ $\xi = \frac{a \cos \theta}{R^2 \sin^2 \theta - a^2} \times$ $\times \left(1 - \frac{2a \sin^2 \theta}{a + R \sin \theta}\right)^{-1}$

Спектральный диапазон регистрации $\lambda_{\min}, \lambda_{\max}$	Примечание (всюду $r$ – поперечный размер источника, $L$ – длина кристалла)
$\lambda_{\min} = 2d \left[ 1 + \left( \operatorname{ctg} \theta + \frac{L}{2a \sin \theta} \right)^2 \right]^{-1/2},$ $\lambda_{\max} = 2d \left[ 1 + \left( \operatorname{ctg} \theta - \frac{L}{2a \sin \theta} \right)^2 \right]^{-1/2}$	Для симметричного брегговского отражения
$\lambda_{\min} = 2d \sin \left\{ 2 \arcsin \left[ (a+R) \times \frac{\sin \left( \arccos \frac{2R^2 - L^2}{R^2} \right)}{\sqrt{(a+R)^2 + R^2 - \frac{a+R}{R} (2R^2 - L^2)}} \right] \right\},$ $\lambda_{\max} = 2d$	$R$ – радиус изгиба кристалла; $a', b'$ – расстояния от центра изгиба кристалла до источника и фотопленки
Соответствует спектральному диапазону спектрографа с плоским кристаллом с симметричным отражением	Вертикальная фокусировка, $R$ – радиус изгиба кристалла
$\lambda_{\min} = 2d \cos \chi$ $\times \left( \alpha - \operatorname{arctg} \frac{2a \cos(\theta - \alpha)}{L - 2a \sin(\theta - \alpha)} \right),$ $\lambda_{\max} = -2d \cos \chi$ $\times \left( \alpha + \operatorname{arctg} \frac{2a \cos(\theta + \alpha)}{L - 2a \sin(\theta + \alpha)} \right),$ <p>где <math>\alpha = \arcsin(4R/L)</math></p>	Горизонтальная фокусировка, $l$ – работающий участок кристалла для данной длины волны, $c = b - a$ , $R$ – радиус изгиба кристалла
$\lambda_{\min} = 0,$ $\lambda_{\max} = 2d \sin \left\{ 2 \arcsin \left[ \frac{R}{L} \times \sin \left( \arccos \frac{2R^2 - L^2}{2R^2} \right) \right] \right\}$	$\rho$ – толщина кристалла, $l$ – работающий участок кристалла для данной длины волны
$\lambda_{\min} = 2d \cos \chi$ $\times \left( \alpha - \operatorname{arctg} \frac{2a \cos(\theta - \alpha)}{L - 2a \sin(\theta - \alpha)} \right),$ $\lambda_{\max} = -2d \cos \chi$ $\times \left( \alpha + \operatorname{arctg} \frac{2a \cos(\theta + \alpha)}{L - 2a \sin(\theta + \alpha)} \right),$ <p>где <math>\alpha = \arcsin(4R/L)</math></p>	Двойная фокусировка, $R$ – радиус сферической поверхности кристалла, $l$ – работающий участок кристалла для данной длины волны, $c = b - a$

естественно, в светосиле, но сохранив разрешение. Светосила теперь будет определяться значением коэффициента вертикальной фокусировки  $K$  (см. формулу (5.17)) и может значительно превышать светосилу спектрографа с плоским кристаллом [3].

Высокая светосила схемы Хамоши позволила в [111] с помощью ЭОП впервые провести исследования временной структуры лазерного факела с разрешением 1,5 нс в "свете" рентгеновских спектральных линий [H] и [He] — ионов Al XIII и AlXII. Кристалл слюды находился на расстоянии 100 мм от источника, что позволяло регистрировать излучение в диапазоне длин волн 6,5–9,5 Å в первом порядке отражения от кристалла и 1,3–4,7 Å для более высоких порядков отражения. Разрешающая сила  $M$  составляла соответственно 1100 и 1600 [111].

*Спектрограф с горизонтальной фокусировкой по схеме Иоганна.* Для всех рассмотренных выше схем принципиальной является зависимость спектрального разрешения от размера источника. В значительной мере устранить этот недостаток позволяют спектрографы с горизонтальной фокусировкой. Схема фокусировки рентгеновского излучения кристаллом, изогнутым по круговому цилиндру (рис. 5.12e), была предложена Иоганном в работе [112] и широко используется в "классических" рентгеноспектральных исследованиях.

Спектральное разрешение в этой схеме не зависит от размеров источника, а определяется в основном неидеальностью фокусировки [113]. Оценивая в соответствии с формулами, приведенными в табл. 5.3, разрешающую силу при помещении источника внутри окружности Роуланда при  $c = b - a = R/2 = 250$  мм, размере источника  $r \approx 0,1$  мм и угле  $\theta = 60^\circ$ , получим  $M_{\text{геом}} = 6 \cdot 10^7$ . Столь высокое разрешение не может быть реализовано на практике из-за конечной ширины кривой отражения кристалла  $\delta\theta$ . Предельное спектральное разрешение в этом случае будет равно  $M_{\text{диф}} = \text{tg } \theta / \delta\theta$ . Для реальных кристаллов  $\delta\theta = 5 \cdot 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-5}$ , поэтому экспериментально может быть достигнута величина  $M = 10^4 \div 10^5$  [3].

Схема Иоганна с источником, расположенным вблизи окружности Роуланда, детально исследовалась в [114]. При этом теоретически получаются бесконечно большие значения коэффициента светосилы. В реальной ситуации величина  $A$  ограничена из-за конечности размера рабочей области кристалла и может достигать 50 [114]. Для измерения параметров лазерной плазмы в ряде работ были разработаны светосильные спектрографы Иоганна с радиусами изгиба кристаллов  $R = 150$  [115], 210 [116, 117] и 500 мм [118, 119].

*Спектрограф по схеме Кошуа.* В коротковолновой области спектра ( $\lambda < 2 \div 3$  Å) при использовании спектрографов, работающих на отражении, возникают трудности, связанные с тем, что практически нет кристаллов с малым межплоскостным расстоянием ( $2d < 3$  Å), имеющих достаточный коэффициент отражения. Поэтому приходится работать на малых углах скольжения, ухудшая спектральное разрешение и снижая обзорность. Существенным становится проникновение излучения в кристалл, ухудшающее спектральное разрешение [3, 120].

Для регистрации коротковолнового излучения наиболее подходящей является схема спектрографа Кошуа [121], в которой фокусировка излучения осуществляется при прохождении излучения сквозь кристалл

(рис. 5.12*d*). При этом используемые кристаллографические плоскости располагаются перпендикулярно поверхности, на которую падает поток квантов. Особенностью этой схемы является то, что размер  $l$  рабочей области кристалла (для каждой длины волны) всегда меньше размера источника. В случае лазерной плазмы источник мали основным фактором, влияющим на спектральное разрешение, становится толщина кристалла  $\rho$  [3].

Для спектрографа Кошуа существует принципиальное ограничение сверху на длину волны регистрируемого излучения из-за поглощения в кристалле. Используемые кристаллы имеют достаточно большие величины  $2d$ , поэтому верхняя граница регистрации достигается при сравнительно небольших углах скольжения относительно кристаллических плоскостей. Такие углы от  $\theta = 0$  до  $\theta = \theta_{\max}$  могут быть легко обеспечены, особенно если учесть, что источник расположен вне окружности Роуланда [3].

Впервые для регистрации рентгеновских спектров многозарядных ионов схема Кошуа использовалась в [122], где в излучении вакуумной искры с высоким спектральным разрешением  $M \approx 4000$  был зарегистрирован спектр He-подобного иона железа ( $\lambda = 1,9 \text{ \AA}$ ). Спектрограф Кошуа с кристаллом LiF, изогнутым пластически по радиусу 150 мм, позволил впервые зарегистрировать излучение He-подобных ионов железа в лазерной плазме [118, 123]. Кроме того, в этих же работах удалось расширить диапазон регистрации в длинноволновую сторону до  $\lambda \approx 3 \text{ \AA}$  путем использования очень тонких кристаллов слюды (10 мкм) с ориентировкой (004).

*Спектрограф с кристаллом, изогнутым по сферической поверхности (схема с двойной фокусировкой)*. Использование кристаллов, изогнутых по цилиндрической поверхности, вместо плоских кристаллов позволяет поднять светосилу рентгеновских спектрографов на один-два порядка величины [114]. Дальнейшее увеличение светосилы может быть достигнуто при использовании кристаллов, изогнутых по поверхностям двойной кривизны. Наиболее выгодной является фокусировка точечного источника в точку таким кристаллом с радиусами, удовлетворяющими условию  $R_1 = R_2 \sin^2 \theta$  [3]. Однако это условие выполняется лишь для одной длины волны и может быть с успехом использовано в монохроматорах. Кроме того, изготовление таких диспергирующих элементов сопряжено с известными трудностями.

Простейшим же случаем является спектрограф с кристаллом, изогнутым по сферической поверхности (рис. 5.12*e*). Спектральная фокусировка в этой схеме практически не отличается от фокусировки в спектрографе Иоганна. Существенным отличием является вертикальная фокусировка в направлении, перпендикулярном направлению дисперсии (в сагиттальной плоскости), сферической поверхностью с фокусным расстоянием, определяемым из геометрической оптики:  $f = R / (2 \sin \theta)$  ( $R$  — радиус сферы) [3]. Спектральное разрешение, дисперсия и диапазон регистрации прибора со сферически изогнутым кристаллом для лучей, лежащих в плоскости круга Роуланда, определяется теми же соотношениями, что и для спектрографа Иоганна (см. табл. 5.3). Значение коэффициента вертикальной фокусировки  $K$ , которое характеризует выигрыш в светосиле по сравне-

нию со спектрографом Иоганна, дается выражением

$$K = \left( 1 - \frac{2a \sin^2 \theta}{a + R \sin \theta} \right)^{-1}. \quad (5.20)$$

Выигрыш в светосиле максимален при  $K = \infty$ , что соответствует полной фокусировке в сагиттальной плоскости, однако этот случай реализуется только при  $\theta < 45^\circ$ . В действительности размер изображения определяется aberrациями сферического зеркала и качеством кристалла [3].

В экспериментах [124] с лазерной плазмой было установлено, что спектрограф с кристалл-анализатором, изогнутым по сферической поверхности, наиболее эффективен при углах падения излучения на кристалл, близких к нормальным, и расположении источника вблизи окружности Роуленда. В этой же работе высокая светосила спектрографа со сферически изогнутым кристаллом позволила зарегистрировать слабое излучение холодной разлетающейся лазерной плазмы на расстояниях в несколько миллиметров от поверхности мишени. Разрешающая сила спектрографа в этом эксперименте составила  $M \approx (1 \div 2) \cdot 10^4$  или  $\Delta E = 0,09$  эВ для излучения с энергией квантов  $E \approx 1,58$  кэВ. Такое высокое спектральное разрешение, а также слабое уширение линии позволили вплотную приблизиться к измерениям естественной ширины линии ( $\Delta E \approx 0,007$  эВ для компонент лаймановского дублета Mg XII).

*Выбор оптимальной схемы спектрографа.* Условия экспериментов по исследованию плазменных источников накладывают на рентгеноспектральную диагностическую аппаратуру ряд специфических требований, таких, как предельная чувствительность для регистрации малоинтенсивных деталей в излучении плазмы, минимальное влияние размеров плазменного источника на разрешение зарегистрированного спектра, требования калибровки кристаллов по коэффициенту отражения и спектральному разрешению, равномерность отражательных свойств по всему рабочему полю кристалла в сочетании с широким спектральным диапазоном регистрации, малый угловой размер диагностической аппаратуры. Эти требования исходят из необходимости определения пространственного и спектрального распределений излучения плазмы [94].

Анализируя известные схемы рентгеновских спектрографов, можно убедиться, что прибора, полностью удовлетворяющего всем перечисленным требованиям одновременно, практически не существует. Несмотря на достаточно широкое применение плоских кристаллов для анализа рентгеновских спектров из-за их предельной простоты конструкции и возможности использования практически любых кристаллов, они обладают таким недостатком, как влияние углового размера источника на спектральное разрешение. Поэтому к таким кристаллам предъявляются максимально высокие требования к величине полуширины кривой отражения. Применение плоских кристаллов с асимметричным брэгговским отражением (см. рис. 5.12а) позволяет существенно ослабить влияние размера источника на спектральное разрешение прибора [94].

Изгиб кристаллов либо для создания широкого спектрального обзора, либо для увеличения светосилы или спектрального разрешения, как известно, резко изменяет их отражательные свойства, что в свою очередь уже ограничивает возможность применения спектрографов с изогнутыми



кристаллами для ряда задач диагностики плазмы. Фокусирующие схемы спектрографов со строго ориентированным расположением источника, кристалла и пленки по кругу Роуланда затрудняют их применение в силу некомпактности прибора.

Несмотря на отдельные недостатки, присущие той или иной схеме спектрографа, в определенных условиях эксперимента и в силу поставленных целей одна из схем оказывается наиболее оптимальной. Например, в экспериментах по лазерному нагреву плазмы наибольшее применение находят спектрографы с плоскими кристаллами. Это связано с малым угловым размером источника и с тем, что схемы с фокусирующими кристаллами, которые в этих экспериментах располагаются вне вакуумной камеры, в силу удаленности от плазмы обладают меньшей светосилой [94].

Весьма важным при выборе оптимальной схемы спектрографа может оказаться требование получения информации об абсолютных интенсивностях непрерывного и в особенности линейчатого излучения лазерной плазмы. Эти данные необходимы для реализации методов диагностики ряда плазменных параметров. Кроме того, подобные измерения представляют интерес для экспериментов с использованием лазерной плазмы в качестве высокоинтенсивного источника для просвечивания плотной плазмы, а также при калибровке детекторов рентгеновского излучения. Оказывается, простота калибровки и линейность геометрической светосилы в широком диапазоне длин волн позволяют использовать схему с плоским кристаллом для абсолютных измерений интенсивностей спектральных линий источников жесткого излучения [125].

**5.3.2. Спектрографы с диспергирующими элементами на основе многослойных интерференционных зеркал.** Как отмечалось выше, диапазон использования кристаллических спектрографов ограничивается коротковолновой частью спектра, поскольку для большинства пригодных кристаллов удвоенное межплоскостное расстояние ограничено сверху значением  $2d < 28 \text{ \AA}$  [3]. Лишь некоторые типы кристаллов (стеараты) имеют  $2d \approx \approx 100 \text{ \AA}$ . Поэтому возникает идея использования в длинноволновой части МР-диапазона спектра в качестве диспергирующего элемента многослойных интерференционных структур (МИС), прогресс в технике создания которых в последние годы наметился в целом ряде стран [126] (см. п. 6.2.1). Эти структуры представляют собой чередующиеся слои двух веществ с различными диэлектрическими проницаемостями при большом числе периодов, достигающем нескольких сотен. Благодаря интерференционному характеру отражения складываются интенсивности отраженных пучков от большого числа поверхностей, что обуславливает значительные коэффициенты отражения (около 50 %) [127].

В соответствии с теорией отражения МР-излучения от многослойных покрытий [128–131] зеркала на основе МИС имеют максимальный коэффициент отражения (в 1-м рабочем порядке) на длине волны, удовлетворяющей условию Брэгга

$$\lambda_r = 2d \sin \theta = 2d \cos \varphi, \quad (5.21)$$

где  $d$  – период структуры,  $\theta$  – угол скольжения,  $\varphi = (90^\circ - \theta)$  – угол падения. При этом излучение, отраженное зеркально, заключено в спектральном интервале  $\Delta\lambda$  вокруг значения  $\lambda_r$ , который вырезан из падающего

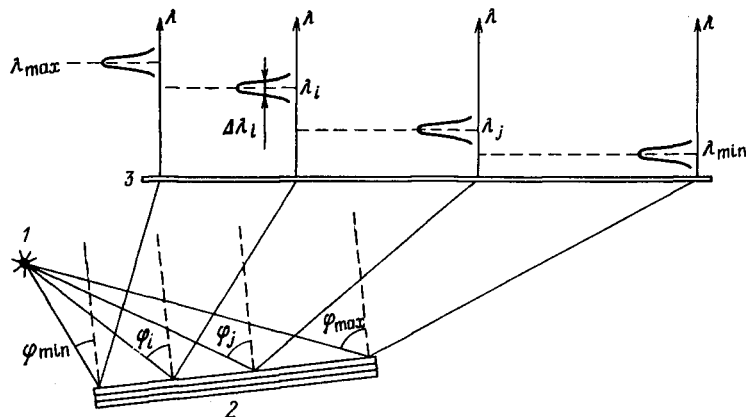


Рис. 5.13. Схема спектрографа с диспергирующим элементом на основе МИС-зеркала: 1 – источник, 2 – зеркало, 3 – плоскость регистрации

спектра. Величина  $\Delta\lambda$  связана с числом  $N$  рабочих периодов МИС соотношением

$$\Delta\lambda \approx \lambda_r/N. \quad (5.22)$$

Таким образом, при типичных значениях периода МИС  $d \approx 30 \div 300 \text{ \AA}$  и числа периодов  $N \approx 10 \div 400$  такие структуры позволяют создать селективный отражатель с величиной  $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^2$ , который при скользющем падении может работать в области единиц ангстрем, а при нормальном – от десятков до сотен ангстрем. Если же в падающем излучении имеется набор углов падения (когда зеркало видно из источника под достаточным углом), то МИС-зеркало будет работать как диспергирующий элемент (рис. 5.13). Действительно, в каждую точку  $i$  плоскости регистрации, соответствующую определенному углу падения  $\varphi_i$  (и равному ему углу отражения), приходит интервал длин волн  $\Delta\lambda_i = (\lambda_r)_i/N$  с максимумом интенсивности при значении  $(\lambda_r)_i$ , удовлетворяющем условию  $(\lambda_r)_i = 2d \cos \varphi_i$ . При этом разрешающая сила такого спектрографа  $M$  возрастает с увеличением расстояния от зеркала до плоскости регистрации и с увеличением числа периодов МИС. Диапазон регистрации спектрографа определяется минимальным и максимальными значениями углов падения ( $\varphi_{\min}$ ,  $\varphi_{\max}$ ) соответствующих крайним точкам зеркала (рис. 5.13).

Отметим, что в определенном смысле спектрограф с плоским МИС-зеркалом в качестве диспергирующего элемента аналогичен спектрографу с плоским кристаллом, но работает в более длинноволновой части спектра (до сотен ангстрем). Вместе с тем механизмы формирования отраженного сигнала от кристалла и зеркала различаются. Плоская монохроматическая волна, падающая на идеальный кристалл, в результате дифракции на узлах решетки образует отраженные волны, которые, интерферируя, формируют отраженный пучок в определенном направлении с углом раствора, зависящим от свойств кристалла. При падении же плоской монохроматической волны на идеальное МИС-зеркало интерферируют волны, отраженные от всех плоскостей в зеркальном направлении. При этом отраженная вол-

на также будет монохроматической и плоской. Наибольший коэффициент отражения от зеркала будет в том случае, если угол падения волны и ее длина  $\lambda$  согласованы с периодом зеркала  $d$  условием Брэгга (5.21). В случае же реального зеркала с размером шероховатостей по поверхности  $\delta_0$  на плоский волновой фронт отраженного пучка будет наложена расходящаяся составляющая с углом раствора  $\Delta\theta = \lambda/\delta_0$ . При типичной величине  $\delta_0 \sim 10$  мкм и  $\lambda = 100$  Å получаем значение  $\Delta\theta \approx 10^{-3}$  рад. Однако интенсивность такой расходящейся составляющей для зеркал хорошего качества мала по сравнению с интенсивностью плоской отраженной волны.

Спектрографы МР-диапазона на основе МИС-зеркал применялись в экспериментах по исследованию линейчатого излучения лазерной плазмы элементов с малым атомным номером [132, 133]. Так, в [132] зарегистрированы спектры ионов BeIV с помощью зеркал (Ni-C). Зеркало с периодом  $d = 32,8$  Å дало отчетливое разрешение линий, соответствующих переходам  $(1s - 3p)$  и  $(1s - 4p)$ . Спектральное разрешение этого зеркала, измеренное по полуширине контура линии с  $\lambda = 64,1$  Å, составило  $\lambda/\Delta\lambda \approx 60$ . Наличие в спектре ионов BeIV относительно изолированной линии с  $\lambda = 75,9$  Å позволило оценить разрешающую силу двух зеркал с периодами  $d = 43,7$  Å и  $d \approx 42,3$  Å, которая составила соответственно  $\lambda/\Delta\lambda = 38$  и 50 (все три зеркала имели разное число периодов). Этой величины оказалось недостаточно для разрешения близко расположенных линий ионов BeIII.

Отметим, что для обеспечения достаточной обзорности спектра зеркала, имеющие размеры 20–50 мм, должны располагаться достаточно близко к источнику, занимая тем самым значительный телесный угол в пространстве вокруг источника. Вместе с тем в случае, если разрешающей силы  $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^2$  достаточно для решения задачи эксперимента, диспергирующие элементы на основе МИС-зеркал могут с успехом применяться в длинноволновой части рентгеновского спектра.

**5.3.3. Спектрографы с отражающими дифракционными решетками.** Другим типом диспергирующих элементов в спектрографах рентгеновского излучения являются отражающие дифракционные решетки [134]. При этом для обеспечения достаточного коэффициента отражения в МР-диапазоне спектра необходимо использовать скользкое падение анализируемого излучения на решетку с углами  $\theta = 1 \div 5^\circ$ . В таком случае рабочая спектральная область ограничена со стороны коротких длин волн некоторым граничным значением  $\lambda_{гр}$ . Для его определения можно воспользоваться эмпирическим правилом [134], согласно которому  $\lambda_{гр} [\text{Å}] = 7,5 \theta_{\min} [^\circ]$ . Так, например, для  $\theta_{\min} = 1^\circ$  минимальная регистрируемая длина волны составляет 7,5 Å. Это правило хорошо выполняется лишь для стеклянных решеток с непрофилированными штрихами, и его можно использовать только для оценок.

Как правило, приборы с отражающими дифракционными решетками конструируются по схеме Габриэля [5–8, 92, 134], когда решетка изогнута по цилиндру радиусом  $R$ , а щель, поверхность решетки и плоскость регистрации находятся в пространстве на круге Роуланда с радиусом  $R/2$ . Многочисленные описанные в литературе [134] приборы с разнообразными решетками с радиусами от 0,4 до 13 м позволяют регистрировать при малых углах скольжения минимальную длину волны порядка нескольких ангстрем. Рекордный в этом смысле прибор [135] с диапазоном 0,5–50 Å,

использующий решетку с  $R = 5$  м, расположенную под углом скольжения  $\theta \sim 10'$ , с трудом позволил разрешить дублет  $\text{Cu } K_{\alpha}$  ( $\lambda \approx 1,5 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda \approx \approx 0,004 \text{ \AA}$ ) лишь в четвертом-пятом порядках отражения ( $\lambda/\Delta\lambda = 375$ ).

Серийный прибор E-580 фирмы Hilger and Watts использовался при исследовании линейчатого излучения лазерной плазмы на установке "Дельфин" (ФИАН) в диапазоне  $15 \div 100 \text{ \AA}$  [136]. Именно в этом диапазоне излучает высокоплотная ( $n_e \approx 10^{23} \div 10^{24} \text{ см}^{-3}$ ), но относительно холодная ( $T_e = 20 \div 100 \text{ эВ}$ ) часть сжимающейся оболочечной мишени, которая формируется в абляционном режиме сжатия при умеренных потоках лазерного излучения. Применялась дифракционная решетка с профилированным штрихом, покрытая золотом. Параметры решетки — 576 штрих/мм, радиус кривизны 2 м, угол блеска  $1,6^\circ$ . Угол скольжения составлял  $4,0^\circ$ , расстояние от лазерной плазмы до входной щели 200 см, ширина входной щели 20 мкм. Дисперсия прибора при таком режиме работы составляла  $1 \text{ \AA/мм}$  и слабо менялась в зависимости от длины волны. Спектр регистрировался на фотопластину (эмульсия УФ-ВР), изогнутую по кругу Роуланда (рис. 5.14а). Спектральное разрешение всего тракта регистрации составило  $0,05 \text{ \AA}$  [136].

Использование прибора с дифракционной решеткой позволило в этих экспериментах за одну вспышку лазера при облучении стеклянной оболоч-

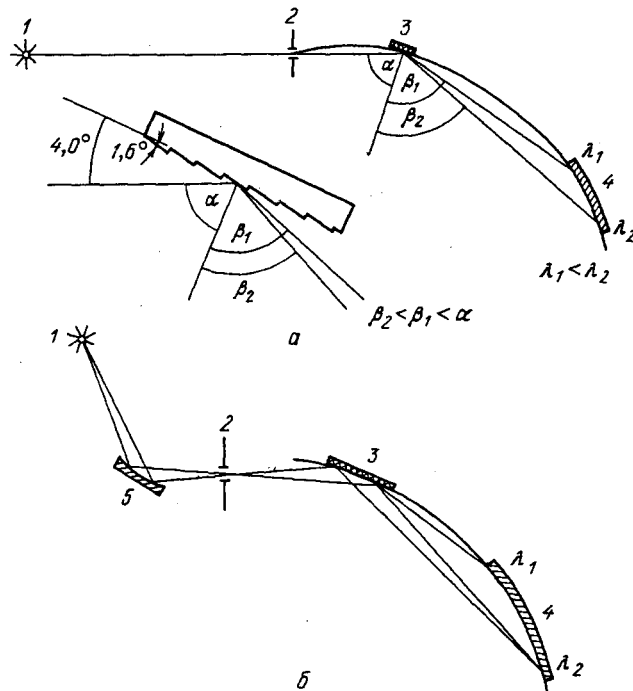


Рис. 5.14. Схема регистрации излучения лазерной плазмы спектрографом с отражающей решеткой скользящего падения (а) и схема, дающая пространственное разрешение по объекту (б): 1 — источник, 2 — щель, 3 — решетка, 4 — фотопластина, 5 — сферическое зеркало. На врезке показана часть поверхности решетки и схема хода лучей вблизи нее [136]

чечной мишени регистрировать в указанном выше диапазоне около 50 линий излучения ионов кислорода OVI–OVIII и кремния SiIX – SiXIV, в том числе линии серии Бальмера H-подобного кислорода (OVIII). На основании методов диагностики параметров плазмы по линейчатому излучению (см. § 5.4) проведены оценки температуры и плотности излучающей плазмы [136].

Решетки скользящего падения обладают астигматизмом, присущим элементам косоугольного падения, что не позволяет получить пространственного разрешения в схеме, приведенной на рис. 5.14а. Однако в экспериментах по ЛТС со сложной структурой плазменного источника получение пространственного разрешения чрезвычайно важно для корректной реализации методов диагностики. Для этой цели используются схемы со сложной транспортировкой пучка на щель спектрографа. Так, на установке "Дельфин" перед щелью установлено вогнутое сферическое зеркало наклонного падения ( $\theta_{\text{зер}} \approx 15^\circ$ ), сагиттальный фокус которого находится на щели (вдоль нее), а меридиональный – на круге Роуланда в плоскости регистрации (рис. 5.14б). В результате происходит фокусировка спектра поперек дисперсии в некотором узком спектральном интервале, положение и ширина которого определяются радиусом кривизны зеркала, углом  $\theta_{\text{зер}}$  и расстоянием зеркала от щели. Фактически астигматизм решетки исправляется астигматизмом зеркала наклонного падения, что позволяет получить пространственное разрешение по объекту в заданном участке спектра. Кроме того, зеркало, фокусируя пучок МР-излучения на щели, приблизительно на два порядка величины повышает светосилу прибора. Следует, однако, отметить, что такая схема, включающая два элемента скользящего падения – решетку и зеркало, достаточно сложна в юстировке. Еще более сложная схема транспортировки пучка на щель спектрографа с дифракционной решеткой используется в Ливерморской лаборатории [8]. Она включает вогнутые цилиндрическое и сферическое зеркала, работающие при наклонном падении излучения.

При использовании приборов с отражающими решетками возникают также ограничения, связанные со скользящим падением излучения на фотоматериал, изогнутый по кругу Роуланда. При этом появляется сильное дополнительное уширение линий, особенно в коротковолновой области, где повышение чувствительности фотоэмульсии связано с увеличением ее толщины. Расположение же фотоматериала перпендикулярно дифрагированному лучу лишает схемы скользящего падения такого достоинства, как обзорность. Еще одной особенностью отражающих решеток является достаточно сильная зависимость коэффициента отражения (эффективности решетки) от длины волны в рабочем диапазоне [7, 137], что требует их специальной калибровки. Действительно, при регистрации функция эффективности решетки умножается на функцию спектральной чувствительности фотоматериала, а также дают определенный вклад следующие (за первым) порядки дифракции. Поэтому проведение корректных абсолютных и даже относительных измерений не представляется возможным без калибровки на источнике с известным спектром (см. п. 5.3.5).

Недостатком существующих дифракционных решеток для МР-диапазона является их низкая эффективность [138]. Почти все решетки, изготавливаемые промышленностью, спроектированы для определенного угла блес-

ка, и в случае, если угол падения слегка отличается от этого угла, их эффективность резко падает. Профиль решетки имеет типичную высоту около 300 Å, и его практически невозможно проконтролировать в процессе механической нарезки штрихов. Поэтому каждая из существующих решеток является уникальной и лучшие из них имеют дифракционную эффективность 0,1–5 % [139].

Гораздо лучшими характеристиками обладают решетки, описанные в [139, 140]. В них используется фазовый сдвиг рентгеновской волны, возникающий при отражении от гладкой профилированной поверхности зеркала. Так, если  $H$  – высота ступеньки на поверхности и  $\theta$  – угол скольжения пучка, то для оптимальной эффективности дифракции необходимо выполнение условия [141]

$$H = \lambda/4\theta \quad (5.23)$$

при малом угле  $\theta \ll \pi/2$ . Таким образом, чем меньше значение угла скольжения  $\theta$ , тем больше могут быть значения высоты неоднородностей  $H$ , дающих фоновое излучение. Для диапазона длин волн 1–100 Å интерференция возникает при величинах  $H$  между 100 и 200 Å. Неоднородность поверхности, следовательно, не должна превышать по крайней мере  $1/5 H$ , или 20–40 Å. Теоретически при прямоугольной форме профиля штрихов эффективность фазовой решетки достигает 40 % в первый порядок дифракции [141]. Экспериментально фазовые дифракционные решетки были изготовлены на подложках из аморфного кремния методом ионного травления с последующим напылением золота на поверхность профиля [139]. Измеренные значения дифракционной эффективности в 1-й порядок равны 20 % в области 10 Å и между 5 и 10 % в области 1–10 Å. Ограничение дифракционной эффективности при очень коротких длинах волн, возможно, происходит из-за неоднородностей поверхности на атомном уровне [141]. По-видимому, в будущем фазовые решетки по мере совершенствования технологии их изготовления найдут широкое применение в диагностике МР-излучения.

**5.3.4. Спектрографы с пропускающими дифракционными решетками.** В последние годы в связи с развитием техники микролитографии стало возможным изготовление пропускающих дифракционных решеток, которые могут использоваться в качестве диспергирующих элементов в спектрографах МР-излучения [9–13, 38]. Пропускающая решетка представляет собой периодическую структуру свободно подвешенных тонких проволок. Рентгеновское излучение, проходя сквозь такую пропускающую решетку, в результате дифракции на микроструктуре разлагается по спектру в двух одинаковых и симметрично расположенных по отношению к нулевому порядку дифракции крыльях. В спектрографе с такой решеткой щелевая апертура диспергирующего элемента является одновременно и входной спектральной щелью прибора. Пропускающие решетки стали впервые изготавливаться в начале 70-х гг. в ФРГ для спектральных исследований излучения астрофизических объектов, а в настоящее время проводятся также в США, Голландии и Японии.

Обозначим ширину решетки через  $D$ , ее период через  $d$ , зазор между проволочками через  $\delta$ , их число через  $N$ , расстояние от решетки до источника через  $a$ , а от решетки до плоскости регистрации через  $b$ , размер ис-

точника через  $r$  (рис. 5.15а). Картина, получаемая в плоскости регистрации, представляет собой фактически суперпозицию дифракционной картины на элементарном зазоре шириной  $\delta$  и на периодической структуре с периодом  $d$ . В случае монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda$  эти две составляющие картины имеют вид, приведенный на рис. 5.15б и в. Первая имеет провалы интенсивности в точках  $n\lambda/\delta$ , вторая — максимумы в точках  $k\lambda/d$ , соответствующие порядкам решетки, включая нулевой (при  $k = 0$ ). Отсюда ясно, что соотношение интенсивностей порядков решетки определяется отношением зазора к периоду  $\delta/d$ . Так, при  $\delta/d = 1/2$  становятся равными нулю интенсивности 2-го, 4-го и т.д. порядков (рис. 5.15з), а при  $\delta/d = 1/3$  гаснут 3-й, 6-й и т.д. порядки решетки (рис. 5.15д). Формула, дающая отношение эффективностей решетки в  $m$ -м и 1-м порядках  $\eta_m/\eta_1$ , имеет вид [13, 142]

$$\frac{\eta_m}{\eta_1} = \left( \frac{\sin(m\pi\delta/d)}{m \sin(\pi\delta/d)} \right)^2. \quad (5.24)$$

В соответствии с этой формулой при  $\delta/d = 1/2$  получаем  $\eta_2/\eta_1 = 0$ ,  $\eta_3/\eta_1 = 0,11$ ,  $\eta_4/\eta_1 = 0$ ,  $\eta_5/\eta_1 = 0,04$ . В случае  $\delta/d = 1/3$  эффективности порядков составляют  $\eta_2/\eta_1 = 0,25$ ,  $\eta_3/\eta_1 = 0$ ,  $\eta_4/\eta_1 = 0,062$ ,  $\eta_5/\eta_1 = 0,04$ . Та-

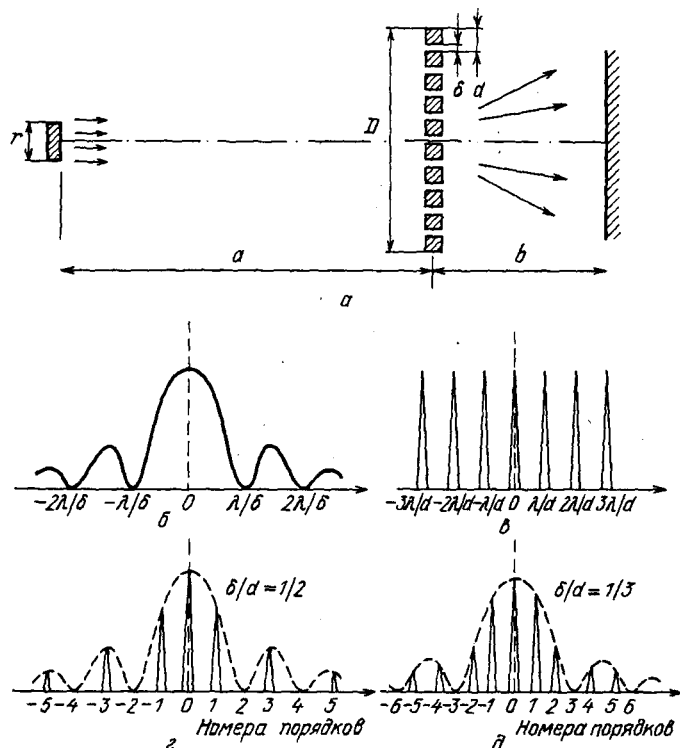


Рис. 5.15. Схема расположения источника, пропускающей решетки и плоскости регистрации (а); дифракционная картина для монохроматического излучения на элементарном зазоре (б) и периодической структуре (в); суперпозиция картин б и в в случае решеток с отношением зазора к периоду  $\delta/d = 1/2$  (г) и  $1/3$  (д)

ким образом, с точки зрения уменьшения мешающего влияния на спектр, получаемый в 1-м рабочем порядке, излучения более высоких порядков предпочтительной является решетка с отношением зазора к периоду  $\delta/d = 1/2$ . При использовании решетки с  $\delta/d = 1/2$  энергия падающего на нее излучения распределяется следующим образом: 50 % энергии поглощается решеткой, 25% идет в нулевой порядок, по 10% попадают в левый и правый 1-е порядки, 5 % – в остальные порядки в обоих крыльях.

Важно отметить, что эффективность пропускающих решеток (доля энергии, идущая в 1-й порядок дифракции) практически постоянна в диапазоне длин волн  $\lambda > 10 \text{ \AA}$  [11], так что их удобно использовать для абсолютных измерений.

Линейная дисперсия пропускающей дифракционной решетки дается выражением

$$D_x = d\lambda/dx = d/b. \quad (5.25)$$

Таким образом, обратная линейная дисперсия возрастает пропорционально расстоянию от решетки до плоскости регистрации.

Разрешающая сила  $\lambda/\Delta\lambda$  определяется тремя факторами – дифракционным пределом, размером источника  $r$  и размером апертуры решетки  $D$ . Дифракционный предел равен числу проволок в решетке  $N$ :

$$M_D = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_D} = N = \frac{D}{d}. \quad (5.26)$$

Влияние на спектральное разрешение геометрических факторов – апертуры решетки  $D$  и размера источника  $r$  – описывается выражением

$$\Delta\lambda_r = d \left( \frac{D}{b} + \frac{r+D}{a} \right), \quad (5.27)$$

т.е.

$$M_r = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_r} = \frac{\lambda}{d \left( \frac{D}{b} + \frac{r+D}{a} \right)}. \quad (5.28)$$

В случае падения на решетку параллельного пучка  $a = \infty$  и

$$\Delta\lambda_{r\infty} = dD/b. \quad (5.29)$$

Рабочий спектральный диапазон пропускающей решетки ограничен с коротковолновой стороны величиной  $\lambda_{\min}$ , которая определяется двумя факторами – прозрачностью проволок решетки для длин волн  $\lambda < \lambda_{\min}$  и конечной шириной нулевого порядка  $\delta\lambda_0 = (d/b)D$ . С длинноволновой стороны граница рабочего диапазона  $\lambda_{\max}$  определяется периодом решетки.

Характерные для пропускающих решеток значения указанных выше параметров проиллюстрируем на примере спектрографа, созданного в работе [13] и использованного для калибровки спектральной чувствительности микроканального детектора на пучке синхротронного излучения. Решетка была изготовлена в ФРГ (фирма "Dr. Johannes Heidehain GmbH") методом микролитографии из золотой фольги толщиной 0,5 мкм. Период



решетки  $d = 1$  мкм, отношение зазора к периоду  $\delta/d = 1/3$ . Решетка имеет ширину  $D = 100$  мкм и высоту 1 мм, так что число проволочек  $N = 100$ . Имеются также технологические перемычки в поперечном к проволочкам направлении с периодами 10 и 200 мкм (рис. 5.16а). Решетка находилась на расстоянии  $a = 7$  м от эффективного источника синхротронного излучения (ускоритель электронов С-60, ФИАН), имеющего размер  $r = 1$  мм в направлении, параллельном дисперсии прибора. Расстояние от решетки до плоскости регистрации (фотошленка, микроканальный детектор) составляло  $b = 650$  мм\*) (рис. 5.16з).

Для условий данных экспериментов линейная дисперсия по формуле (5.25) равна  $D_x = 15$  Å/мм. Разрешающая сила (дифракционный предел) равна  $M_D = 100$ , так что  $\Delta\lambda_D = 1$  Å при  $\lambda = 100$  Å. Кроме того, учет влияния апертуры решетки и размера источника по формуле (5.27) дает  $\Delta\lambda_r = 3$  Å, так что результирующее спектральное разрешение составляет 4 Å. Коротковолновая граница рабочего диапазона  $\lambda_{\min}$  за счет эффекта "прозрачности" проволочек составляет 2 Å. Такое же значение  $\lambda_{\min}$  получается и за счет конечной ширины нулевого порядка  $\delta\lambda_0 = 2$  Å. Длинноволновая граница  $\lambda_{\max} = d = 1$  мкм, но реально из-за ограниченной светосилы прибора и с учетом диагностических целей  $\lambda_{\max} \sim 10^3$  Å.

Отметим, что при использовании такого прибора для исследования рентгеновского излучения лазерной плазмы с типичными значениями  $a \approx 600$  мм и  $r \approx 500$  мкм при том же значении величины  $b \approx 650$  мм спектральное разрешение за счет геометрических факторов  $\Delta\lambda_r$  составит  $\Delta\lambda_r \approx 12$  Å, что существенно хуже, чем для пучка синхротронного излучения. Уменьшить эту величину можно лишь удаляя прибор от источника, что реально только до определенного предела с учетом ограниченной интенсивности лазерно-плазменного источника.

В отличие от отражающих решеток скользящего падения пропускающая решетка позволяет легко реализовать пространственное разрешение по объекту в направлении, перпендикулярном дисперсии, причем сразу во всем рабочем спектральном диапазоне. Для этого достаточно поместить перед решеткой щель, перпендикулярную ее штрихам. Если ширина этой щели равна  $h$ , то пространственное разрешение по объекту дается выражением

$$\Delta l = \frac{a+b}{b} h. \quad (5.30)$$

Так, в экспериментах [13] щель имела ширину  $h = 100$  мкм (рис. 5.16з), что обеспечивало пространственное разрешение  $\Delta l \approx 1,1$  мм.

Важным достоинством пропускающих решеток, выгодно отличающих их от решеток скользящего падения, является отсутствие сложной процедуры юстировки. Фактически необходимо лишь установить плоскость решетки перпендикулярно падающему пучку с невысокой точностью. Немаловажно и то, что спектрографы на основе пропускающих решеток малогабаритны. Что касается светосилы таких спектрографов, то она невелика, как и у

\*) Отметим, что в приборе, использовавшемся в [13], для увеличения числа каналов регистрации были установлены две пропускающие решетки. Вторая была по параметрам аналогична первой, но имела ширину 50 мкм и соответственно 50 периодов.

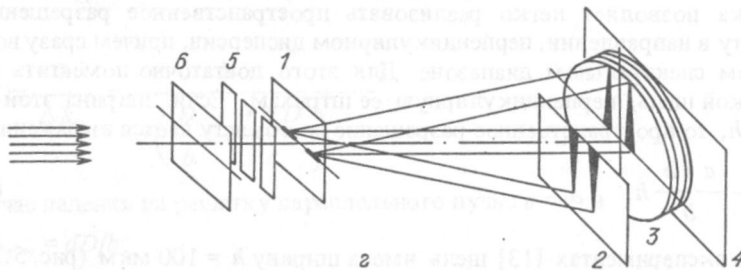
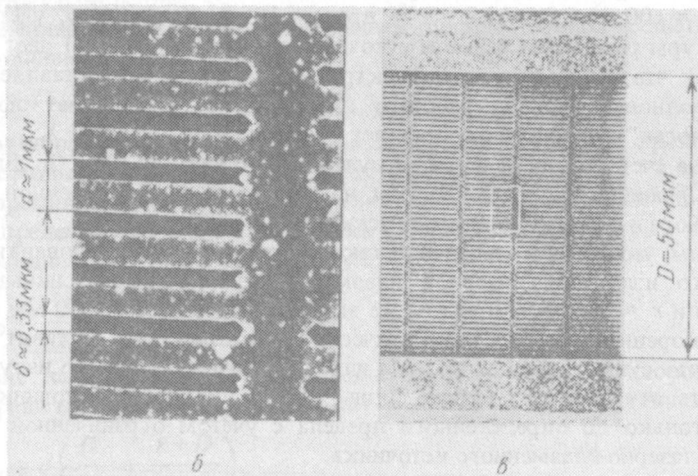
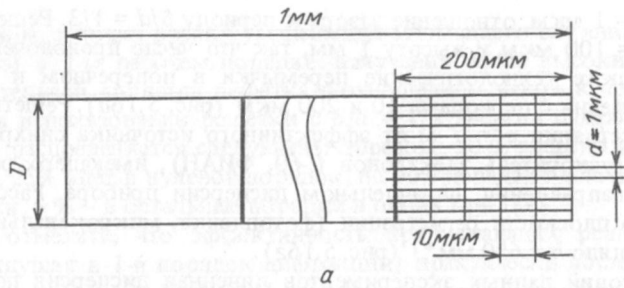


Рис. 5.16. Схематическое изображение пропускающей дифракционной решетки (а) и фотографии решетки под электронным микроскопом с разными увеличениями (б, в). Схема спектрографа с комбинированной системой детектирования (г): 1 – пропускающие решетки, 2 – рентгеновская фотоэмульсия УФ-ШС, 3 – микроканальный детектор, 4 – фотоэмульсия "фото-65", 5 – дополнительные щели, 6 – фильтры [13]

любых спектрографов со входной щелью, поскольку в случае пропускающей решетки спектральная щель совмещена с диспергирующим элементом.

Заканчивая обсуждение спектрографов с различными типами диспергирующих элементов, следует подчеркнуть, что выбор оптимального прибора должен выполняться исходя из требований решаемой экспериментальной задачи с учетом обеспечения необходимого разрешения (спектраль-

ного, пространственного), светосилы, обзорности в нужном участке спектра. Для достижения высокого спектрального разрешения в коротковолновом МР-диапазоне ( $\lambda < 25 \text{ \AA}$ ) целесообразно применение кристаллических спектрографов. В области более длинных волн вполне работоспособны спектрографы на многослойных интерференционных зеркалах. Для получения же хорошей обзорности в диапазоне от единиц до сотен ангстрем при умеренном спектральном разрешении следует использовать спектрографы на отражающих и пропускающих дифракционных решетках.

**5.3.5. Синхротронное излучение и калибровка аппаратуры.** Как отмечалось выше, проведение относительных, а тем более абсолютных спектральных измерений невозможно без предварительной калибровки применяемой аппаратуры. Это обусловлено сильной зависимостью коэффициентов отражения кристаллов, многослойных интерференционных зеркал, дифракционных решеток, а также чувствительности различных детекторов МР-излучения (§ 5.2) от длины волны исследуемого излучения. В основе требуемой калибровки аппаратуры лежит получение функции отклика всего измерительного тракта на тестовое излучение с известными формой спектра и абсолютными значениями спектральной плотности энергии. В результате таких измерений получается информация о функции спектральной чувствительности всего диагностического тракта, после чего становится возможной корректная обработка экспериментальных результатов.

Тестовый источник МР-излучения, используемый для калибровки аппаратуры, должен удовлетворять целому ряду требований. Таким источником, на наш взгляд, является ускоритель электронов (синхротрон), дающий синхротронное излучение в диапазоне от единиц ангстрем до видимой области спектра. Положение максимума спектрального распределения этого излучения определяется энергией ускоренных электронов и, например, для синхротрона С-60 (ФИАН) [37] соответствует  $\lambda \approx 18 \text{ \AA}$  при энергии электронов  $\mathcal{E} \approx 630 \text{ МэВ}$  (рис. 5.17) [13]. Интенсивность излучения спа-

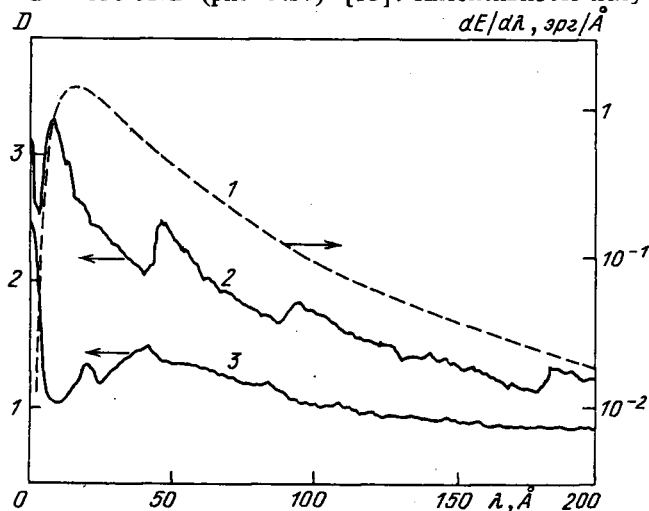


Рис. 5.17. Расчетный спектр синхротронного излучения при  $\mathcal{E} \approx 630 \text{ МэВ}$  (1) и денситограммы спектра СИ на рентгеновской фотоземлюльсии УФ-ШС (2) и на фотопленке "Фото-65" с выхода МКД (3) [13]

дает резко в коротковолновую область и плавно в длинноволновую. Для этого излучения характерна гладкая форма спектра без наличия спектральных линий и каких-либо особенностей, что очень важно при калибровке аппаратуры. Сама форма спектра надежно рассчитывается теоретически, так что по измеренным значениям энергии и тока ускоренных электронов и величине ведущего магнитного поля можно получить абсолютное значение спектральной плотности энергии при любом значении длины волны. Таким образом, синхротрон может служить эталонным источником для абсолютной калибровки детекторов излучения и других источников.

Важным свойством синхротрона является высокая повторяемость параметров излучения от цикла к циклу, что дает возможность накапливать дозу в больших сериях рабочих циклов. В частности, на синхротроне С-60 (ФИАН) в каждом цикле испускается пучок длительностью около 0,5 с из  $10^7$  импульсов длительностью по 7 нс с интервалами между ними 50 нс [37].

Для синхротрона характерен также малый размер эффективного источника, который определяется поперечными размерами сгустка электронов. Так, для синхротрона С-60 (ФИАН) размер источника составляет  $1 \times 7$  мм для вертикального и горизонтального направлений соответственно [37]. Отметим, что для других источников синхротронного излучения эти величины еще меньше как минимум на порядок величины. Малый размер эффективного источника весьма важен для достижения предельного спектрального разрешения диспергирующих элементов испытываемой аппаратуры. Существенным является и малая величина угловой расходимости излучения в вертикальном направлении ( $10^{-3}$  рад для синхротрона С-60)\*).

По сравнению с лазерно-плазменными и пинчевыми источниками МР-излучения синхротрон является "чистым" источником, поскольку в нем отсутствуют потоки частиц разлетающегося вещества, воздействие которых может изменить свойства исследуемой аппаратуры или даже разрушить ее элементы. И наконец, очень важным свойством синхротронного излучения является его линейная поляризованность в плоскости орбиты в пределах малых угловых размеров (измеряемых в вертикальном, перпендикулярном к плоскости орбиты направлении). Благодаря этому существует возможность проведения на синхротроне поляризационных измерений в МР-диапазоне спектра [36, 143].

В качестве примера использования синхротронного излучения для калибровки аппаратуры остановимся на калибровочных измерениях спектральной чувствительности микроканального детектора (МКД) [13, 36, 38]. Этот детектор регистрировал спектр синхротронного излучения (ускоритель С-60, ФИАН), формируемый двумя пропускающими дифракционными решетками. Спектр этого излучения в симметричных крыльях решеток фиксировался на фотопленку УФ-ШС (геометрия расположения и параметров решеток в этих измерениях описаны в п. 5.3.4) (см. рис. 5.16е).

На рис. 5.17 приведены спектрограммы и денситограммы в обоих каналах регистрации вместе с исходным спектром СИ для используемого режима работы синхротрона (энергия электронов  $\approx 630$  МэВ) [13]. При срав-

\*) В плоскости орбиты синхротронное излучение распространяется во всех направлениях по касательным к орбите.

нении расчетного спектра СИ (кривая 1) с кривой 2 почернения рентгеновской фотоэмульсии обращает на себя внимание увеличение чувствительности пленки при длинах волн короче 40 Å, что приводит к сдвигу максимума кривой 2 в сторону меньших длин волн по сравнению с максимумом кривой 1. В то же время чувствительность МКД (кривая 3) резко уменьшается в этой спектральной области.

Характерной особенностью денситограмм, зарегистрированных рентгеновской пленкой УФ-ШС, является наличие пиковой структуры спектров при гладком профиле синхротронного излучения, что в основном объясняется пиковой структурой функции спектральной чувствительности фотоэмульсии. Так, при  $\lambda = 44$  Å виден скачок чувствительности, явно связанный со скачком пропускания углерода (кривая 2 на рис. 5.17). Этот пик виден и при  $\lambda = 87$  и  $179$  Å, что связано с наличием более высоких дифракционных порядков пропускающей решетки – соответственно 2-го и 4-го, – в то время как вклад 3-го порядка ( $\lambda = 131$  Å) не превышает уровня шумов пленки. Такой вклад более высоких порядков объясняется размером использованных в данных измерениях решеток с отношением зазора между проволочками к периоду  $\delta/d = 1/3$ . При этом экспериментально измеренные эффективности порядков (по отношению к первому) составляли  $\eta_2/\eta_1 \approx 0,21$ ,  $\eta_3/\eta_1 \approx 10^{-3}$ ,  $\eta_4/\eta_1 \approx 0,067$ , что хорошо согласуется с расчетными значениями, даваемыми формулой (5.24) (см. п. 5.3.4).

Пиковая структура, полученная на спектре, зарегистрированном с помощью МКД (кривая 3 на рис. 5.17) при длинах волн 23 и 44 Å, объясняется наличием кислорода и углерода соответственно в материале катода МКД. На  $K$ -краях поглощения этих атомов должен происходить скачок фотоэлектронного выхода от больших величин к малым при увеличении длины волны из-за того, что фотоны с энергией, меньшей, чем энергия  $K$ -скачка поглощения, не могут фотоионизировать электроны  $K$ -оболочки атомов. Следует отметить, что в отсутствие импульсного питания МКД для обеспечения нормальных почернений в обоих каналах в [13] приходилось работать при напряжениях на микроканальной пластине, не превышающих 1 кВ.

Построение кривой спектральной чувствительности МКД проводилось двумя способами. В первом входная энергия на каждой длине волны  $E_{вх}(\lambda)$  определялась по известной из расчетов спектральной плотности энергии СИ [37] и данным об эффективности решетки [11]. Второй способ основан на определении входной в МКД энергии на каждой длине волны  $E_{вх}(\lambda)$  по почернению рентгеновской фотоэмульсии на той же длине волны в другом канале спектрографа с помощью характеристических кривых. При этом в обоих способах выходящая из МКД энергия  $E_{вых}(\lambda)$  определялась по почернению стоящей за ним фотопленки видимого диапазона в соответствующем участке спектрограммы.

На рис. 5.18 приведены полученные этими двумя способами в [13] зависимости коэффициента усиления МКД от длины волны ( $k(\lambda) = E_{вых}(\lambda)/E_{вх}(\lambda)$ ) при величине приложенного напряжения 1 кВ. Характерно резкое падение чувствительности в области  $\lambda < 40$  Å, в то время как для длин волн в диапазоне  $40 < \lambda < 200$  Å чувствительность сравнительно слабо меняется. Такая форма полученной зависимости согласуется с результатами измерений, проведенных в работе [144].

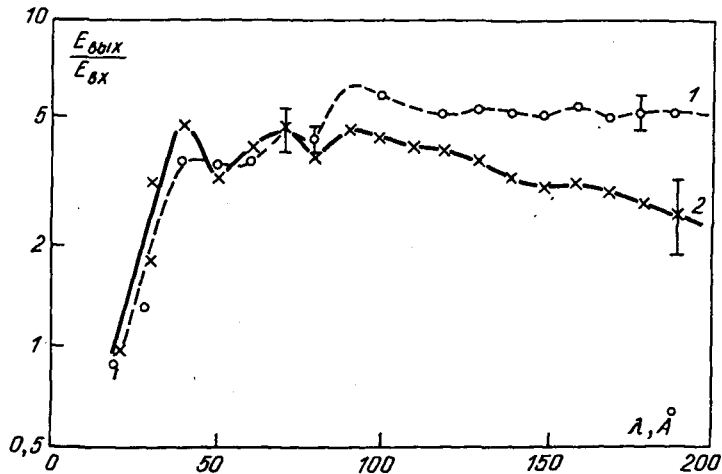


Рис. 5.18. Зависимость коэффициента усиления МКД от длины волны, рассчитанная: 1 – по известному спектру СИ и почернению фотопленки на выходе МКД, 2 – по почернению рентгеновской фотоэмульсии УФ-ШС и фотопленки на выходе МКД [13]

Подчеркнем, что описанным выше методом можно калибровать спектральную чувствительность любого одно- или двухкоординатного детектора. Более того, с помощью данного спектрографа и пучка синхротронного излучения в [36] реализована удобная методика построения характеристических кривых рентгеновских фотоэмульсий (зависимостей плотности почернения от дозы излучения) при любом значении длины волны в диапазоне 5–500 Å. Эта методика описана в п. 5.2.1.

#### § 5.4. Методы диагностики плотной плазмы по линейчатому рентгеновскому излучению

Значительная часть методов рентгеновской диагностики плотной плазмы по линейчатому излучению основана на предположении о малости оптической толщины плазмы в резонансных линиях, используемых для диагностики ионов. Однако в случае плотной лазерной плазмы, которая, вообще говоря, может быть оптически толстой, вопрос правомерности использования этих методов требует анализа и проверки [3].

Точный учет пленения излучения в многоуровневой системе является весьма сложным [145]. Приближенное рассмотрение в случае однородной плазмы с использованием эффективных вероятностей радиационного распада [146] позволяет получить ограничение на максимальный размер плазмы  $l_{кр}$ , при котором эффекты пленения резонансного излучения еще оказываются несущественными [3]. Для доплеровски уширенной линии  $l_{кр}$  дается выражением [3]

$$l_{кр} \approx 9 \cdot 10^{14} z^4 \sqrt{z} \Theta \left[ \lambda^3 \frac{g_2}{g_1} f_{2k} n_e \left( \frac{z^2 Ry}{\Delta E} \right) \ln \left( \frac{z^2 Ry \sqrt{2\Theta}}{n^2 \Delta E} \right) \right]^{-1}, \quad (5.31)$$

где  $\Theta = kT_e / (z^2 Ry)$ ,  $Ry = 13,6$  эВ,  $z$  – заряд иона,  $\lambda$  – длина волны резо-

нансной линии,  $\Delta E$  и  $f_{2k}$  — энергия и сила осциллятора перехода, вносящего главный вклад в столкновительное девозбуждение резонансного уровня,  $g_2$  и  $g_1$  — статистические веса резонансного и основного состояния,  $n$  — главное квантовое число резонансного уровня. Вследствие того, что  $l_{кр} \propto \lambda^{-3} z^{4,5}$ , ограничение, накладываемое условием (5.31), является гораздо менее жестким для линий рентгеновского диапазона (большие  $z$ , малые  $\lambda$ ), чем для ВУФ- и УФ-диапазонов. Так, например, в случае He-подобных ионов в плазме с электронной плотностью  $n_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и температурой  $kT_e = \frac{1}{2} z^2 \text{ Ry}$  для ионов  $z = 7$  ( $\lambda = 20 \text{ \AA}$ ) и  $z = 15$  ( $\lambda = 4 \text{ \AA}$ ) соответственно получаем  $l_{кр} = 5,7 \cdot 10^{-5}$  и  $0,17 \text{ см}$ . Отметим, что в последнем случае значению  $l_{кр}$  отвечает весьма высокая величина оптической толщины плазмы  $\tau \approx 100$  ( $\tau = kl$ , где  $k$  — коэффициент поглощения излучения,  $l$  — линейный размер плазмы), при которой эффекты пленения все еще не влияют на интенсивности спектра излучения.

Таким образом, в случае однородной плазмы использование рентгено-спектральных методов диагностики, основанных на сравнении интенсивностей линий, наблюдаемых и рассчитанных для оптически тонкой плазмы оправдано даже для плазмы с весьма высоким значением оптической толщины [3]. В случае неоднородной плазмы величина  $l_{кр}$  может быть найдена только путем численного решения уравнений переноса излучения. При этом значение  $l_{кр}$  может оказаться существенно меньшим, чем определяемое формулой (5.31). В то же время проверку влияния поглощения излучения в плазме на интенсивность линий можно выполнить экспериментально в каждом конкретном случае (см., например, [3]).

Спектроскопия линейчатого рентгеновского излучения и развитые в ней методы диагностики плазменных параметров являются обширной и хорошо развитой областью физики, которой посвящены подробные обзоры и монографии [3, 4, 93, 113, 134, 138, 145]. Поэтому ниже мы лишь кратко остановимся на основах применяемых методов диагностики плазмы, в существенной степени следуя работе [3].

**5.4.1. Определение электронной температуры и ионизационного состояния.** В настоящее время существуют следующие методы экспериментального определения электронной температуры плазмы: 1) по относительным интенсивностям резонансных линий ионов разной кратности ионизации; 2) по отношению интенсивностей переходов  $1s - np$  и  $1s^2 - 1snp$  H- и He-подобных ионов; 3) по относительным интенсивностям диэлектронных спутников резонансных линий H- и He-подобных ионов. А также методы определения ионизационного состояния плазмы: 1) по отношению интенсивностей переходов  $1s - np$  и  $1s^2 - 1snp$  ( $n = 3, 4$ ); 2) по отношениям интенсивностей резонансных и спутниковых линий.

Отношение интенсивностей двух линий  $\alpha = I_1/I_2$ , принадлежащих ионам  $z_1$  и  $z_2$ , в оптически тонкой плазме можно записать в следующем виде.

$$\alpha = \frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1}{A_2} \frac{N_1^*}{N_2^*} = \frac{A_1}{A_2} \frac{N_1^*/N_1}{N_2^*/N_2} \frac{N_1}{N_2}, \quad (5.32)$$

где  $A_1, A_2$  — вероятности соответствующих радиационных переходов,  $N_1^*, N_2^*$  и  $N_1, N_2$  — плотность ионов на верхних уровнях переходов и в основном состоянии соответственно. Из выражения (5.32) видно, что,

вообще говоря, отношение интенсивностей  $\alpha$  зависит как от ионизационного состояния плазмы (т.е. от отношения  $N_1/N_2$ ), так и от распределения ионов по возбужденным уровням (т.е. от отношений  $N_1^*/N_1$  и  $N_2^*/N_2$ ). В корональном и больцмановском пределах распределение ионов по возбужденным уровням определяется только электронной температурой плазмы\*), и, следовательно, в этих случаях отношение  $\alpha$  является функцией двух параметров плазмы ( $T_e$  и  $N_1/N_2$ ), или, другими словами, функцией электронной ( $T_e$ ) и ионизационной ( $T_z$ ) температур [3]. При этом ионизационная температура  $T_z$  определяется как температура, при которой данное значение отношения  $N_1/N_2$  существовало бы в равновесной корональной плазме.

Если значение одного из параметров известно, то измерение  $\alpha$  дает возможность определить значение второго параметра. Так, в [147] температура  $T_e$  определялась по наклону спектра континуума, а относительные концентрации NeX/NeIX и SiXIV/SiXIII в плазме сжимающейся оболочки лазерной мишени и в сжатом ядре определялись из отношений интенсивностей линий  $1s - np$  и  $1s^2 - 1snp$  ионов Ne и Si ( $n = 3, 4$ ). Напротив, в [148] ионизационное состояние бралось из расчетов, а  $T_e$  определялась по отношениям интенсивностей ряда линий ионов Al и Ti.

Когда обе измеряемые линии принадлежат иону одной и той же кратности ионизации, то  $N_1/N_2 = 1$  и отношение их интенсивностей позволяет определить электронную температуру независимо от ионизационного состояния. При этом, однако, для обеспечения хорошей чувствительности метода оказывается необходимым использовать линии, имеющие существенно различающиеся значения длин волн, вследствие чего возникают высокие требования к калибровке спектрографов [3]. Например, в работах [149–151]  $T_e$  определялась по отношениям интенсивностей серий  $1s - np$  и  $1s^2 - 1snp$  H- и He-подобных ионов.

Уникальная ситуация реализуется для отношения интенсивностей резонансной линии H-подобных ионов и ее диэлектронных сателлитов. В этом случае населенности как резонансного, так и автоионизационных уровней определяются процессами, сопровождающимися переходами из основного состояния H-подобного иона, вследствие чего относительные интенсивности резонансной и сателлитных линий не зависят от ионизационного состояния плазмы. Кроме того, наиболее интенсивный сателлит  $2p^2 \ ^1D_2 - 1s2p^1p_1$  в плазме с плотностью  $n_e \ll 10^{24} \text{ см}^{-3}$  не зависит и от электронной плотности плазмы и, следовательно, является очень удобным для измерения ее электронной температуры [3].

Для сателлитов резонансой линии He-подобных ионов ситуация оказывается сложнее. Здесь относительные интенсивности зависят как от электронной ( $T_e$ ), так и ионизационной ( $T_z$ ) температуры плазмы. Однако, поскольку для разных сателлитов эта зависимость проявляется по-разному, то одновременное измерение нескольких (по крайней мере двух) пар отношений интенсивностей позволяет в этом случае определить значения обоих этих параметров. Указанные методы диагностики электронной и

\*) В общем случае распределение ионов по возбужденным уровням зависит, конечно, и от плотности плазмы, поэтому для измерения температуры следует использовать линии, для которых эта зависимость является очень слабой.



ионизационной температур по относительным интенсивностям резонансных линий и их диэлектронных сателлитов в настоящее время широко используются при исследовании лазерной плазмы [106, 108, 152].

**5.4.2. Определение электронной плотности.** Существующие методы диагностики электронной плотности плазмы основаны на измерении: 1) отношения интенсивностей резонансных и интеркомбинационных линий He-подобных ионов; 2) отношения интенсивностей диэлектронных сателлитов резонансной линии H-подобных ионов; 3) отношения интенсивностей компонент тонкого расщепления H-подобных ионов оптически тонкой плазмы; 4) штарковского уширения спектральных линий H-подобных ионов. Отметим, что если метод измерения  $n_e$  по штарковскому уширению используется уже многие десятилетия, то остальные методы начали применяться только в последние годы, и их развитие связано с освоением рентгеновского диапазона.

Первый метод основан на зависимости относительных интенсивностей резонансных и интеркомбинационных линий He-подобных ионов  $\text{NaX} - \text{ArXVII}$  от электронной плотности плазмы. Он может быть использован для диагностики как короны лазерной плазмы, так и сжатого ядра. Экспериментальная реализация этого метода относительно проста — спектральное разрешение может не превышать величины  $\lambda/\Delta\lambda \approx 10^3$ . Большие интенсивности используемых переходов позволяют применять спектрографы с низкой светосилой. Наличие расчетных данных и большого числа наблюдений спектров He-подобных ионов для различных  $z$  позволяет проводить измерения в широком диапазоне  $T_e$ . Достоинством метода является крутой ход зависимости  $\alpha(\text{Ne})$  [3]. Следует отметить, что интеркомбинационная линия практически всегда затемняется из-за наложения сателлитов, интенсивности которых могут быть, вообще говоря, весьма значительными. Поэтому надежность метода во многом обусловлена возможностями теории правильно предсказывать интенсивности переходов с автоионизационных уровней.

Второй метод, основанный на измерении относительных интенсивностей диэлектрических сателлитов резонансной линии H-подобных ионов, так же как и первый метод, может применяться для определения электронной плотности не только сравнительно разреженных корональных областей лазерной плазмы с  $n_e = 10^{21} \div 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , но и плотного ( $n_e > 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ) ядра. Однако данный метод требует присутствия в плазме ионов со значительно меньшими потенциалами ионизации, чем первый метод, т.е. применим для значительно более холодной плазмы. Спектральное разрешение в данном случае должно быть не хуже  $\lambda/\Delta\lambda \approx (2 \div 3) \cdot 10^3$ . Впервые данный метод был использован в [153] для определения усредненных по объему значений плотности плазмы, а в [154] аналогичные измерения были выполнены с пространственным разрешением. К достоинствам данного метода следует отнести большой динамический диапазон измерений для одного иона, малую оптическую толщину плазмы для используемых переходов, возможность наблюдения сателлитов H-подобных ионов только из наиболее горячих и плотных областей плазмы [3].

Третий метод диагностики электронной плотности основан на измерении отношения интенсивностей компонент тонкой структуры лаймановского дублета H-подобных ионов и может быть использован главным образом для

диагностики корональных областей лазерной плазмы. В данном случае требование малой оптической толщины в линиях  $Ly_\alpha$  является принципиальным. Необходимое спектральное разрешение должно составлять  $\lambda/\Delta\lambda \approx (2 \div 3) \cdot 10^3$ . Данный метод впервые был использован в [155] для диагностики плотности лазерной плазмы, возникающей при острой фокусировке излучения на поверхность твердой мишени. Поскольку, как показали предварительные оценки, для однородных мишеней из Mg, Al, Si плазма является оптически толстой в линиях  $Ly_\alpha$ , то для уменьшения оптической толщины использовались неомогенные мишени из дюралюминия (1,5 % Mg) и стекла. Основным недостатком метода является слабая зависимость измеряемого отношения от плотности: при изменении  $n_e$  в 500 раз отношение интенсивностей изменяется от 0,5 до 0,8. Отметим, что данный метод позволяет получать информацию о наиболее плотных и горячих областях плазмы, где образуются H-подобные ионы.

Наконец, четвертый метод диагностики электронной плотности связан с измерением штарковского уширения спектральных линий H-подобных ионов. Этот традиционный спектроскопический метод был применен для линий многозарядных ионов в ВУФ-диапазоне спектра при исследовании лазерной плазмы. Так, в работе [156] по штарковскому уширению перехода 3 – 4 H-подобного иона C VI ( $\lambda = 520,6 \text{ \AA}$ ) проводились измерения в области  $n_e \approx 10^{19} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Для диагностики более плотной плазмы должны использоваться многозарядные ионы, длины волн которых уже лежат в МР-диапазоне ( $\lambda \leq 10 \text{ \AA}$ ). Такие измерения впервые были выполнены в [157], где по штарковскому уширению перехода  $1s - 5p$  иона Mg XII ( $\lambda \approx 6,576 \text{ \AA}$ ) были определены значения  $n_e \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

Для теоретических оценок ширины линии  $\Delta\omega$  в первом приближении может использоваться известная формула теории Хольцмарка

$$\hbar\Delta\omega = 21,6 R_y \frac{n^2}{z} (a_0^3 n_i)^{2/3}, \quad (5.33)$$

где  $R_y = 13,6 \text{ эВ}$ ,  $n$  – главное квантовое число верхнего уровня перехода,  $n_i$  – плотность ионов,  $a_0$  – боровский радиус. Однако область применимости этой теории весьма ограничена [158]. При высоких плотностях плазмы возникает необходимость учета ряда поправок к распределению Хольцмарка. Основные поправки связаны с дебаевским экранированием поля ионов электронами и кулоновским отталкиванием между излучающим и возмущающими ионами. Аккуратные расчеты функции распределения микрополей, учитывающей оба этих эффекта, были выполнены в [159, 160]. В последние годы созданы численные программы расчета полного контура линий многозарядных H-подобных ионов в сверхплотной плазме [159–165], которые успешно применяются при диагностике плазмы сжатых сферических мишеней [166, 167]. Однако представление полученных теоретических данных в универсальной форме, удобной для эксперимента, является проблемой, и опубликованы данные только о небольшом числе ионов в весьма специфических плазменных условиях [3].

Итак, в данной главе описана аппаратура для разложения в спектр и детектирования рентгеновского излучения и представлены методы восстановления спектра континуума и определения параметров плазмы по непрерывному и линейчатому излучению МР-диапазона. Эти методы диаг-

ности, основанные на регистрации собственного излучения плазмы, сравнительно просты в экспериментальной реализации, но для корректного определения плазменных параметров требуют как определенных предположений о свойствах излучающей плазмы, так и тщательных теоретических расчетов в рамках модели, наиболее близкой к условиям эксперимента.

В заключение главы отметим, что поскольку в мягкое рентгеновское излучение может трансформироваться значительная доля энергии лазера, то проблема измерения спектрально-энергетических характеристик рентгеновского излучения будет обсуждаться в § 9.2, посвященном исследованию баланса энергии при лазерном нагреве плазмы. В частности, там будут описаны три типа таких измерений – интегральные по спектру, с предварительным спектральным разложением излучения и измерения в дискретных спектральных интервалах.

## МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ И ОБРАБОТКИ РЕНТГЕНОВСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПЛАЗМЫ

Важную информацию о процессах, происходящих при нагреве мишеней, дает исследование рентгеновского излучения плазмы с пространственным разрешением. Для этой цели в настоящее время в экспериментальной практике широко применяются камеры-обскуры, рентгеновские микроскопы различных схем, зонные пластины Френеля, брэгг-френелевские рентгенооптические элементы. Применение этих приборов, особенности которых будут обсуждаться ниже, в сочетании с рентгеноспектральными методами (в частности, с методом фильтров) позволяет получить наряду с пространственным также и спектральное разрешение (гл. 5). Это в свою очередь дает возможность с помощью соответствующей математической обработки восстанавливать усредненные по времени профили электронной температуры и плотности плазмы сферических мишеней. Применение же камеры-обскуры или микроскопа в сочетании с рентгеновским ЭОП в качестве детектора позволяет достичь одновременно пространственного и временного разрешения при изучении динамики процесса сжатия мишени (см. гл. 11). Наличие сложной пространственной структуры плазмы требует в ряде случаев использования методов вычислительной многоактурной томографии.

### § 6.1. Рентгеновская камера-обкура

Наиболее распространенным и простым способом получения изображения плазмы в рентгеновском излучении является использование камеры-обскуры, представляющей собой в простейшем случае отверстие малого диаметра в непрозрачном для рентгеновского излучения экране (рис. 6.1) [1]. Регистрирующим элементом камеры-обскуры может быть рентгеновская фотопленка [2] или другой двухкоординатный детектор, например микроканальный [3].

Остановимся подробнее на выборе оптимальных условий регистрации рентгеновского изображения, определяющих пространственное разрешение, даваемое камерой-обкурой. Легко показать, что разрешение по объекту, обеспечиваемое камерой-обкурой с диаметром отверстия  $d$  при увеличении  $\Gamma = b/a$ , составляет

$$\Delta l = \frac{\Gamma + 1}{\Gamma} d. \quad (6.1)$$

Из этого выражения видно, что для улучшения разрешения необходимо повышать увеличение и уменьшать диаметр отверстия. Однако повышать увеличение можно лишь до определенных пределов, что связано с ограниченной интенсивностью рентгеновского излучения и необходимостью иметь изображение с достаточной плотностью почернения фотоэмульсии. Что касается диаметра отверстия, то его можно уменьшать лишь до тех пор, пока дифракция рентгеновского излучения на отверстии не станет существенной. Для того чтобы влиянием дифракции можно было пренебречь, необходимо, чтобы угол дифракции был много меньше угла, под которым отверстие камеры-обскуры видно из любой точки объекта:  $\lambda/d \ll d/a$ , т.е.  $d \gg \sqrt{\lambda a}$  (или  $a \ll d^2/\lambda$ ).

Поскольку в качестве регистрирующего элемента используется какой-либо двухкоординатный детектор, обладающий определенным разрешением  $\Delta l_d$ , то для системы камера-обскура – детектор при увеличении  $\Gamma$  результирующее разрешение по объекту наблюдения

$$\Delta l = \left[ \left( \frac{\Gamma + 1}{\Gamma} d \right)^2 + \left( \frac{\Delta l_d}{\Gamma} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (6.2)$$

Ясно, что при  $\Gamma \gg 1$  разрешение определяется только диаметром отверстия и практически равно ему. Из выражения (6.2) следует, что для обеспечения разрешения по объекту  $\Delta l$  при диаметре отверстия  $d$  необходимое увеличение составляет

$$\Gamma = \frac{d^2 + [\Delta l^2 d^2 + \Delta l_d^2 (\Delta l^2 - d^2)]^{1/2}}{\Delta l^2 - d^2} \quad (6.3)$$

Выбор оптимальных условий регистрации определяется, с одной стороны, требованиями, предъявляемыми к качеству получаемого изображения, а с другой – конкретными особенностями эксперимента. Поэтому оптимизацию условий регистрации проиллюстрируем на примере диагностического комплекса установки "Кальмар" [1], включавшего несколько камер-обскур различной конструкции, в том числе многоканальных с регистрацией изображения на фотоэмульсию. Прежде всего выби-

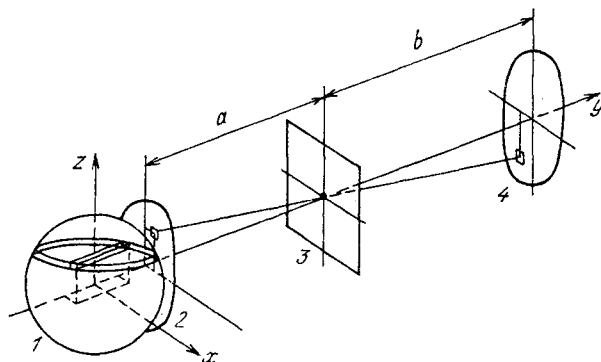


Рис. 6.1. Схема фотографирования плазмы в собственном рентгеновском излучении с помощью камеры-обскуры: 1 – плазменный объект, 2 – условный плоский объект, 3 – камера-обскура, 4 – изображение

ралось расстояние  $a$  от камеры-обскуры до объекта. С одной стороны, желательно, чтобы это расстояние было мало для обеспечения максимальной светосилы камеры-обскуры и для уменьшения влияния дифракции. С другой стороны, наличие девяти греющих пучков и различных видов оптической диагностики, а также возможность быстрого загрязнения отверстия разлетающимся веществом мишени при малой величине расстояния до нее не позволяли сделать это расстояние меньше  $a \approx 15$  мм. Выбранное значение  $a$  определяет нижний предел диаметра отверстия (дифракция):  $d \gg \sqrt{\lambda a}$ . Верхний предел диаметра определяется требуемым разрешением по объекту:  $d < \Delta l$ . Для  $\lambda_{1/100} \approx 6,9 \text{ \AA}$  (граничная длина волны отсечки по уровню 1/100 для Ве-фильтра толщиной 200 мкм) получаем  $3 \text{ мкм} \ll d < \Delta l$ . Следует отметить, что светосила системы пропорциональна  $d^2$ ; поэтому выбирать  $d$  надо также с учетом возможности надежной регистрации на фотопленке рентгеновского излучения, прошедшего сквозь отверстие такого диаметра. В частности, при плотности потока греющего излучения  $q_0 \sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$  [4–7] величину  $d$  не удавалось сделать меньшей  $d_1 \approx 15 \text{ мкм}$ , а при  $q_0 \sim 10^{14} \text{ Вт/см}^2$  [8–10], когда интенсивность рентгеновского излучения плазмы оболочечных мишеней была существенно выше, оказалось возможным уменьшить диаметр отверстия до  $d_2 \approx 7 \text{ мкм}$ . При этом, согласно формуле (6.3), в первом случае ( $q_0 \sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ ) разрешение по объекту  $\Delta l_1 \approx 25 \text{ мкм}$  достигалось при увеличении системы  $\Gamma_1 \approx 1,8$  (разрешение фотопленки УФВР составляет 65 штрих/мм, т.е.  $\Delta l_{\text{пл}} \approx 15 \text{ мкм}$ ), а во втором случае ( $q_0 \sim 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ ) разрешение  $\Delta l_2 \approx 10 \text{ мкм}$  было получено при увеличении  $\Gamma_2 \approx 3,5$ . Таким образом, проведенный выше анализ показывает, что характерным пространственным разрешением камеры-обскуры следует считать величину порядка 10 мкм, однако, по утверждению авторов [11, 12], при достаточной интенсивности рентгеновского излучения, а следовательно, возможности использования больших увеличений и малых диаметров отверстия оно может быть доведено до  $\Delta l \approx 5 \text{ мкм}$ .

## § 6.2. Рентгеновские микроскопы

Прибором, гораздо более сложным в изготовлении и настройке, чем камера-обскура, но позволяющим достичь лучшего пространственного разрешения (около 1 мкм), является рентгеновский микроскоп. К настоящему времени разработано несколько типов рентгеновских микроскопов, в основе которых лежит использование различных отражающих элементов рентгенооптики. Это зеркала скользящего падения в виде полированных поверхностей различных материалов и многослойных интерференционных структур (МИС), а также отражатели на основе кристаллов и МИС, работающие при углах падения излучения, близких к нормальным.

**6.2.1. Отражающие элементы рентгенооптики.** Трудность создания отражающих элементов для мягкого рентгеновского (МР) излучения обусловлена малостью коэффициента отражения (меньше 1%) от поверхности любого материала при нормальном падении такого излучения. Поэтому в приборах МР-диапазона используется оптика скользящего падения, которой

присущ целый ряд недостатков (малая светосила, малый поворот пучка при однократном отражении, сложность юстировки и др). Тем не менее рентгеновские микроскопы и телескопы скользящего падения широко применяются и продолжают совершенствоваться за счет увеличения точности изготовления зеркал и уменьшения высоты шероховатостей поверхности (см. пп. 6.2.2 и 6.2.3). При этом возможности дальнейшего развития оптики скользящего падения еще далеко не исчерпаны. Так, ряд принципиально новых задач можно будет решать с помощью зеркал многократного отражения при скользящем падении пучка — так называемых зеркал "шепчущей" моды [13, 14] (рис. 6.2). Согласно расчетам, такие зеркала, имеющие цилиндрическую форму с однослойным напылением различных элементов, могут поворачивать пучок на углы до  $90^\circ$  с коэффициентом отражения до 80% (рис. 6.3) [13]. Селективность и рабочий диапазон длин волн при этом зависят от материала покрытия. В частности, при напылении углерода коэффициент отражения зеркал практически постоянен в диапазоне  $50 < \lambda < 400 \text{ \AA}$  [13].

Другим альтернативным типом отражателей в МР-диапазоне (10–300  $\text{\AA}$ ) являются МИС, которые представляют собой чередующиеся слои двух веществ с различными диэлектрическими проницаемостями и обладают значительными коэффициентами отражения. Наиболее характерными особенностями многослойной рентгеновской оптики являются возможность малых углов падения излучения на поверхность зеркала вплоть

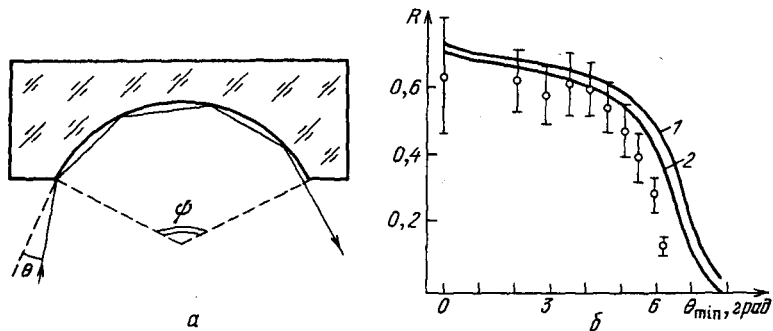
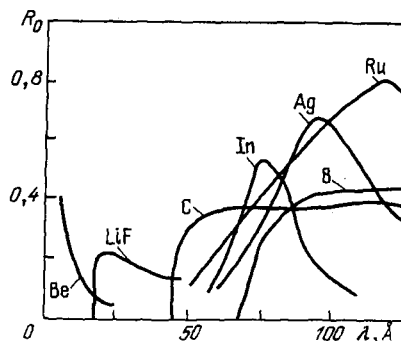


Рис. 6.2. Поворот на угол  $\psi$  луча вогнутым цилиндрическим зеркалом (а) и зависимость коэффициента многократного отражения МР-пучка ( $\lambda = 67,6 \text{ \AA}$ ) от угла скольжения  $\theta_{\min}$  крайнего луча в пучке при его повороте вогнутым углеродным зеркалом на угол  $\psi = 29^\circ$  (б). Точки — экспериментальные значения [14]; кривые — результаты теоретического расчета для бесконечно узкого пучка (1) и для пучка конечной ширины 90 мкм (2) [14]

Рис. 6.3. Расчетная зависимость коэффициента отражения скользящего луча от длины волны при повороте на угол  $\psi = 90^\circ$  для зеркал с покрытием из различных материалов [13]



до нормального и высокая спектральная селективность, обусловленная интерференционным характером отражения.

Теория отражения МР-излучения от многослойных покрытий была развита в работах [15–21]. В соответствии с ней для зеркала на основе МИС максимальный коэффициент отражения (в 1-м рабочем порядке) имеет место на длине волны, удовлетворяющей условию Брэгга

$$\lambda_r \approx 2d_0 \cos \varphi, \quad (6.4)$$

где  $d_0$  – период структуры, а  $\varphi$  – угол падения (и соответственно отражения) излучения. При этом селективность зеркала проявляется в том, что под углом  $\varphi$  от зеркала отражается интервал длин волн  $\Delta\lambda$ , вырезаемый из падающего спектра. Величина  $\Delta\lambda$  связана с числом  $N_0$  рабочих периодов МИС приближенным соотношением

$$\Delta\lambda \approx \lambda_r / N_0. \quad (6.5)$$

Из выражений (6.4), (6.5) ясно, что при типичных значениях периода МИС  $d_0 \approx 30 \div 300 \text{ \AA}$  и числа слоев  $N_0 \approx 10 \div 400$  можно создать эффективный селективирующий ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^2$ ) отражатель как при скользющем падении в диапазоне длин волн от единиц до десятков ангстрем, так и при нормальном падении излучения с длиной волны от десятков до сотен ангстрем. Достоинства МИС для создания зеркал нормального падения очевидны, однако и в отражателях скользящего падения переход от полированных поверхностей материалов к многослойным структурам дает возможность существенно улучшить ряд параметров рентгеновских микроскопов (см. п. 6.2.4).

Изготовление МИС для МР-диапазона в настоящее время проводится тремя основными методами – электронного напыления вещества [22], магнетронного [23] и лазерного [24] напыления. Эти методы позволяют получать сплошные пленки вещества толщиной до 5–15  $\text{\AA}$ . Совершенствование технологии получения сверхгладких поверхностей позволило создать зеркала со среднеквадратичной высотой шероховатостей 2–5  $\text{\AA}$  [22, 25, 26]. Максимальные экспериментально измеренные коэффициенты отражения от МИС составляют 20–25% для  $\lambda \approx 45 \div 100 \text{ \AA}$  (электронное напыление, структуры Ni–C, Cr–C, Co–C и др.) [27] и 50–70% для  $\lambda \approx 180 \text{ \AA}$  (магнетронное напыление, структура Mo–Si) [28]. Однако последнее значение не подтверждено в других работах, поэтому следует считать типичными коэффициенты отражения на уровне 30%. Не останавливаясь на конкретных реализациях МИС в приборах различного назначения, отметим, что прогресс в технике получения таких структур в последние годы наметился в ряде стран [29].

Наконец, отражательно-селективирующие свойства изогнутых кристаллов также могут использоваться для передачи и формирования изображения плазмы в узких ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^5$ ) спектральных диапазонах, что было реализовано в схеме многоканального кристалл-дифракционного микроскопа (см. п. 6.2.5). Как правило, рабочий диапазон таких рентгенооптических элементов ограничен сверху значением  $\lambda < 28 \text{ \AA}$ , что обусловлено предельными значениями удвоенного межплоскостного расстояния в кристаллах [30]. Лишь некоторые виды кристаллов могут использоваться в области  $\lambda \sim 100 \text{ \AA}$ .

В последнее время начинают создаваться брэгг-френелевские рентгенооптические элементы, представляющие собой зонные пластины Френе-

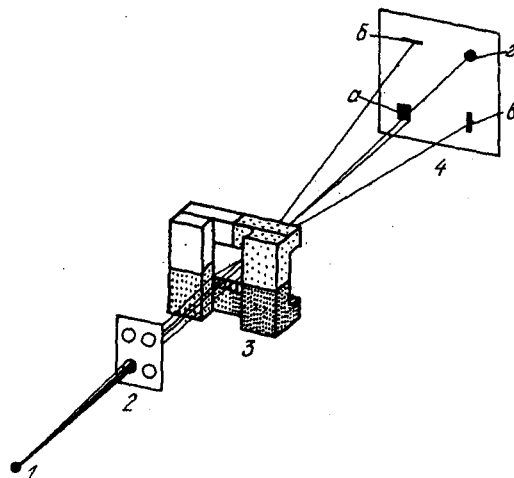


ля, изготовленные на многослойном интерференционном зеркале или кристалле (см. п. 6.3.3). В таких элементах сочетаются селективирующие и фокусирующие свойства, что позволяет устранить хроматизм зонной пластины Френеля (см. п. 6.3.1) при формировании изображения излучающего или просвечиваемого объекта.

В заключение пункта отметим, что многослойные интерференционные структуры и кристаллы, обладая спектроселективными свойствами, используются также для создания спектрографов в широком диапазоне длин волн. Эта область применения данных элементов обсуждалась в гл. 5.

**6.2.2. Микроскоп Киркпатрика – Баеза.** Конструкция этого прибора была предложена в 1948 г. Киркпатриком и Баезом [31]. Схема микроскопа состоит из двух пересекающихся под прямым углом цилиндрических (или сферических) зеркал, так что лучи, отраженные двумя зеркалами при скользких углах падения, формируют по законам геометрической оптики двумерное изображение излучающего объекта. При этом наличие двух взаимно ортогональных зеркал необходимо для компенсации астигматизма при однократном отражении. В таком микроскопе излучение при отражении отсекается со стороны больших энергий квантов (энергия отсечки зависит от материала зеркала и угла скольжения и обычно меньше 6 кэВ), что позволяет в сочетании с различными поглотителями, дающими отсечку со стороны меньших энергий, получать изображение объекта в достаточно узком спектральном интервале. В Ливерморской лаборатории им. Лоуренса (США) применяется, например, четырехканальная схема рентгеновского микроскопа, в каждом канале которого используется комбинация двух цилиндрических зеркал и соответствующего фильтра, что позволяет получить четыре двумерных изображения объекта в различных спектральных диапазонах в зависимости от материалов зеркал и фильтров [11, 32, 33] (рис. 6.4). Причем в отличие от камеры-обскуры такой микроскоп устанавливается на гораздо большем расстоянии от мишени (около 30 см), что позволяет избежать разрушения фильтров лазерным излучением и их загрязнения

Рис. 6.4. Четырехканальная схема рентгеновского микроскопа Киркпатрика – Баеза, примененного в [11, 23, 33]: 1 – мишень, 2 – различные фильтры, 3 – система цилиндрических зеркал, 4 – плоскость изображения (буквами обозначены изображения, получаемые с помощью неотраженных (а), однократно отраженных (б, в) и двукратно отраженных (г) лучей)



разлетающимся веществом мишени, а также рациональнее использовать пространство вокруг мишени. Светосила такого микроскопа составляет примерно  $10^{-7}$  ср, а пространственное разрешение около 3 мкм.

Микроскопы данной схемы, применяемые в настоящее время, достигли пределов разрешения, определяемых дифракционным размытием изображения. Микроскоп с цилиндрическими зеркалами может быть оптимизирован так, что геометрические aberrации приблизятся к дифракционным. Предельное достигнутое разрешение такого микроскопа составляет 0,5 мкм [34].

**6.2.3. Микроскоп Вольтера.** С целью достижения большей светосилы может использоваться специальный светосильный микроскоп Вольтера

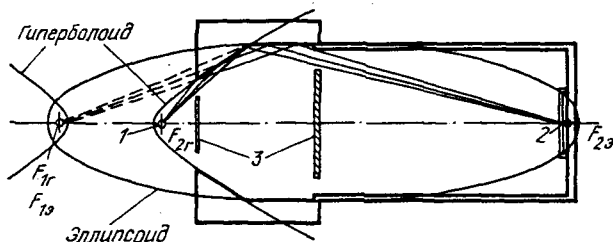


Рис. 6.5. Схема светосильного рентгеновского микроскопа Вольтера, примененного в [11, 33, 37–39]:  $F_{1Г}$ ,  $F_{2Г}$  – фокусы гиперболоида;  $F_{1Э}$ ,  $F_{2Э}$  – фокусы эллипсоида; 1 – положение объекта, 2 – положение изображения, 3 – диафрагмы

[35, 36] со сложным зеркалом, представляющим собой пересекающиеся поверхности гиперболоида и эллипсоида с совпадающим одним общим фокусом (рис. 6.5). В этом общем фокусе получается мнимое изображение объекта, располагаемого в другом фокусе гиперболоида ( $F_{2Г}$ ), а окончательное действительное изображение получается во втором фокусе эллипсоида ( $F_{2Э}$ ). Практически эллипсоид должен иметь минимальный радиус 1–2 см, в то время как максимальный может быть несколько метров и больше. Типичные требования к точности изготовления элементов микроскопа: отклонение от расчетного профиля порядка 100 Å; неоднородности поверхности меньше 10 Å; отклонение от круглой симметрии в сечении меньше 0,5 мкм. Чрезвычайно жесткие требования к точности изготовления долгое время не давали возможности создать работающий экземпляр прибора. Лишь несколько лет назад в Ливерморской лаборатории начал работать микроскоп Вольтера, который при 22-кратном увеличении дает разрешение 2–3 мкм, обладает светосилой  $1,4 \cdot 10^{-5}$  ср и полем зрения 800 мкм [11, 33, 37–39] (рис. 6.5).

**6.2.4. Микроскопы на основе многослойных интерференционных структур.** В последние годы в связи с развитием технологии изготовления многослойных интерференционных структур (МИС) широкое распространение в диагностике как излучающих, так и просвечиваемых объектов (в том числе плазмы) получает рентгеновская микроскопия, основанная на использовании МИС, нанесенных на вогнутые поверхности [29].

Как отмечалось в п. 6.2.2, однослойные зеркала скользящего падения, используемые в микроскопах Киркпатрика – Баеза и Вольтера, дают

коротковолновую отсечку. Так, при использовании никелевого зеркала при угле скольжения порядка  $1^\circ$  отсекаются кванты с энергиями  $h\nu > 3,5$  кэВ ( $\lambda < 3,5$  Å) [40]. Однако в ряде случаев необходимо работать с энергиями квантов до  $h\nu \geq 10 \div 15$  кэВ. В принципе этого можно достичь уменьшением угла скольжения до нескольких десятых долей градуса. Но в данном случае существенно возрастают aberrации и уменьшается рабочая апертура прибора. Поэтому оказывается целесообразным использовать в микроскопах зеркала на основе многослойных интерференционных структур.

Схема такого прибора, реализованного в [40, 41], приведена на рис. 6.6. Использовались сферические вогнутые зеркала, имеющие покрытие с

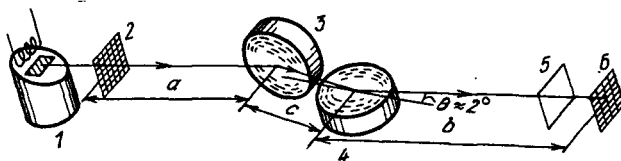


Рис. 6.6. Схема калибровки микроскопа Киркпатрика - Баеза с зеркалами на основе МИС [40, 41]: 1 - рентгеновская трубка, 2 - сетка, 3, 4 - зеркала (W-C) скользящего ( $\theta \approx 2^\circ$ ) падения, 5 - фильтры, 6 - изображение сетки

периодической структурой из 120 слоев вольфрама и углерода. Толщина слоя вольфрама в каждом периоде  $7,5$  Å, а слоя углерода  $15$  Å. Прибор калибровался при просвечивании рентгеновской трубкой на длине волны  $\text{CuK}_\alpha$  ( $\lambda \approx 1,54$  Å) мелкой сетки и обеспечивал разрешение в несколько микронметров. При этом рабочий диапазон микроскопа был расширен до меньшей мере до энергий квантов около  $8$  кэВ при угле скольжения  $\approx 2^\circ$ .

Следует отметить, что применение многослойных интерференционных зеркал, обладающих высокой селективностью по спектру, позволяет получить лучшее спектральное разрешение, чем при использовании однослойных зеркал с отсечкой длинноволновой части спектра поглощающими фильтрами [32, 33, 41]. Кроме того, за счет использования больших углов скольжения по сравнению с обычными однослойными зеркалами увеличиваются рабочая апертура и поле зрения прибора вместе с улучшением пространственного разрешения.

Наряду с обсуждавшимися выше МИС-зеркалами скользящего падения в диагностической аппаратуре могут использоваться зеркала нормального падения на основе МИС (см. п. 6.2.1). Эти элементы рентгенооптики могут применяться для коллимации расходящегося пучка мягкого рентгеновского излучения от точечных источников в параллельные пучки, фокусировки параллельных пучков и передачи изображения исследуемого объекта в необходимую точку пространства с требуемым увеличением. Такие зеркала с достаточным коэффициентом отражения в диапазоне длин волн  $45-200$  Å могут быть изготовлены до значительно более высокой точностью, чем используемые в рентгеновских микроскопах оптические элементы скользящего падения [27].

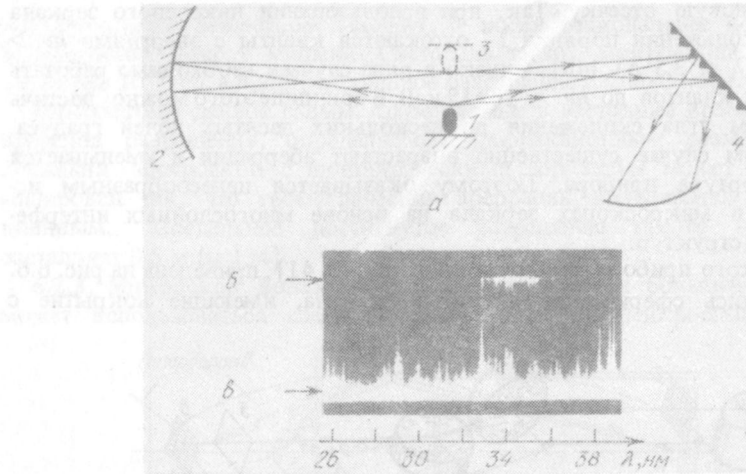


Рис.6.7. Двухканальная схема исследования отражательных свойств сферического вогнутого зеркала с нанесенной МИС с помощью лазерно-плазменного источника (а) (1 – плазма, 2 – зеркало, 3 – изображение плазмы, 4 – спектрограф) и спектр лазерной плазмы в прямом (а) и отраженном от зеркала (б) излучении [47]

Для решения перечисленных выше задач важную роль могут сыграть оптические элементы, представляющие собой поверхности вращения второго порядка с нанесенными на них многослойными покрытиями [42–44]. Например, если период МИС, нанесенной на поверхность параболоида, меняется вдоль поверхности так, что в любой точке выполняется условие Брэгга для выбранной длины волны, то коэффициент передачи такого зеркала близок к максимальному коэффициенту отражения МР-излучения от плоских многослойных зеркал 30–50%. Однако такого типа устройства пока еще не созданы. Но и в случае нанесения на поверхность параболоида МИС с постоянным периодом коэффициент преобразования расходящегося пучка в параллельный имеет тот же порядок величины, что и для параболоида скользящего падения [45]. При этом имеется существенное преимущество – гораздо меньшие размеры.

Значительно более простым для изготовления является сферическое вогнутое зеркало с нанесенной МИС, об использовании которого для формирования интенсивного направленного МР-излучения из лазерной плазмы сообщается в [46]. Сферическое зеркало с МИС на основе Mo–Si передавало изображение мишени с двукратным увеличением. Достигнутая плотность потока МР-излучения в спектральном диапазоне вблизи  $\lambda \approx 182 \text{ \AA}$  составила величину порядка  $10^7 \text{ Вт/см}^2$  при плотности потока лазерного излучения на мишени порядка  $10^{15} \text{ Вт/см}^2$ . Коэффициент отражения такого зеркала и его селективность по спектру могут быть исследованы в реальном лазерно-плазменном эксперименте в схеме, предложенной в работе [47] (рис. 6.7). В этой схеме зеркало (Ti–Si) используется для формирования изображения плазменного факела без увеличения и сравниваются спектры излучения от источника и его изображения. Измеренный коэффициент отражения в области  $\lambda \approx 340 \text{ \AA}$  составил

12%, что вполне приемлемо для создания диагностической аппаратуры. Следует отметить, что, хотя применение в диагностике лазерной плазмы фокусирующих элементов рентгенооптики на основе МИС только получает развитие, это направление представляется весьма перспективным.

**6.2.5. Кристалл-дифракционный спектроселективный микроскоп.** Хотя светосила и пространственное разрешение у рентгеновских микроскопов гораздо выше, чем у камер-обскур, однако поле зрения у них мало и не превышает нескольких сотен микрометров. В этом смысле для получения двумерного изображения интерес приобретает использование фокусирующих свойств изогнутых кристаллов. В частности, в работе [48] использовалось сферическое кристаллическое кварцевое зеркало, формирующее изображение объекта по законам геометрической оптики. В таком зеркале эффективное отражение рентгеновского излучения происходит лишь на длинах волн, удовлетворяющих условию Брэгга, что с учетом сферичности кристалла позволяет вырезать из рентгеновского спектра интервал с определенной шириной и характерной длиной волны. При этом пространственное разрешение определяется не только сферическими аберрациями и качеством изготовления зеркала, но и шириной кривой отражения кристалла: в [48] оно было не хуже 16 мкм при достаточно большом поле зрения, достигающем 2 мм. Дальнейшее развитие данной схемы рентгеновского микроскопа привело к использованию ее на установке "Дельфин" в ФИАН в четырехканальном режиме на длинах волн 8,5; 6,68; 4,91 и 2,53 Å со спектральной шириной каждого канала  $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-3}$  [49]. Многоканальность схемы позволяет из сопоставления картин светимости плазмы в указанных спектральных диапазонах определить пространственные распределения в плазме оболочечной мишени электронной и ионизационной температур.

### § 6.3. Зонные пластины Френеля

Прибором, позволяющим получать трехмерные изображения объектов в рентгеновском излучении, а также в корпускулярных потоках электронов, ионов,  $\alpha$ -частиц, нейтронов (см. гл. 8), является зонная пластина Френеля (ЗПФ), получившая широкое применение в последние годы [50–59].

**6.3.1. Амплитудная зонная пластина.** Амплитудная ЗПФ представляет собой радиально-симметричный массив прозрачных и непрозрачных колец (зон) с радиусами  $r_N$ , которые связаны с длиной волны излучения  $\lambda$ , номером зоны  $N$  и фокусным расстоянием  $f$  пластины выражением [56, 57]

$$r_N^2 = N\lambda f + N^2\lambda^2/4. \quad (6.6)$$

При использовании в схеме на пропускание и для прямоугольного профиля поглощающих зон ЗПФ действует как фокусирующий элемент (формирующий изображение), дифрагирующий 10% падающей энергии в действительный фокус 1-го порядка. Остальная энергия поглощается в непрозрачных зонах (50%) и направляется в нулевой порядок (25%) и высшие порядки (15%) дифракции.

Разрешение ЗПФ, согласно критерию Релея, дается следующим выражением:

$$\Delta l = 1,22(1 + 1/\Gamma)\Delta r, \quad (6.7)$$

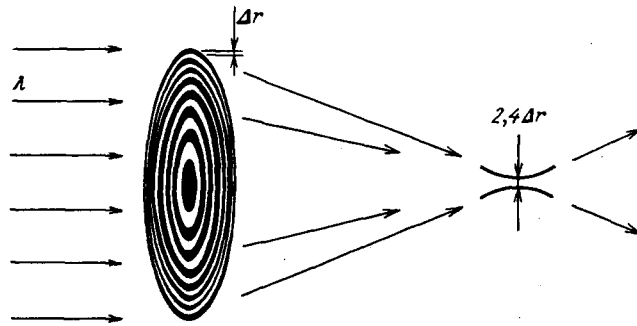


Рис. 6.8. Схема зонной пластины Френеля и фокусировки ею параллельного пучка МР-излучения [56]

где  $\Gamma$  – коэффициент увеличения изображения,  $\Delta r$  – минимальный размер зоны (или расстояние между крайними зонами). Величина  $\Delta r$  может быть легко найдена по формуле [56, 57]

$$\Delta r = r_{N_0} / (2N_0), \quad (6.8)$$

где  $N_0$  – полное число зон в пластине. Таким образом, при больших увеличениях  $\Gamma$  пространственное разрешение по объекту, даваемое ЗПФ в плоскости изображения, перпендикулярной оптической оси, приблизительно равно расстоянию между крайними зонами ( $\Delta l \approx \Delta r$ ). В настоящее время технология изготовления ЗПФ позволяет достичь значений величины  $\Delta r \approx \approx 600 \div 700 \text{ \AA}$  [58, 59] и даже еще меньших (см. ниже). Эти цифры характеризуют возможность получения предельных плоскостных разрешений и минимальных размеров фокального пятна при использовании ЗПФ для фокусировки параллельного пучка МР-излучения (рис. 6.8) [56].

Зонная пластина Френеля, формируя трехмерное изображение объекта, позволяет получить и томографическое разрешение, т.е. пространственное разрешение вдоль оптической оси регистрации. Рисунок 6.9 поясняет принцип получения кодированного плоскостного и восстановления трехмерного изображения [50–55]. Каждая точка источника излучения создает с помощью зонной пластины тенеграмму, регистрируемую фотоматериалом. В результате получается изображение в виде суперпозиции тенеграммы всех излучающих точек объекта. Далее, при просвечивании полученного изображения когерентным лазерным излучением получается дифракционная картина, воспроизводящая объект. Для примера на рис. 6.9 взяты три точки объекта, две из которых ( $b$  и  $e$ ) лежат в одной плоскости, перпендикулярной оси регистрации, а третья ( $a$ ) расположена дальше (чем  $b$  и  $e$ ) от зонной пластины. При этом точки  $b$  и  $e$  дают одинаковые, но смещенные одна относительно другой тенеграммы и при восстановлении получают изображения в одной плоскости, перпендикулярной оси. Точка  $a$  дает меньшую по размеру тенеграмму, поэтому при восстановлении оказывается ближе к просвечиваемому источнику, что демонстрирует возможность получения трехмерного изображения.

Необходимым требованием при формировании тенеграммы зонной пластиной является малость дифракционных углов по сравнению с углом,

под которым межзонное расстояние  $\Delta r$  пластины видно из объекта:  $\lambda/\Delta r \ll \ll \Delta r/a$ , где  $a$  – расстояние от объекта до зонной пластины. При типичных величинах  $\Delta r \approx 3$  мкм (на краю пластины) и  $a \approx 2$  см получаем ограничение на длину волны излучения  $\lambda \ll 4$  Å. Таким образом, кванты с энергией  $h\nu \ll 3$  кэВ должны быть отсечены фильтром. Это означает, что по сравнению с микроскопом, работающим в диапазоне мягких квантов  $h\nu \lesssim 6$  кэВ, зонная пластина может быть использована при исследовании жесткой части рентгеновского спектра  $h\nu \gg 3$  кэВ, в частности для диагностики сжатого ядра оболочечной мишени. Так, в экспериментах [11, 51], проведенных в Ливерморской лаборатории, для исследования рентгеновского излучения при сжатии оболочечной мишени использовалась зонная пластина из золота толщиной 5 мкм. Пластина имела 100 зон с шириной самой узкой зоны около 3,4 мкм, так что при расстоянии от объекта 2 см светосила пластины составляла 1 ср. С плоскостным разрешением 5 мкм и с томографическим разрешением 10 мкм были получены картины светимости плазмы в диапазоне  $6 \lesssim h\nu \lesssim 30$  кэВ, на которых удалось разделить вклад мягкой и жесткой составляющих рентгеновского спектра для процесса сжатия мишени в режиме "взрывающейся оболочки". А эксперименты [52–55], в которых близкая по параметрам зонная пластина использовалась для исследования рентгеновского излучения, а также эмиссии электронов и  $\alpha$ -частиц, показали, что D–T-реакции при сжатии наполненных DT-смесью оболочек происходят в малом объеме сжатого ядра, что подтверждается спектроскопическими исследованиями  $\alpha$ -частиц и нейтронов [60, 61].

Характерной особенностью зонной пластины Френеля является зависимость фокусного расстояния от длины волны (6.6). С точки зрения пе-

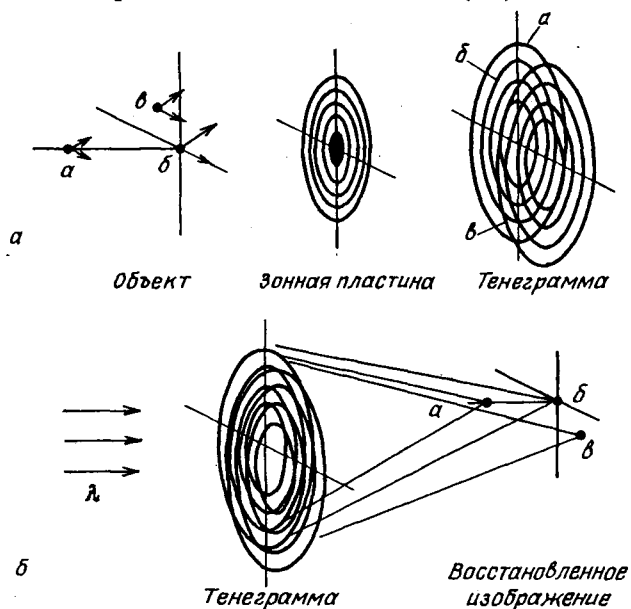


Рис. 6.9. Схема, поясняющая принцип действия зонной пластины Френеля: а – получение тенеграммы, б – получение трехмерного изображения [50–55]

редачи изображения это приводит к хроматическим aberrациям при использовании излучения с шириной полосы  $\Delta\lambda \geq 2\lambda/N_0$ . Таким образом, возникает задача предварительной монохроматизации излучения, которая, например, может быть решена с помощью брэгг-френелевских оптических элементов, т.е. сочетания ЗПФ с многослойными рентгеновскими зеркалами или кристаллами (см. § 6.4). В некоторых случаях, однако, зависимость фокусного расстояния ЗПФ от длины волны может быть использована при создании изображающего спектрометра для получения пространственно разделенных, селективированных по длине волны изображений источника [62]. Зонная пластина Френеля с большей апертурой и числом зон порядка  $10^3-10^4$  может быть с успехом применена также для монохроматизации "белого" синхротронного излучения в простой осевой схеме [63].

В настоящее время изготавливаются и применяются в экспериментах ЗПФ двух типов – с маскирующим слоем (обычно из золота) на тонкой мембране (например, полиамидной) и свободновисящие. На рис. 6.10 показаны в качестве примера оба типа пластин, изготовленные в СССР [64–69]. Зонные пластины Френеля создаются в США (Ливерморская лаборатория им. Лоуренса, Исследовательский центр фирмы IBM в Нью-Йорке совместно с Лабораторией им. Беркли в Ливерморе, Массачусетский технологический институт, Корнельский университет), ФРГ (Геттингенский университет, Институт полупроводниковой техники, г. Аахен), Англии (Королевский колледж, Лондон), Японии (Осацкий университет), СССР (ИТПМ АН СССР, Черноголовка). Что касается технологии изготовления пластин, то голографическим способом были созданы ЗПФ с минимальной шириной зон 580 Å [63]. Однако все более широко для изготовления элементов дифракционной оптики применяются методы технологии микроэлектроники – сканирующая электронная литография, рентгеновская литография, плазмохимическое травление материалов и др. Рекордные параметры зонных пластин (разрешение 300 Å) получены в Королевском колледже (Лондон) [70].

**6.3.2. Фазовая и киноформная зонные пластины.** Поскольку в действительный фокус I-го порядка амплитудной (с полностью поглощающим рисунком) ЗПФ дифрагирует около 10% падающей на пластину энергии, то эффективность ее оказывается ограниченной. В то же время известно, что ряд материалов пригоден для создания "прозрачных" фазовых оптических элементов в диапазоне длин волн от 2 до 200 Å [62]. В фазовой ЗПФ толщина слоя  $l$  должна быть подобрана так, чтобы набег фазы волны  $\Delta\Phi$ , прошедшей через слой материала (по сравнению с фазой в вакууме), был равен  $\pi$ , т.е.

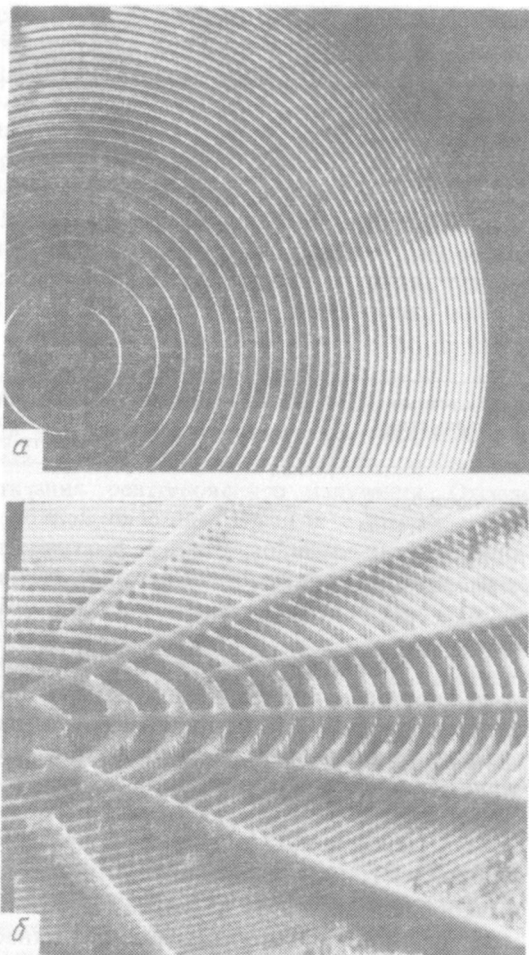
$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} l\Delta_n = \pi, \quad (6.9)$$

где  $\Delta_n$  – отличие коэффициентов преломления в материале и вакууме. Оказывается, что соответствующая условию (6.9) толщина слоя для ряда веществ не превышает нескольких микрометров, так что такая пластина может быть изготовлена.

При выполнении условия (6.9) эффективность ЗПФ должна существенно возрасти. Отметим, что для оценки эффективности фазовых ЗПФ необходимо принять во внимание поглощение слоя. Из расчетов [71] следует,



Рис. 6.10. Амплитудная зонная пластина Френеля из золота на полиамидной мембране с минимальным размером зоны  $\Delta r = 0,35$  мкм (а) и свободновисящая фазовая зонная пластина из кремния с  $\Delta r = 0,3$  мкм и толщиной слоя 2,4 мкм (б) [64–69]



что, например, кремний является идеальным материалом в диапазоне длин волн 4–10 Å, где эффективность дифракции близка к теоретической для чисто фазовых объектов. Одна из фазовых свободновисящих ЗПФ из кремния толщиной 2,4 мкм, изготовленная в ИПТМ АН СССР [64–69], показана на рис. 6.10, б. Созданные в работе [71] фазовые ЗПФ из серебра, согласно проведенным расчетам, также обладают значительно большей эффективностью, чем амплитудные.

Для сравнения в табл. 6.1 приведены расчетные значения энергетической эффективности дифракции фазовой ЗПФ из алюминия на длине волны  $\lambda \approx 10$  Å и амплитудной ЗПФ из золота [57]. Из табл. 6.1 следует, что эффективность дифракции в 1-й порядок для данных пластин различается в 3,5 раза.

Еще большего увеличения эффективности можно достичь, создавая определенный профиль толщины рабочих зон ЗПФ, при котором набег фазы проходящего пучка на  $\pi$  (по сравнению с вакуумом) будет не

Таблица 6.1

ЗПФ	1-й порядок	Поглощение	0-й порядок	Другие порядки
Амплитудные из Au	0,1	0,5	0,25	0,15
Фазовые из Al	0,35	0,13	0,05	0,51
Киноформные из Al	0,73	0,26	0,02	0,01

Таблица 6.2

Типичные параметры	Камера-обскура	Рентгеновский микроскоп скользящего падения	Зонная пластина Френеля
Плоскостное разрешение, мкм	5	1	5–0,1
Томографическое разрешение, мкм	Нет	Нет	10
Телесный угол регистрации, ср	$2 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-4}$	< 1
Расстояние от мишени, см	1–5	30–50	1–2
Энергия квантов излучения $h\nu$ , формирующего изображение, кэВ	$\geq 1$	$\leq 10$	$\geq 6$

скачкообразным, а плавным по радиусу зоны и изменяющимся по определенному закону. Это так называемые киноформные ЗПФ [57]. Как следует из табл. 6.1, эффективность таких пластин из Al более чем в два раза превосходит эффективность фазовых ЗПФ из того же материала.

Одним из основных требований к оптике, предназначенной для передачи изображений с высоким разрешением, является отсутствие фазовых искажений волнового фронта, связанных с шероховатостями поверхности и флуктуациями показателя преломления внутри среды. Как известно [72], фактор шероховатости поверхности чрезвычайно важен при создании рентгенооптических элементов скользящего падения и многослойных структур. В этом случае размер неровностей не должен превышать  $\lambda/10$  –  $\lambda/20$ , что в МР-диапазоне длин волн составляет единицы ангстрем. Для "прозрачной" оптики требования снижаются и составляют для тех же величин искажения волнового фронта величину  $\sim 1/10$  толщины слоя, сдвигающего фазу проходящего пучка на  $\pi$ . Реально, например, для Si искажения поверхности могут достичь 0,1–0,3 мкм без заметного влияния на качество изображения. Значительно большее влияние, по-видимому, оказывает структура фазосдвигающего слоя, поскольку неоднородности ма-

териала, в частности макроскопические границы зерен, рассеивают рентгеновскую волну. Благодаря прогрессу в изготовлении зонных пластин, наметившемуся в целом ряде стран, в ближайшие годы следует ожидать широкого внедрения этих элементов рентгенооптики в различные отрасли науки и техники, использующие мягкое рентгеновское излучение.

В табл. 6.2 приведены сравнительные характеристики рассмотренных выше приборов: камеры-обскуры, микроскопа скользящего падения и зонной пластины Френеля. Каждый из этих приборов обладает определенными достоинствами и недостатками. Поэтому вопрос о выборе прибора, необходимого для эксперимента, следует решать с учетом требований конкретной постановки задачи и имеющихся технических возможностей.

#### § 6.4. Брэгг-френелевские рентгенооптические элементы

Как отмечалось выше, для устранения хроматических aberrаций при передаче изображения объекта зонной пластиной Френеля необходима предварительная монохроматизация рентгеновского излучения. Отсюда возникает идея совмещения зонной пластины Френеля с отражательными спектроселектирующими элементами — многослойными интерференционными зеркалами и кристаллами, т.е. создания брэгг-френелевских рентгенооптических элементов. Этот вид оптических элементов был предложен и реализован в работах ИПТМ АН СССР [73–81].

Идеальной брэгг-френелевской линзой является трехмерная голограмма точки, представляющая собой систему эллипсоидов, в фокусах которых находятся объект  $A_1$  и его изображение  $A_2$  (рис. 6.11). Накладывая эллипсоиды на идеальную решетку с эквидистантными расстояниями между плоскостями и выделяя области, в которых положения плоскостей системы эллипсоидов и плоскостей решетки совпадают или отличаются не больше чем на четверть межплоскостного расстояния, получаем трехмерную систему брэгг-френелевских зон (рис. 6.11). Изменяя коэффициент или фазу рассеяния от зоны к зоне, можно получить эффект фокусировки в отражаемой системой интервале длин волн. Этот интервал определяется спектроселектирующими свойствами МИС-зеркала или кристалла, на котором создана брэгг-френелевская структура.

Впервые фокусировка жесткого рентгеновского излучения от трубки ( $\text{Cu K}_\alpha$ ,  $\lambda \approx 1,54 \text{ \AA}$ ) и белого синхротронного излучения ( $0,5 < \lambda < 3 \text{ \AA}$ ) была экспериментально реализована с помощью линейной (однокоординатной) брэгг-френелевской зонной пластины (рис. 6.12), изготовленной из Si-пластины [73–75]. Первые эксперименты по фокусировке рентгеновского излучения с помощью трехмерных многослойных элементов были выполнены на интерференционных зеркалах со слоями Ni и C, профилированных с помощью планарной технологии [79, 80]. В ИПТМ АН СССР создан также брэгг-френелевский объектив на основе многослойной структуры Fe–C с эллипсоидальными зонами. Объектив предназначен для передачи изображения в зеркальной схеме с углом отражения  $45^\circ$  на длине волны  $45 \text{ \AA}$ . При изготовлении объектива учтена трехмерная конфигурация зон Френеля.

Отметим, что созданные одномерные брэгг-френелевские элементы эквивалентны цилиндрическим линзам, а двумерные — сферическим лин-

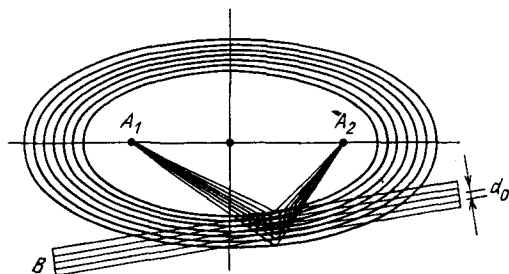
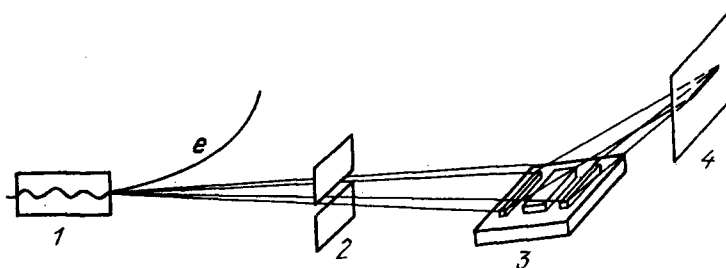


Рис. 6.11. Схема формирования брэгг-френелевского рентгенооптического элемента:  $A_1$  — объект,  $A_2$  — изображение,  $B$  — периодическая структура (МИС или кристалл) с межплоскостным расстоянием  $d_0$

Рис. 6.12. Схема фокусировки синхротронного излучения с помощью линейной (однокоординатной) брэгг-френелевской зонной пластины [73–75]: 1 — пучок, 2 — щель, 3 — пластина, 4 — плоскость фокусировки



зам. В принципе, однако, можно рассчитать положение брэгговских отражающих плоскостей для произвольного преобразования волнового фронта. Брэгг-френелевские элементы могут быть созданы для требуемых длин волн в широком спектральном диапазоне, включая более жесткую область  $\lambda < 1 \text{ \AA}$  и даже нейтронное излучение. Они имеют большую в сравнении с френелевской оптикой механическую, термическую и радиационную устойчивость, могут даже управляться электрическими, оптическими и ультразвуковыми сигналами.

Недостатком брэгг-френелевских элементов является сложность их расчета и изготовления. Для расчета требуется использование динамической теории рассеяния. Технология изготовления включает эпитаксиальный рост многослойных структур, прецизионное микроструктурирование. С развитием технологии и методов проектирования брэгг-френелевские элементы могут стать основными в рентгеновской и нейтронной оптике.

### § 6.5. Поляризаторы рентгеновского излучения

Наряду со свойствами МИС, отмеченными выше, значительный интерес представляет и возможность использования их в качестве эффективных поляризаторов МР-диапазона. Поляризация МР-излучения при отражении от МИС обусловлена главным образом тем обстоятельством, что значения коэффициентов отражения в максимуме  $R_0^s, P$  различны для  $s$ - и  $p$ -поляризованных компонент при наклонном падении. В частности, если угол падения пучка на МИС составляет  $\varphi = 45^\circ$ , то коэффициент отражения  $p$ -поляризованного излучения практически равен нулю. Коэффициент же отражения  $s$ -поляризованной компоненты может быть значитель-

ным (десятки процентов), если период МИС в соответствии с условием Брэгга будет равен  $l = \lambda/\sqrt{2}$ . Тем самым степень поляризации отраженного пучка в этом случае максимальна:

$$p = \frac{R_0^s - R_0^p}{R_0^s + R_0^p} \approx 1, \quad \varphi \approx 45^\circ, \quad l = \lambda/\sqrt{2}. \quad (6.10)$$

Этот факт является следствием закона Брюстера. Действительно, в МР-диапазоне диэлектрическая проницаемость любого вещества близка к единице:  $|1 - \epsilon| \ll 1$ . Это и означает, что при отражении от одной поверхности угол полной поляризации (или угол Брюстера) как раз равен  $\varphi_B = \arctg \sqrt{\epsilon} \approx 45^\circ$ .

Степень поляризации остается высокой и при отражении некогерентного излучения. При этом следует иметь в виду, что коэффициент отражения для  $s$ -поляризованного излучения будет значительным лишь в узком интервале длин волн вблизи резонансного значения  $\lambda = l\sqrt{2}$ . В случае же  $p$ -поляризованного излучения коэффициент отражения будет крайне мал сразу для всех спектральных компонент.

В настоящее время в ряде работ исследовались поляризационные свойства зеркал на основе МИС для углов падения излучения вблизи  $\varphi_B$  [82–84]. На источнике синхротронного излучения, обладающего выделенной поляризацией, измерялись зависимости коэффициента отражения от длины волны для  $p$ - и  $s$ -поляризованного излучения. Разложение в спектр отраженного пучка выполнялось спектрографами с решеткой скользящего падения [82, 83] либо с пропускающей решеткой [84]. Экспериментально показано, что поляризационные свойства МИС дают возможность создания эффективных поляризаторов в МР-диапазоне спектра со степенью поляризации  $p \approx 0,8 \div 0,95$  при однократном отражении первично неполяризованного излучения. При достаточном коэффициенте отражения  $s$ -поляризованного пучка, составляющем десятки процентов, степень поляризации может быть сделана практически равной единице при использовании многократного отражения излучения.

В последнее время поляризаторы на основе МИС начинают применяться для исследования поляризации рентгеновского излучения космических плазменных объектов. Однако что касается лазерной плазмы, то в настоящее время нет опыта использования таких поляризаторов в реальных экспериментах. Вместе с тем исследование поляризационных свойств рентгеновского излучения лазерной плазмы является важной диагностической задачей с точки зрения анализа природы испускаемого излучения [85]. Возможно, в частности, использование поляризаторов на основе МИС в сочетании с приборами, дающими изображение плазмы, например с камерой-обскурой или зонной пластиной Френеля, для получения пространственного распределения поляризации излучения по объекту.

Другим возможным применением поляризаторов на основе МИС для диагностики плазмы является формирование поляризованного МР-пучка, зондирующего плазму. Такой пучок необходим для диагностики спонтанных магнитных полей (см. § 2.5), генерируемых в плазме на внутренней стенке сжимаемой оболочечной мишени (либо в короне при плотностях выше критической  $n_{cNd} \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ), методом фарадеевского враще-

ния плоскости поляризации зондирующего излучения. Необходимость перехода в МР-диапазон обусловлена тем, что традиционно используемое в данном методе коротковолновое излучение оптического диапазона из-за сильной рефракции в плазме дает информацию лишь о плотностях, не превышающих величины  $\sim n_{cpr}/100$ .

### § 6.6. Восстановление пространственных распределений электронной температуры и плотности плазмы

Остановимся теперь на математической обработке рентгеновских обскуротграмм плазмы, позволяющей при определенных предположениях построить распределение объемной светимости в плазменной короне, а также распределения электронной температуры и плотности (для многоканальных камер-обскур). Такая обработка проводилась в ряде экспериментов по лазерному нагреву плазмы [5–7, 86–89]. Ниже мы опишем процедуру обработки обскуротграмм и получения пространственных распределений плазменных параметров в том виде, который был развит применительно к экспериментам на установке "Кальмар" [5–7]. Под объемной светимостью  $N_z(x, y)$  трехмерного плазменного объекта далее будем понимать число рентгеновских квантов, излученных единицей объема такого объекта с координатами  $(x, y, z)$  за время  $\tau_p$  действия импульса рентгеновского излучения в  $4\pi$  стерадиан и прошедших через фильтры, перекрывающие камеру-обскуру. Для удобства рассмотрения введем плоский объект, расположенный нормально к оси  $y$  (см. рис. 6.1) на том же расстоянии от камеры-обскуры, что и трехмерный объект. Под светимостью такого плоского объекта  $N_z^*(x)$  будем понимать число рентгеновских квантов, излученных в  $4\pi$  стерадиан единицей площади с координатами  $(x, z)$  за время  $\tau_p$  длительности импульса рентгеновского излучения и прошедших через фильтры, перекрывающие камеру-обскуру. Объемная светимость трехмерного объекта и светимость введенного плоского объекта связаны соотношением

$$N_z^*(x) = \int N_z(x, y) dy, \quad (6.11)$$

причем интеграл берется по столбику плазмы с координатами  $(x, z)$ , параллельному оси  $y$ . Легко показать, что светимость плоского объекта  $N_z^*(x)$  в точке с координатами  $(x, z)$  связана с числом квантов  $N_z^{пл}(x)$ , пришедших на единицу площади фотопленки в соответствующей точке изображения, следующим соотношением:

$$N_z^*(x) \approx \frac{16b^2}{d^2} N_z^{пл}(x). \quad (6.12)$$

Действительно, в телесный угол камеры-обскуры с единицы площади плоского объекта пойдет  $\frac{N_z^*(x)}{4\pi} \frac{\pi d^2}{4a^2}$  квантов, которые распределяются по площади в  $b^2/a^2$  раз большей, что приводит к выражению (6.12). В широком диапазоне почернений  $D$  ( $0,3 < D < 2,5$ ) рентгеновской фотопленки справедливо соотношение [2]

$$N_z^{пл}(x) = j 10^{D_z(x)/\gamma}, \quad (6.13)$$

где  $\gamma$  – фактор контрастности пленки УФ-ВР, слабо зависящий от энергии квантов в диапазоне 1–10 кэВ;  $j$  – инерция пленки;  $D_z(x)$  – почернение пленки в точке изображения, соответствующей точке на плоском объекте с координатами  $(x, z)$ .

В интегральном уравнении (6.11) объемная светимость  $N_z(xy)$  может быть выражена через светимость плоского объекта  $N_z^*(x)$  только в некоторых случаях при определенных предположениях о симметрии трехмерного объекта. В частности, в предположении осевой симметрии вокруг оси  $z$  уравнение (6.11) принимает вид

$$N_z^*(x) = \int N_z(r) dy, \quad (6.14)$$

где  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . При этом с помощью преобразования Абеля получаем

$$N_z(r) = -\frac{1}{\pi} \frac{R_z}{r} \frac{N_z^*(x) dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}}, \quad (6.15)$$

где  $R_z$  равно  $x$ , при котором  $D_z(x) = 0,1$ . Из (6.15) с учетом (6.12), (6.13) получаем окончательно для объемной светимости трехмерного объекта с осевой симметрией следующее выражение:

$$N_z(r) = -\frac{16b^2}{\pi d^2} j \int_r^{R_z} \frac{[10^{D_z(x)/\gamma}]' dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}}. \quad (6.16)$$

Первый этап обработки полученной обскурোগраммы в [5–7] заключается в построении распределений плотности почернения в изображении светящейся короны  $D_z(x)$  для различных значений  $z$  с помощью микрофотометра.

На втором этапе обработки по формуле (6.16) вычисляются на ЭВМ распределения объемной светимости плазмы для набора значений  $z$  и строится карта объемной светимости. Машинный счет осуществляется по программе, аналогичной разработанной в [90] для обработки интерферограмм, с использованием данных по абсолютной чувствительности и фактору контрастности пленки, полученных в работе [2].

На третьем этапе обработки обскурোগрамм строятся усредненные за время действия импульса рентгеновского излучения профили электронной температуры и плотности плазменной короны. Так, сопоставление карт объемной светимости, полученных для обскурোগрамм, зарегистрированных в различных спектральных диапазонах при использовании многоканальных камер-обскур, позволяет в предположении максвелловского распределения электронов по скоростям построить распределение электронной температуры по объему плазмы  $T_e(z, r)$ . При этом электронная температура в каждой точке объекта получается сравнением найденных из карт светимости отношений чисел квантов, излученных в этой точке и прошедших через фильтры разной толщины, с теоретически рассчитанными отношениями в предположении максвелловского распределения электронов по скоростям (метод фильтров, см. гл. 5).

Поскольку, как показывают оценки, основной вклад в непрерывное рентгеновское излучение плазмы в диапазоне 1–10 Å для стеклянных мишеней при электронной температуре  $0,1 \leq T_e \leq 1$  кэВ дает рекомбинационное излучение при захвате электрона на основную оболочку иона, то

выражение для количества энергии, излученной единицей объема плазмы в единицу времени в единичном интервале длин волн  $I_{\lambda}^{fb}(T_e)$ , имеет вид [91]

$$I_{\lambda}^{fb} \approx 1,6 \cdot 10^{-24} \frac{n_e^2 z^3}{\lambda^2 T_e^{3/2}} \exp\left(-\frac{12,4}{\lambda T_e}\right) \exp\left(\frac{1,36 \cdot 10^{-2} z^2}{T_e}\right). \quad (6.17)$$

Здесь  $I_{\lambda}^{fb}$  выражена в единицах эрг/(см<sup>3</sup> · с · Å), длина волны  $\lambda$  — в ангстремах, электронная температура  $T_e$  — в килоэлектронвольтах. Очевидно, что в случае оптически тонкой для рентгеновского излучения плазмы между объемной светимостью  $N_z(r)$  и величиной  $I_{\lambda}^{fb}$  имеется следующая связь:

$$N_z(r) = 10^{-8} \tau_p \int_0^{\lambda_1} \frac{I_{\lambda}^{fb} \lambda}{hc} \varphi d\lambda, \quad (6.18)$$

где  $\lambda_1$  [Å] — длина волны первого рекомбинационного скачка для излучающего вещества мишени;  $\tau_p$  [с] — длительность импульса рентгеновского излучения;  $\varphi = \exp[-k^{Be}(\lambda)\delta] \eta_{пл}(\lambda)$  — функция, учитывающая пропускание бериллиевого поглотителя толщиной  $\delta$ , перекрывающего камеру-обскуру, и спектральную чувствительность рентгеновской фотопленки. Подставляя (6.17) в (6.18), получаем выражение для электронной плотности  $n_e(z, r)$  плазмы в точке  $(z, r)$  через объемную светимость  $N_z(r)$  и температуру электронов в этой точке  $T_e(z, r)$ :

$$n_e(z, r) = \frac{1,12 \cdot 10^8 N_z^{1/2}(r) T_e^{3/4}(z, r)}{Z^{3/2} \tau_p^{1/2} \exp\left[\frac{6,8 \cdot 10^{-3} Z^2}{T_e(z, r)}\right] Y^{1/2}[T_e(z, r), \delta]}, \quad (6.19)$$

где  $Y[T_e(z, r), \delta] = \int_0^{\lambda_1} \lambda^{-1} \exp\left(-\frac{12,4}{\lambda T_e(z, r)} - k^{Be}(\lambda)\delta\right) \eta_{пл}(\lambda) d\lambda$ . В этих формулах  $\lambda$  выражена в ангстремах,  $T_e$  — в килоэлектронвольтах,  $\delta$  — в микрометрах. Зависящее от длины волны выражение для коэффициента поглощения рентгеновского излучения в бериллии  $k^{Be}$  можно взять из работы [92]. Отметим, что описанным выше способом с помощью интегральных за время  $\tau_p$  действия импульса рентгеновского излучения обскуrogramм строятся лишь усредненные за это время пространственные распределения объемной светимости, температуры и плотности электронов в плазменной короне [5–7]. Для примера на рис. 6.13а представлены пространственные распределения объемной светимости плазмы оболочечной мишени [7] из стекла диаметром  $2R_0 = 98$  мкм с толщиной стенки  $\Delta_0 = 1,4$  мкм для бериллиевых фильтров различной толщины (кривые 1, 2, 3); плотность потока на поверхности мишени  $q_0 \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. На рис. 6.13б приведено распределение по радиусу электронной температуры  $T_e$  в плазменной короне, полученное из кривых 1, 2, 3 в предположении максвелловского распределения электронов по скоростям. Видно, что электронная температура в короне, оставаясь практически постоянной для  $r > r_0$  (начального радиуса мишени) и равной  $T_e \approx 0,5$  кэВ, довольно резко убывает для  $r < r_0$ .



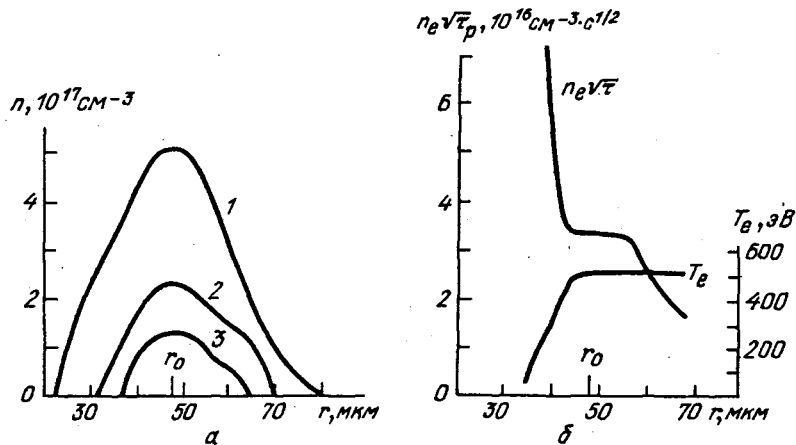


Рис. 6.13. Объемная светимость плазмы (а) в диапазонах рентгеновских квантов, пропускаемых бериллиевыми фильтрами толщиной 200 (1), 300 (2) и 400 мкм (3) и пространственные распределения электронной температуры и плотности плазменной короны (б) оболочечной мишени из стекла

На рис. 6.13 представлено также полученное пространственное распределение величины  $n_e \sqrt{\tau_p}$ , где  $n_e$  — электронная плотность, а  $\tau_p$  — время жизни короны. Характерно появление на профиле  $n_e \sqrt{\tau_p}$  плато, соответствующего значению  $n_e \tau_p^{1/2} \approx 3,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{1/2}$ , что при времени жизни короны  $\tau_p \approx 2 \text{ нс}$  соответствует  $n_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , т.е. критической плотности для греющего излучения [7].

Аналогичная процедура математической обработки многоканальных обскурограмм с целью построения пространственного распределения электронной температуры и плотности плазмы применялась в экспериментах с плоскими мишенями [87, 88]. Использовался Nd-лазер, создающий на поверхности мишени плотность потока  $q_0 \lesssim 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ . В условиях данных экспериментов температура слабо менялась в плазменной короне вдоль оси лазерного пучка в пределах 400–500 эВ. Электронная плотность на поверхности мишени в 2–3 раза превышала критическое значение (порядка  $10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) и уменьшалась по оси пучка в сторону вакуума с характерным размером неоднородности  $L$ , зависящим от условий фокусировки и материала мишени. Измерения показали, что  $L$  возрастает с уменьшением плотности потока и атомного номера вещества мишени и составляет, например, для дейтерия 40–120 мкм, а для углерода 20–50 мкм.

Переход от плотности почернения плоского изображения обскурограммы к пространственному распределению объемной светимости с помощью преобразования Абеля использовался и при обработке результатов экспериментов с  $\text{CO}_2$ -лазером ( $q_0 \approx 9 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ ) и плоскими мишенями [89]. Однако в данном случае пространственное распределение электронной плотности строилось на основании интерферометрических данных, а сравнение его с пространственным распределением объемной светимости, в частности совпадение их формы для диапазона расстояний от по-

верхности мишени 50–1000 мкм, позволило авторам работы [89] сделать вывод об изотермическом расширении плазмы. Причем обнаруженный в интерферометрических измерениях кавитон на профиле электронной плотности вблизи критического значения плотности для излучения CO<sub>2</sub>-лазера (порядка 10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>) отчетливо был виден и на пространственном распределении объемной светимости.

Следует отметить, что одновременное использование в эксперименте рентгеновской и интерферометрической методик (первые такие измерения на плоских мишенях описаны в работе [86, 93]) является весьма продуктивным. Еще более возможности совместного применения этих диагностик расширяются при наблюдении временной эволюции изображений плазмы в узких спектральных диапазонах, соответствующих гармоникам лазерного излучения  $2\omega_0$  и  $3/2\omega_0$ , положение области генерации которых отвечает электронным плотностям короны  $n_c$  и  $n_c/4$  соответственно (см. гл. 3). Именно этот диапазон плотностей является промежуточным между областью максимального рентгеновского излучения и областью оптического зондирования. Таким образом, с помощью этих трех методов можно перекрыть (причем с надежной проверкой при сопоставлении) широкий диапазон электронных плотностей — от 10<sup>18</sup> до 10<sup>22</sup> см<sup>-3</sup>.

### § 6.7. Многокурсовая томография плазмы

Плазменные объекты, с которыми приходится иметь дело в физических исследованиях (в том числе и лазерная плазма), часто имеют сложную пространственную структуру. Поэтому для восстановления объемных распределений плазменных параметров в ряде случаев оказывается недостаточно иметь однокурсную систему регистрации изображений объекта и требуется применение томографических методов исследования [94–96]. В основе этих методов лежит математическая обработка результатов двумерного многокурсового фотографирования трехмерного объекта с целью восстановления пространственных распределений его параметров. Под фотографированием здесь понимается применение техники интерферометрии, рассеяния, флуоресценции, абсорбции или эмиссии. Следует отметить, что в лазерной плазме разработка алгоритмов томографического восстановления при использовании излучения оптического диапазона связана с большими трудностями учета рефракции лучей в плазме. Поэтому особую актуальность приобретает рентгеновская томография, в которой для квантов МР-излучения с энергией в несколько килоэлектронвольт рефракция несущественна.

Применение томографических методов в исследовании плазмы сопровождается рядом трудностей. Они связаны с ограниченным доступом к объекту (т.е. с малым числом ракурсов), нестационарностью исследуемой плазмы, необходимостью высокого спектрального, пространственного и временного разрешения при регистрации. Именно поэтому при широком распространении методов томографии в технике и медицине освоение этих методов в физике плазмы происходит лишь в настоящее время. Достаточно успешно реализуются томографические методы при исследовании протяженной (десятки сантиметров) и сравнительно стационар-

ной (миллисекунды) плазмы токамаков и стеллараторов [97], а в лазерной плазме с характерными масштабами в десятки и сотни микрометров и временами жизни в единицы наносекунд томография делает первые шаги [98].

Характерное для лазерной плазмы малое число каналов наблюдения приводит к специфическим проблемам реконструкции томографических изображений в условиях информационной неполноты экспериментальных данных. Это ведет к тому, что возникает необходимость более полного привлечения всей имеющейся априорной информации о восстанавливаемом объекте и использовании регуляризованных алгоритмов [98, 99]. Кроме того, как и при исследовании любого нестационарного объекта, для лазерной плазмы задача заключается в получении двумерных многокурсовых изображений в фиксированные моменты времени в течение времени жизни плазмы.

При формировании двумерного рентгеновского изображения оптически прозрачной (в отсутствие поглощения) плазмы интенсивность  $f(y, z)$  излучения, распространяющегося вдоль оси  $x$  и прошедшего в точку  $(y, z)$  изображения, записывается в виде

$$f(y, z) = \int_{l_1}^{l_2} \varphi(x, y, z) dx, \quad (6.20)$$

где  $l_1, l_2$  — границы плазмы вдоль луча,  $\varphi(x, y, z)$  — локальное значение коэффициента излучения. Выражение (6.20) представляет собой относительно  $\varphi(x, y, z)$  интегральное уравнение первого рода, которое в предположении осевой симметрии может быть редуцировано к интегральному уравнению Абеля, методы решения которого подробно описаны в литературе. В общем случае уравнение вида (6.20) известно в интегральной геометрии как преобразование Радона  $R$  от функции  $\varphi(x, y, z)$  [94]:

$$R\varphi = f. \quad (6.21)$$

Обращение этого преобразования содержит этапы фильтрации и обратного проецирования и может быть реализовано для восстановления пространственного распределения коэффициента излучения при наличии лишь нескольких ракурсов, причем с тем большей точностью, чем больше число направлений регистрации объекта в диапазоне углов  $[0, \pi]$ .

Наиболее простым способом получения многокурсовых двумерных рентгеновских изображений лазерной плазмы является многоканальная обскурография, при которой несколько камер-обскур располагаются под различными углами регистрации  $\{\xi_i, \eta_i\}$ . Именно так устроен 10-канальный томограф, разработанный в ФИАН СССР для лазерно-плазменных исследований. В таком томографе лучи, формирующие изображение в каждом канале, идут практически по одному направлению. При регистрации обскурограмм на фотоэмульсию временное разрешение отсутствует и получаемые изображения плазмы, отвечающие фактически моментам наибольшей светимости ядра и короны сжимаемой мишени, могут использоваться лишь в качестве первого приближения для получения усредненных по времени характеристик плазмы.

Наиболее эффективным способом восстановления трехмерного распределения локальных коэффициентов излучения плазмы является све-

дение трехмерной задачи к набору двумерных, когда в отдельных плоскостях по одномерным проекциям решается обычная задачи инверсии Радона [95, 100]. Но если по условиям эксперимента всесторонний обзор плазмы в диапазоне углов  $[0, \pi]$  затруднен, приходится использовать алгоритмы непосредственно трехмерной томографии. В работах [101, 102] предложен такой алгоритм обработок обскурограмм, основанный на двумерной фильтрации проекций с последующим трехмерным обратным проецированием:

$$\varphi(x, y) = B^{(3)} \{ F_{\xi; \eta}(y', z') \} \equiv \frac{1}{4\pi^3} \int_{\Omega} F_{\xi; \eta}(y', z') d\Omega, \quad (6.22)$$

$$F(y', z') = C \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(y', z') - f(y, z)}{[(y' - y)^2 + (z' - z)^2]^{3/2}} dy dz, \quad C = \text{const},$$

где  $B^{(3)}$  – оператор обратного проецирования (интегрирование ведется по полусфере  $\Omega$ );  $f(y, z)$  – двумерные проекции (в частности, обскурограммы), снятые для набора углов  $\{\xi_i, \eta_i\}$ .

В работе [98] проводилось тестовое восстановление с помощью алгоритма (6.22) сильно неоднородного распределения светимости по набору модельных обскурограмм. Восстановление проводилось по трем двумерным проекциям для несимметричной модели, состоящей из внешней тонкой сферической оболочки и внутреннего смещенного из центра источника. Такая модель характерна для экспериментов по сжатию лазерным излучением сферических оболочечных мишеней. Оказалось, что трех проекций достаточно для качественного восстановления такой структуры объекта.

Разработанный алгоритм был применен для обработки обскурограмм, полученных в экспериментах на установке "Кальмар" [98]. Восстановление объемной светимости проводилось по двумерным изображениям в рентгеновском излучении в диапазоне энергий квантов 2–6 кэВ, зарегистрированном в трех каналах наблюдения с помощью камер-обскур. Микрофотометрическая обработка обскурограмм проводилась на автоматическом микроденситометре АМД-1 с шагом по фотоплёнке  $25 \times 25$  мкм при полном числе отсчетов  $32 \times 32 = 1024$ .

Для применения алгоритма (6.22) необходимо введение локальных систем координат на каждой обскурограмме при взаимной привязке изображений. Это осуществлялось переходом в центр масс обскурограмм. Тем самым восстановленное изображение привязывалось к центру масс всего объекта. Шумы измерений устранялись процедурой двумерного сглаживания, основанной на усреднении значений функции в ближайших узлах сетки.

С помощью разработанного алгоритма было выполнено трехмерное восстановление локальных коэффициентов эмиссии лазерной плазмы для десяти поперечных сечений в случае облучения стеклянной оболочечной мишени диаметром 165 мкм с неоднородной толщиной стенки 4,0–4,4 мкм. На рис. 6.14 дана восстановленная томограмма свечения плазмы в одном из рассчитанных сечений, а именно  $z = 45$  мкм. Несимметричность полученного распределения светимости связана с неоднородностью толщины стенки мишени. Точность томографического восстановления может быть повышена при оптимальном расположении камер-обскур и при увеличении числа

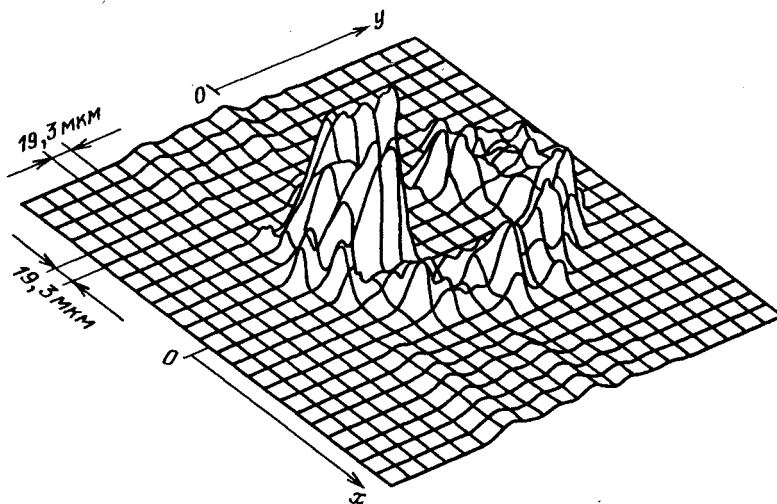


Рис. 6.14. Восстановленная томограмма локальных коэффициентов эмиссии в относительных единицах и линейном масштабе в сечении  $z = 45$  мкм для стеклянной оболочечной мишени диаметром 165 мкм и с неоднородной толщиной стенки 4,0–4,4 мкм [98]

направлений наблюдения. Оказалось, что оптимальным с точки зрения удобства и точности восстановления является расположение камер-обскур в одной плоскости с равными углами между направлениями наблюдения. Это было учтено в дальнейшем при создании 10-канального рентгеновского томографа.

### § 6.8. Регистрация изображений плазмы в жестком рентгеновском излучении

Ряд физических процессов, происходящих при нагреве плазмы лазерным излучением, сопровождается генерацией жесткого рентгеновского излучения. К таким процессам относятся эффекты нелинейного взаимодействия лазерного излучения с плазмой, локального перегрева мишени вследствие неравномерного облучения или генерации спонтанных магнитных и электростатических полей. Регистрация таких процессов – определение их пространственного расположения на мишени – является важной задачей при оптимизации нагрева и сжатия мишеней.

Для регистрации изображений плазмы в области мягких квантов ( $h\nu < 10$  кэВ) с успехом применяются фотоэмульсии, обеспечивающие пространственное разрешение  $10^{-3}$  см (см. гл. 5), а также электронно-оптические камеры с открытым входом, позволяющие регистрировать быстропротекающие процессы с временным разрешением до  $10^{-12}$  с. Однако задача значительно усложняется при переходе в диапазон энергий квантов  $h\nu > 10$  кэВ, в котором чувствительность фотоэмульсий и тонких фотокатодов резко падает. До недавнего времени в этом диапазоне в основном использовались сцинтилляторы (например, NaI(Tl)) (см. гл. 5). Перспективным решением проблем регистрации изображений плазмы в жестком

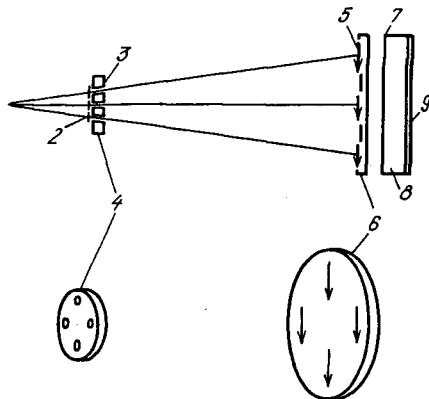


Рис. 6.15. Схема высокочувствительного микроканального детектора обскурограмм плазмы в диапазоне жесткого рентгеновского излучения [104]: 1 – мишень, 2 – поглощающие фильтры, 3 – отверстия камеры-обскуры, 4 – подложка камеры-обскуры (золотой диск толщиной 1,5 мм), 5 – изображения плазмы, 6 – микроканальная пластина, 7 – люминофор, 8 – волоконно-оптическая пластина, 9 – фотопленка

рентгеновском излучении является использование приборов на основе микроканальных пластин.

Такие приборы были разработаны и применялись на крупных лазерных установках [3, 103–105]. Схема регистрации изображений лазерной плазмы в многоканальной камере-обскуре представлена на рис. 6.15. В работе [104] использовались толстые поглощающие фильтры для формирования окон пропускания вблизи *K*-края в следующих энергетических диапазонах: 20 кэВ (50 мкм серебра), 45 кэВ (381 мкм диспрозия), 70 кэВ (254 мкм золота), 100 кэВ (381 мкм урана). При облучении золотых дисков на установке "Новетта" (длина волны 0,53 мкм) лазерным импульсом с энергией 4,4 кДж (плотность потока  $3,5 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>) были получены четыре обскурограммы в жестком рентгеновском диапазоне.

Калибровочные эксперименты по определению спектральной чувствительности микроканального детектора проведены в работах [103, 105]. В этих экспериментах с помощью фотозлемента сравнивался световыход микроканального детектора и эталонного сцинтиллятора NaI(Tl) при облучении их излучением рентгеновской трубки с медным катодом (длина волны 1,52 Å). Показано, что чувствительность микроканального детектора более чем в 100 раз превосходит чувствительность сцинтиллятора. Результаты калибровки были использованы при обработке обскурограмм, получаемых на установке "Дельфин-1".

На рис. 6.16 представлены обскурограммы и денситограммы их диаметральных сечений (энергии отсечки фильтров по уровню  $1/e$  – 7 и 9 кэВ) [3]. В данном эксперименте (энергия лазера 1,5 кДж, плотность потока не более  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) использовалась мишень в виде оболочки диаметром 516 мкм и толщиной стенки 4 мкм из дейтерированного полистирола. Поскольку с уменьшением атомного номера мишени интенсивность рентгеновского излучения резко убывает, регистрация обскурограмм с большим коэффициентом увеличения представляет значительную трудность. Показанные на рис. 6.16 обскурограммы были зарегистрированы с помощью микроканального детектора на расстоянии 71 см от мишени с коэффициентом увеличения 7,2. Следует отметить, что с помощью рентгеновской фотозмультсии на расстоянии 61 см от мишени в том же выстреле удалось зарегистрировать обскурограмму с максимальной энергией

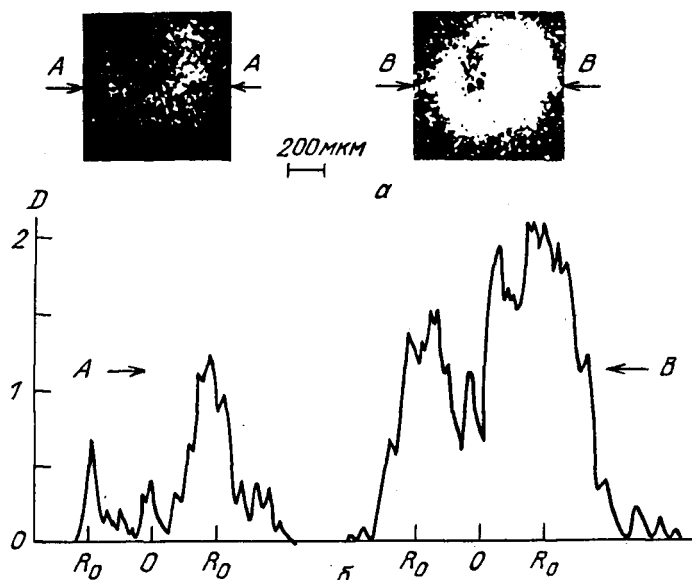


Рис. 6.16. Обскурограммы плазмы оболочечной мишени (а) и денситограммы их диаметральных сечений (б), полученные в экспериментах на установке "Дельфин-1" [3]. Слева – обскурограммы в излучении, прошедшем сквозь комбинацию фильтров Ве (600 мкм) + Al (84 мкм) ( $E_{1/e} \approx 9$  кэВ), справа – Ве (600 мкм) + Al (42 мкм) ( $E_{1/e} \approx 7$  кэВ)

отсечки  $E_{1/e} \approx 4,2$  кэВ. При этом почернение эмульсии составляло 0,15–0,2, тогда как почернение пленки ГОСТ-65 на выходе микроканального детектора было равно 1,2–2,2.

Таким образом, микроканальные детекторы изображений плазмы в области жесткого рентгеновского излучения обладают более высокой чувствительностью, чем другие детекторы. Кроме того, на их основе возможно создание высокоскоростных кадровых камер с временным разрешением  $10^{-10} - 10^{-9}$  с.

### § 6.9. Высокоскоростная регистрация рентгеновских изображений излучающей плазмы и динамика сжатия мишени

Важнейшей диагностической задачей при проведении экспериментов по ЛТС является исследование динамики сжатия мишени. Наряду с методами основанными на регистрации генерируемых в плотной плазме гармоник частоты греющего лазера (см. гл. 3), основным источником информации о динамике сжатия является высокоскоростная регистрация рентгеновски изображений плазмы как в собственном (данный параграф), так и в зондирующем излучении (см. гл. 7).

Процесс сжатия оболочечной мишени под действием лазерного импульса может быть условно разделен на стадии: ускорения вещества реактивным

импульсом короны, его свободного полета, торможения вблизи момента коллапса и последующего разлета. В течение всего процесса сжимаемая мишень излучает в рентгеновском диапазоне спектра, причем как в абляционном режиме, так и в режиме "взрывающейся оболочки" существует два разделенных в пространстве и времени максимума интенсивности рентгеновского излучения. Первый обусловлен свечением не разлетевшейся еще горячей плазменной короны и локализован вблизи поверхности мишени, второй соответствует рентгеновской вспышке внутреннего слоя оболочки при торможении его сжимаемым веществом, наполняющим мишень, и локализован вблизи ее центра. По времени первый соответствует началу процесса сжатия, второй – его завершающей стадии. Поэтому на регистрируемых интегрально по времени рентгеновских изображениях плазмы при устойчивом сжатии мишени, как правило, наблюдаются (особенно в режиме "взрывающейся оболочки", см. ниже) периферийное кольцевое свечение короны и центральное свечение ядра.

В ранних экспериментах по ЛТС применялись косвенные методы диагностики средней скорости сжатия мишени, основанные на регистрации интегральных по времени обскурограмм. Эти методы подробно описаны в гл. 15 книги [1]. Один из них предполагает создание специальных условий облучения – задержку по времени части греющих пучков, при которой удается по смещению от центра светящегося ядра вычислить среднюю скорость сжатия [12, 106, 107]. В другом формируется греющий импульс двойной структуры, заставляющий дважды "вспыхивать" оболочку при движении к центру, что дает две кольцевые светящиеся области на обскурограмме и позволяет оценить скорость сжатия [7, 10, 108]. Наконец, в третьем методе наряду с интегральной по времени обскурограммой, дающей длину пути, пройденного оболочкой, снимается временной ход интенсивности рентгеновского излучения (без пространственного разрешения) для измерения времени сжатия и определения средней скорости оболочки [11, 109, 110].

Диагностические возможности перечисленных методов весьма ограничены, поскольку все они дают информацию лишь о средней скорости и не позволяют построить  $(R - t)$ - или  $(u - t)$ -диаграмму движения оболочки в течение всего процесса сжатия. Кроме того, в двух первых методах необходимо создавать специальные "тестовые" условия облучения в дополнительном эксперименте, а не в основной вспышке, а в третьем не всегда удается разделить во времени импульсы свечения ядра и короны, особенно в абляционных режимах сжатия при малых интенсивностях свечения ядра по сравнению с короной (см. ниже).

Более общим и информативным, но и более сложным является метод диагностики, основанный на непосредственной щелевой развертке во времени изображения, даваемого камерой-обскурой (рис. 6.17). В настоящее время он широко применяется в ряде лабораторий (см., например, [11, 106, 111–119]). При реализации данного метода настройка системы осуществляется таким образом, что диаметрального сечения изображения камеры-обскуры передается на щель рентгеновского фоторегистратора (см. также гл. 5). В ряде случаев, как, например, в [11, 106, 112–115, 117], такой щелью являлся непосредственно сам фотокатод, имеющий малую ширину (около 125 мкм) (рис. 6.17).



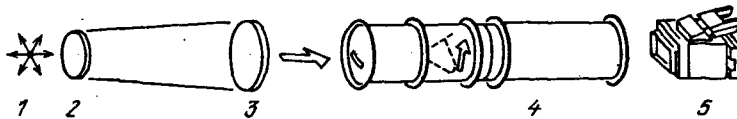


Рис. 6.17. Схема высокоскоростной регистрации рентгеновского изображения излучающей плазмы [106, 112–115]: 1 – мишень, 2 – камера-обскура, 3 – фильтры, 4 – фоторегистратор, 5 – фотокамера

На рис. 6.18*а* приведена изоденситограмма временной развертки изображения плазмы в рентгеновском излучении, полученная в экспериментах на установке "Аргус" [11, 117] по сжатию мишеней в режиме "взрывающейся оболочки", а на рис. 6.18*б* – схема облучения мишени и расположения ее изображения на узком фотокатоде. На изоденситограмме (рис. 6.18*а*) сплошные замкнутые линии соединяют точки с одинаковой плотностью почернения, монотонно возрастающей к центру изображения (для двух соседних линий она отличается на  $D = 0,2$ ). Штриховые линии показывают траектории движения областей плазмы с наибольшей в данный момент времени интенсивностью рентгеновского излучения до и после коллапса мишени, что позволяет определить характеристики их движения. Динамика областей наибольшей интенсивности свечения отвечает движению к центру части оболочки и разлету вещества после кумуляции. Однако поскольку интенсивность рентгеновского излучения определяется как плотностью, так и температурой плазмы, то нельзя однозначно отождествлять области наибольшей светимости, например, с границей "оболочка – наполняющий газ", хотя, как показывают теоретические расчеты [117], траектории их движения проходят весьма близко друг к другу, особенно на стадии свободного полета оболочки к центру. По денситограмме, приведенной на рис. 6.18*а*, скорость движения оболочки при схлопывании составляет  $u \approx 3,1 \cdot 10^7$  см/с, а ускорение при разгоне ее из начального положения равно  $4,2 \cdot 10^{17}$  и  $3,4 \cdot 10^{17}$  см/с<sup>2</sup> соответственно для левой и правой полушфер.

Для режима "взрывающейся оболочки" при больших температурах, достигаемых при сжатии, и малом параметре  $\rho \Delta r$  оболочки интенсивность

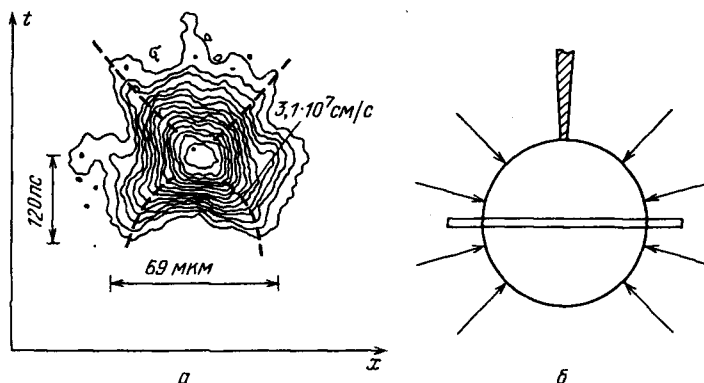


Рис. 6.18. Изоденситограмма временной развертки рентгеновской обскурограммы, полученная в экспериментах [11, 117] по сжатию мишеней в режиме "взрывающейся оболочки" (а), и схема облучения мишени и расположения ее изображения на щелевом фотокатодe (б)

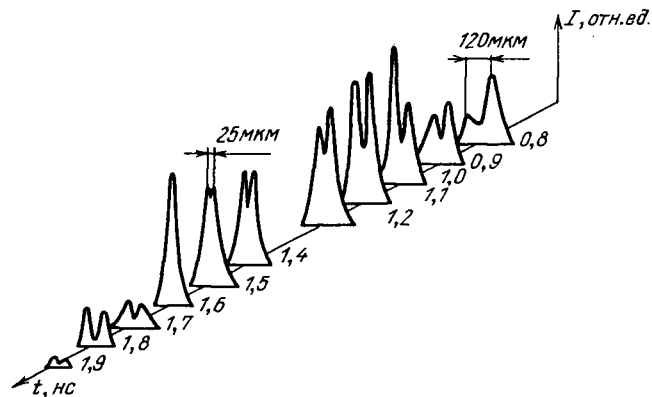


Рис. 6.19. Временная зависимость пространственного распределения интенсивности рентгеновского излучения, полученная при сжатии в абляционном режиме стеклянной мишени ( $2R_0 \approx 150$  мкм,  $\Delta_0 \approx 1$  мкм) [111, 116, 118]

рентгеновского излучения сжатого ядра вполне достаточна для надежной регистрации ядра на интегральных обскурограммах и тем более на их временных развертках. В случае же режима "сжимающейся оболочки" при значительно меньших температурах ядра и больших значениях  $\rho\Delta r$  в момент сжатия излучается гораздо меньше рентгеновских квантов, а поглощение в сжатой оболочке существенно больше. Кроме того, время свечения ядра (около 100 пс) мало по сравнению с временем свечения короны (около 1 нс). По этим причинам в абляционном режиме трудно зафиксировать свечение ядра на фоне короны на интегральных по времени обскурограммах. Так, в экспериментах на установке "Кальмар" на таких обскурограммах "контраст" изображения ядра невелик, но все-таки еще достаточен для измерения размеров светящейся области [4–7, 10, 108, 120]. Напротив, в экспериментах [111, 116, 118], проведенных также в абляционном режиме, на интегральных по времени обскурограммах не удалось вообще обнаружить свечение центральной области из-за малого контраста по отношению к свечению короны. В таком случае весьма важной становится возможность разделить свечения ядра и короны с помощью временной развертки обскурограммы на фоторегистраторе. Так, применение этого метода в экспериментах [111, 116, 118] позволило проследить всю эволюцию сжатия и определить скорость ( $5 \cdot 10^6$  см/с) и момент схлопывания (1,6 нс) оболочки. На рис. 6.19 приведен результат обработки одной из фэрограмм, зарегистрированных в этих экспериментах. Видно движение неиспаренной части к центру и резкое возрастание интенсивности свечения центральной области в момент времени 1,6 нс, соответствующий коллапсу оболочки.

При щелевой развертке диаметального сечения изображения, даваемого камерой-обскурой, теряется информация о двумерных характеристиках изображения плазмы, т.е. о симметрии и устойчивости процесса сжатия по всей поверхности мишени. Вместе с тем эта информация весьма важна для оптимизации условий облучения и однородности мишени с целью достижения ее устойчивого сжатия. Эволюция двумерного изображения плазмы мо-

жет быть исследована с помощью рентгеновского фотоэлектронного регистратора, работающего в кадровом режиме.

В настоящее время в ряде лабораторий созданы и используются в экспериментах многокадровые рентгеновские преобразователи с детектирующей частью на основе либо рентгеновских фотокатодов (Au, CsI), либо микроканальных пластин (МКП). Так, фоторегистратор, разработанный в Ливерморской лаборатории с фотокатодом из CsI на Be-подложке, имеет экспозицию кадра не более 100 пс с пространственным разрешением около 50 мкм и эффективностью регистрации больше 1% в спектральном диапазоне 1–5 кэВ [121]. Усиливающим элементом является МКП, а изображение фиксируется матрицей с зарядовой связью (ПЗС), имеющей 320 × 512 элементов. Рентгеновская кадровая камера с Au-катодом и экспозицией кадров 350 пс с интервалом 500 пс используется на установке "Вулкан" в Резерфордской лаборатории (Англия) [122]. О создании многокадровой камеры на основе стробируемой МКП с временем экспозиции 100 пс сообщается в [123]. Стробирование осуществляется посредством приложения короткого импульса напряжения прямо к микроканальной пластине, используется микрополосковая передающая линия с бесконечной заземленной плоскостью. Отметим, однако, что рентгеновские кадровые камеры используются в реальных экспериментах в основном для исследования изображений плазмы в зондирующем рентгеновском пучке при больших уровнях интенсивности излучения (см. гл. 7).

Итак, в данной главе рассмотрены методы формирования и математической обработки рентгеновских изображений плазмы. Хотя всюду имелись в виду излучающие плазменные объекты, вся рассмотренная аппаратура пригодна для исследования просвечиваемых объектов при рентгеновском зондировании плазмы. Методы же восстановления пространственных характеристик плазмы по изображениям ее в зондирующем излучении трансформируются из обсуждавшихся выше заменой локальных коэффициентов эмиссии плазмы на локальные коэффициенты поглощения, однозначно связанные с параметрами плазмы. Вместе с тем методы рентгеновского зондирования плазмы, особенно актуальные в абляционных режимах сжатия лазерных мишеней, имеют свою специфику и многообразие схемных реализаций, чему и посвящена следующая глава.

## РЕНТГЕНОВСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Возможности зондирования плотной плазмы лазерами в оптическом диапазоне ограничены влиянием рефракции в плотных областях плазмы при наклонном падении луча относительно градиента плотности (см. рис. 2.1). При зондировании вдоль градиента плотности плазмы максимальная плотность ограничивается критическим значением ( $n_c \sim \lambda_0^{-2}$ ). В связи с этим просвечивание плотной плазмы ( $n_e \geq 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) требует применения рентгеновских источников.

### § 7.1. Источник рентгеновского излучения и схемы зондирования

Рентгеновское зондирование плотной плазмы является одним из наиболее эффективных методов диагностики состояния сжимаемой термоядерной мишени. Первые работы по рентгеновскому зондированию оболочечных мишеней, сжимаемых при лазерном облучении, были выполнены в Лаборатории Резерфорда – Эпплтона (Англия) [1, 2]. В дальнейшем данный метод получил развитие и широкое применение в лабораториях Франции [3], Японии [4] и США [5–7]. В этих работах было продемонстрировано, что в качестве удобного источника зондирующего рентгеновского излучения с заданными параметрами (спектральным составом, яркостью, длительностью импульса, точной синхронизацией) следует использовать вспомогательную мишень, облучаемую диагностическим лазерным импульсом. Поскольку параметры создаваемой плазмы изменяются по известным зависимостям от лазерного потока и состава мишени, то такой источник удовлетворяет поставленным требованиям эксперимента.

Ниже мы подробно обсудим особенности различных применяемых схем рентгеновского зондирования. Классифицировать эти схемы можно следующим образом. Прежде всего следует различать сами зондирующие источники по размерам. В зависимости от соотношения размеров источника и мишени можно рассматривать точечные и протяженные источники. В зависимости от типа источника выбирается система формирования изображения: для точечного источника — это теневое проецирование, для протяженного — различные схемы рентгеновской микроскопии. В соответствии с задачами исследования для целей микроскопии могут использоваться камера-обскура, зонная пластина Френеля, кристаллический

рентгеновский микроскоп (рис. 7.1). Сформированное теневое изображение регистрируется либо интегрально в течение длительности зондирующего импульса (обычно используют  $\tau_{pr} \approx 100$  пс) с помощью рентгеновской фотопленки, либо с временным разрешением ( $\Delta t < 10^{-10}$  с) посредством фотоэлектронного регистратора. В первом случае получают пространственное двумерное изображение (кадр), во втором – одномерную развертку во времени ( $t_{pr} \lesssim 10^{-8}$  с).

Важным параметром зондирующего источника является спектральная яркость, которая должна превосходить интенсивность собственного излучения исследуемой мишени. В этом смысле лазерная плазма, создаваемая на вспомогательных мишенях с большим атомным номером, обладает рядом преимуществ перед другими источниками.

В данной главе мы остановимся на особенностях применения различных мишеней для зондирующего рентгеновского источника, позволяющих целенаправленно изменять спектральный состав излучения. Затем будут подробно рассмотрены методы зондирования плотной плазмы, основанные на регистрации пространственных и спектральных распределений интенсивности зондирующего излучения, изменения которых обусловлены неоднородностями плазмы. Заканчивается глава описанием метода рентгеновской рефрактометрии, применяемого для зондирования прозрачных областей

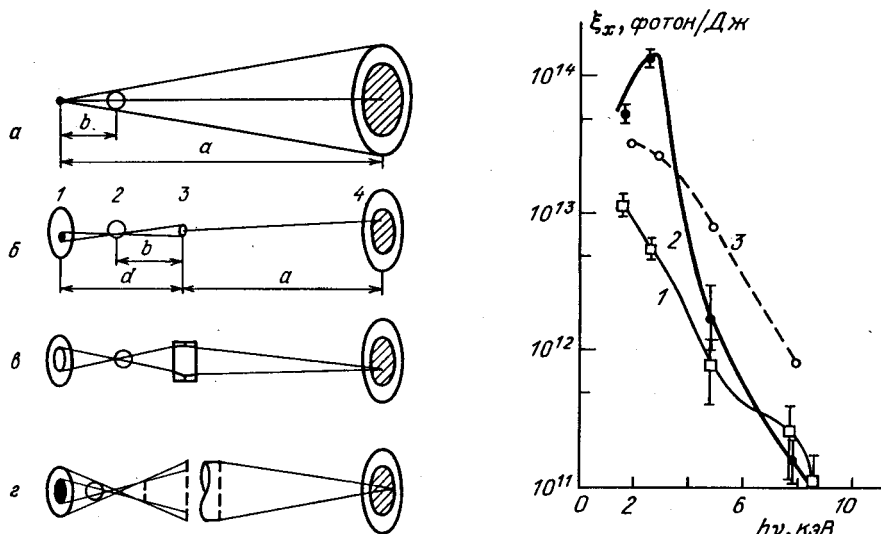


Рис. 7.1. Схемы рентгеновского зондирования плазмы: *a* – теневое фотографирование с точечным источником, *b* – использование камеры-обскуры, *v* – исследование микроскопа скользящего падения, *g* – запись кодированного изображения зонной пластины с последующим восстановлением в лазерном луче (1 – источник зондирующего излучения, 2 – исследуемая плазма, 3 – рентгенооптический элемент, 4 – изображение плазмы на экране)

Рис. 7.2. Эффективность рентгеновской эмиссии лазерной плазмы в резонансных *K*-линиях при облучении мишеней из Si, Al, Cl, Ti, Ni, Zn импульсами длительностью 0,6 нс в диапазоне плотностей потока  $3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> [9] ( $\xi_x$  измеряется в рентгеновских фотонах на 1 Дж лазерной энергии) при различной длине волны лазерного излучения: 1 – 1,06, 2 – 0,53, 3 – 0,35 мкм

плазмы, при котором изменение интенсивности связано не с поглощением, а с перераспределением лучей, рефрагирующих в плазме с достаточно большим градиентом плотности.

**7.1.1. Точечный источник для теневого фотографирования.** К преимуществам теневого рентгеновского фотографирования плазмы с точечным источником относится простота схемы регистрации с большим коэффициентом увеличения при сравнительно большой светосиле [8]. Если учесть, что при переходе в жесткую область рентгеновского диапазона коэффициент конверсии уменьшается (рис. 7.2), данный метод становится одним из наиболее предпочтительных [9]. В частности, по оценкам [10], для создания протяженного источника (диаметром 1 мм) для зондирования сжатого ядра мишени квантами с энергией  $h\nu \approx 8$  кэВ потребуется лазерный импульс с энергией  $E_{pr} \approx 10$  кДж. Использование точечного источника (например, торец тонкой медной нити [8]) позволяет значительно (в  $10^2 - 10^3$  раз) снизить требования на энергию лазерного импульса.

Коэффициент увеличения при теновом фотографировании с точечным источником равен  $\kappa = a/b$  (см. рис. 7.1, а). Пространственное разрешение метода при  $\kappa \gg 1$  равно размеру источника (диаметр источника в работе [8] составлял  $2r_n \approx 6$  мкм). Плотность потока фотонов, формирующих теновое изображение, составляет

$$Q_i = (r_n/a)^2 Q_s/2, \quad (7.1)$$

где  $Q_s$  — полная излучательная способность единичной площади источника. Отношение  $Q_i/Q_s$ , называемое эффективностью использования источника, для данного метода по сравнению с микроскопом и зонной пластиной невысоко (для условий [8]  $Q_i/Q_s \approx 10^{-8}$ ). Тем не менее благодаря малым размерам точечный источник может быть расположен в непосредственной близости от мишени ( $b \approx 2 \div 5$  мм), что позволяет реализовать большие коэффициенты увеличения на малых расстояниях ( $a < 10$  см).

Определим необходимую излучательную способность точечного источника для формирования теневого изображения. Предположим, что перепад интенсивности на разрешаемом элементе равен

$$\Delta Q_i/Q_i = d_i(ml_i)^{-1} \approx 1, \quad (7.2)$$

где  $l_i \approx (\eta_{кв} Q_i)^{-1/2}$  — среднее расстояние между зарегистрированными фотонами в плоскости изображения,  $\eta_{кв}$  — квантовая эффективность регистрации,  $d_i/\kappa = d_{pr} \approx 2r_n$  — пространственное разрешение метода,  $m \approx 3 \div 5$  — число зарегистрированных фотонов на длине разрешаемого элемента. Таким образом,

$$Q_i = \frac{1}{\eta_{кв}} \left( \frac{m}{\kappa d_{pr}} \right)^2, \quad (7.3)$$

и, используя (7.1), получим для полного числа фотонов ( $N_s = Q_s \pi r_n^2$ )

$$N_s = \frac{\pi}{2\eta_{кв}} \left( \frac{mb}{r_n} \right)^2. \quad (7.4)$$

Из (7.4) видно, что при теновом фотографировании с предельным пространственным разрешением необходимое число фотонов источника не

зависит от расстояния  $a$  от источника до детектора и определяется квантовой эффективностью  $\eta_{кв}$  и расстоянием  $b$  от источника до объекта. Для эксперимента, описанного в [8], при  $b = 0,21$  мм и  $\eta_{кв} \approx 10^{-1}$  число фотонов должно превышать  $N_s \approx 10^8$ , т.е. для фотонов с энергией 1,2 кэВ (полная энергия излучения  $E_s \approx 10^{-8}$  Дж) эффективность эмиссии должна была превосходить  $\xi_x = 10^7$  фотон/Дж ( $E_{pr} = 20$  Дж), что довольно просто реализовать (см. рис. 7.2) даже при учете потерь при фокусировке на мишень меньшего размера, чем диаметр фокального пятна. Следует, однако, отметить, что при переходе к  $h\nu \approx 8$  кэВ энергетические потери на фокусировке требуют увеличить энергию лазерного импульса (длительностью  $\tau_{pr} \approx 100$  пс) до  $E_{pr} \gg 100$  Дж.

**7.1.2. Эксперименты с точечным рентгеновским источником.** Применение теневого фотографирования сжимаемых мишеней позволяет определять скорости сжатия, а также регистрировать отклонения сферической однородности, развивающиеся в результате неравномерного облучения или гидродинамической неустойчивости на контактной поверхности. Чтобы проследить процесс сжатия микросферы, наиболее эффективен метод многокадровой съемки с использованием серии точечных рентгеновских источников, соответствующим образом размещенных относительно мишени.

На рис. 7.3 иллюстрируется принцип многокадрового теневого фотографирования, когда в качестве источников рентгеновского излучения применяются последовательно расположенные тонкопленочные мишени из пластика с микровключениями меди [10]. При облучении фольг серий лазерных импульсов длительностью 100 пс и энергией 1 кДж каждая из

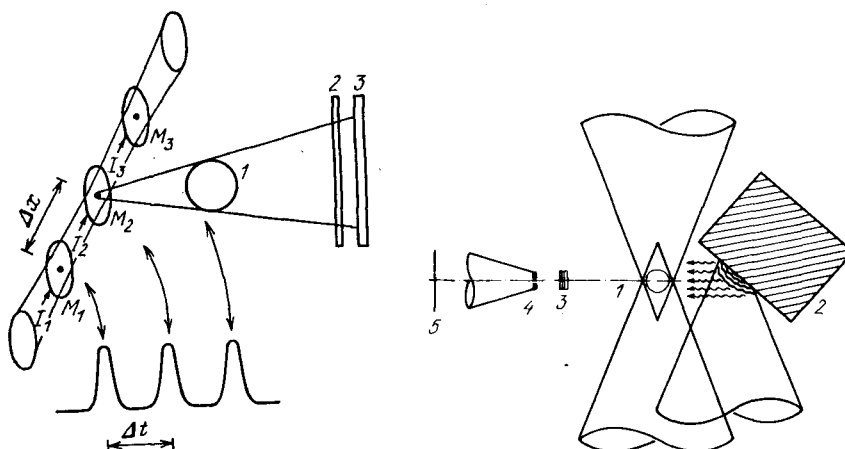


Рис. 7.3. Принципиальная схема многокадрового теневого зондирования для исследования динамики сжимаемой микросферы [10]:  $I_1, I_2, I_3$  — лазерные импульсы, следующие с задержкой  $\Delta t$ ;  $M_1, M_2, M_3$  — тонкопленочные мишени с микровключениями меди; 1 — микросфера; 2 — фильтр, пропускающий излучение К-линии меди ( $h\nu \approx 8$  кэВ); 3 — фотопленка

Рис. 7.4. Схема эксперимента [1, 2] по зондированию плазмы рентгеновским излучением: 1 — сферическая мишень, 2 — дополнительная плоская мишень, 3 — поглотитель, 4 — камера-обскура, 5 — плоскость изображения

фольг полностью прогорает за время действия одного лазерного импульса, открывая следующему лазерному импульсу путь к мишени, расположенной на расстоянии  $\Delta x$ . Таким образом, в соответствии с задержкой  $\Delta t$  лазерных импульсов производится последовательное экспонирование сжимающейся мишени.

Развитие метода зондирования от точечного источника проведено в работе [11]. Было предложено определять пространственное распределение электронной плотности плазмы по спектрам поглощения в зондирующем излучении. Для реализации этого метода необходимо, чтобы зондирующий точечный источник был из того же материала, что и зондируемая мишень.

В эксперименте [11] плазма создавалась на поверхности плоской алюминиевой мишени лазерным импульсом длительностью  $\tau_{\text{л}} \approx 1$  нс при плотности потока  $3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. В качестве зондирующего источника использовалась алюминиевая проволока диаметром 20 мкм, облучаемая лазерным импульсом с задержкой относительно греющего  $\Delta t = 0,5$  нс (плотность потока  $2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>). Спектральное разрешение по одной из пространственных координат в плоскости изображений достигалось с помощью плоского кристаллического спектрографа, помещенного в зондирующий пучок между плазмой и регистрирующей фотопленкой.

В полученных спектрах с пространственным разрешением по нормали к мишени отчетливо наблюдались линии поглощения  $1S - 3^1P$ ,  $1S - 4^1P$ ,  $1S - 5^1P$ . Их наличие объясняется тем, что линия поглощения малоплотной холодной плазменной короны имеет значительно меньшую ширину, чем линия излучения зондирующего источника.

**7.1.3. Протяженный зондирующий источник.** Первое применение метода рентгеновского зондирования сжимаемой оболочечной мишени было осуществлено с использованием протяженного источника [1, 2]. Схема эксперимента представлена на рис. 7.4. Сферическая оболочечная мишень облучалась в двухпучковой геометрии лазерным импульсом длительностью  $\tau_{\text{л}} \approx 100$  пс и энергией  $E_{\text{л}} \approx 6$  Дж при плотности потока  $q_0 \approx 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Дополнительная плоская мишень облучалась импульсом той же длительности с энергией  $E_{\text{пр}} \approx 5$  Дж, задержанным (по отношению к греющему импульсу) на время 200 – 600 пс. Формирование теневого изображения осуществлялось камерой-обскурой, отверстие которой было расположено на одной оси с центром микросферы, и осью пучка, облучающего плоскую мишень. Регистрация изображения осуществлялась фотопленкой. Размер пятна фокусировки на плоской мишени выбирался так, чтобы его проекция на плоскость, перпендикулярную оси наблюдения, была больше диаметра микросферы. Таким образом, на камеру-обскуру попадало зондирующее излучение, прошедшее как мимо сферической мишени, так и сквозь нее, а также собственное рентгеновское излучение микросферы. Ясно, что в данном случае для однозначной интерпретации полученного изображения собственное излучение исследуемой плазмы должно быть слабее зондирующего излучения, прошедшего сквозь нее. Для обеспечения этого условия при используемой геометрии фокусировки применялась медно-цинковая плоская мишень, поскольку известно, что наиболее интенсивным источником рентгеновского излучения с энергией квантов в области  $h\nu \approx 1$  кэВ в лазерной плазме являются резонансные



переходы на  $L$ -оболочку для элементов с зарядом ядра  $Z \approx 30$ . Энергии отсечки применяемых бериллиевых фильтров составляли 1,8 и 2,4 кэВ.

Изменением задержки  $\Delta t$  зондирующего излучения относительно греющего в указанном выше временном интервале были получены теньевые обскурограммы, соответствующие различным моментам процесса сжатия стеклянных оболочек диаметром  $2r_0 \approx 65$  мкм [1].

В соответствии с рис. 7.1, б коэффициент увеличения изображения при съемке камерой-обскурой равен  $\kappa = a/b$ . Интенсивность зондирующего излучения в плоскости изображений при отсутствии поглощающего объекта находится по формуле, аналогичной (7.1):

$$Q_i = (r_k/a)^2 (b/d)^2 Q_s/2, \quad (7.5)$$

где  $r_k$  — радиус отверстия камеры-обскуры. Обычно стараются уменьшить расстояние между источником и объектом ( $b - d \approx 2 \div 5$  мм при  $b \approx \approx 3 \div 5$  см). При этом формула (7.5) переходит в (7.1) с заменой  $r_n$  на  $r_k$ , т.е. размер отверстия камеры-обскуры играет такую же роль, как и размер точечного источника. Аналогично можно использовать и (7.3) и (7.4) для определения интенсивности источника. Отсюда следует, что для создания теневого изображения от протяженного источника размером  $2r_n \approx 500$  мкм потребуется лазерная энергия в  $10^2 - 10^3$  раз больше, чем в случае точечного источника; без учета потерь на фокусировке в точечный источник отношение энергий

$$E_{pr}^{прот}/E_{pr}^{точ} = (r_n^{прот}/r_n^{точ})^2.$$

**7.1.4. Применение протяженного рентгеновского источника.** Рассмотрим некоторые типичные схемы зондирования лазерной плазмы протяженным рентгеновским источником. Схема регистрации процесса сжатия микросфер в экспериментах на установке "Гекко-IV" [4] была аналогична представленной на рис. 7.4. В качестве дополнительной мишени использовалась мишень из германия, дающая максимум интенсивности зондирующего излучения в области 1,4 кэВ. Энергия лазерного излучения, нагревающего микросферу и плоскую мишень, составляла соответственно 30 и 60 Дж при длительности импульсов 100 пс. Время задержки изменялось в диапазоне 0–2 нс. Исследовался процесс сжатия в двух режимах — "взрывающейся оболочки" и квазиабляционном. В первом случае тонкостенные стеклянные микросферы из-за высокой температуры и малой величины параметра  $\rho \Delta r$  становились в определенный момент времени практически прозрачными и не оставляли тени. Во втором случае для стеклянных мишеней, покрытых толстым слоем аблятора, кадровая съемка рентгеновских тенеграмм позволяла построить  $(r - t)$ -диаграммы движения сжимающейся оболочки. Скорость сжатия для данной мишени достигала максимальной величины  $u_{max} \approx 7,5 \cdot 10^6$  см/с в момент времени  $t_* \approx 0,5$  нс. Эксперименты по сжатию микросфер с пенистым аблятором описаны в работе [12].

Основным недостатком при исследовании динамики сжатия микросфер в кадровом режиме регистрации рентгеновских тенеграмм для всех описанных выше схем является необходимость выполнения нескольких

опытов с идентичными параметрами облучения и одинаковыми мишенями. Соблюсти это условие не всегда легко, что вносит определенные погрешности в результаты исследования. Вместе с тем кадровый режим регистрации тенеграмм, позволяя получать двумерные изображения плазмы, дает возможность изучать симметрию и устойчивость процесса сжатия [13]. В случае, когда эти вопросы не составляют предмет исследования, а требуется определить динамические характеристики процесса сжатия оболочки, удобным становится получение временной развертки с помощью рентгеновского фоторегистратора. Так, в экспериментах [14] осуществлялась развертка сразу трех сечений изображений плазмы в зондирующих лучах, спроецированных на щель фоторегистратора с помощью набора камер-обскур (рис. 7.5). Эти эксперименты проводились при наносекундной длительности как зондирующего, так и греющего излучения при различных временных задержках первого относительно второго.

В работе [15] решалась задача получения нескольких кадров сжимаемой микросферы при облучении шестью пучками установки "Вулкан". В схеме эксперимента, аналогичной представленной на рис. 7.4, в плоскости изображений помещалась высокоскоростная многокадровая рентгеновская камера (золотой фотокатод, экспозиция кадра 350 пс, интервал между кадрами 500 пс). Полученная серия изображений позволяла исследовать динамику и устойчивость сжатия микросфер в каждом отдельном эксперименте.

В экспериментах по ускорению тонких фольг для регистрации движения границы плотного вещества мишени ( $\rho > 0,1 \text{ г/см}^3$ ) с тыльной стороны часто применяется дополнительная мишень из алюминия [16, 17]. Кадровая съемка теневой картины с тыльной стороны мишени производится с относительно большой задержкой ( $\Delta t \approx 5 \div 10 \text{ нс}$ ). Для получения достаточной яркости источника размером  $2r_{\text{и}} \approx 300 - 500 \text{ мкм}$  использовались лазерные импульсы длительностью 0,6 нс с энергией 20 Дж. Характерный спектральный диапазон излучения алюминиевой мишени

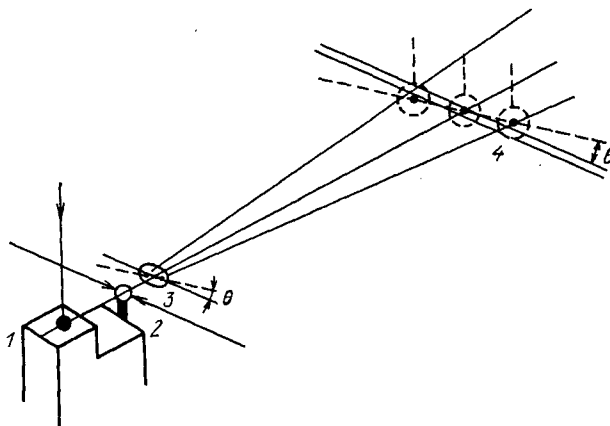


Рис. 7.5. Схема получения трех временных разверток рентгеновских тенеграмм, примененная в [14]: 1 – источник зондирующих лучей, 2 – микросфера, 3 – набор камер-обскур, 4 – тенеграммы мишени на щели фоторегистратора

соответствовал эффективной эмиссии *K*-линий с энергией квантов 1,6 кэВ.

Применение медной дополнительной мишени позволяет зондировать плазму в спектральном диапазоне 1,2 – 1,5 кэВ при плотности потока в зондирующем лазерном пучке  $q_0 \approx (2 \div 5) \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [18, 19] и 2,5 кэВ при  $q_0 \approx 5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> [20]. Использовались также дополнительные мишени из золота (эффективная энергия квантов 2,4 кэВ) [19], молибдена (2,6 кэВ) [21], палладия (2,8 – 3,2 кэВ) [22].

В работах [23, 24] исследование ускорения тыльной поверхности тонкой алюминиевой мишени производилось с помощью рентгеновского излучения плазмы, создаваемой вспомогательным лазерным импульсом на той же тыльной поверхности в пространственно смещенной области с регулируемой задержкой относительно греющего импульса. Такая геометрия зондирования обладает преимуществом в более эффективном использовании излучения источника (в (7.5)  $b/d \approx 1$ ).

Интересная модификация схемы зондирования протяженным рентгеновским источником предложена в работе [25]. Внутри плоской полистирольной мишени с профилированием толщины с тыльной стороны помещается тонкий (толщиной менее 0,1 мкм) слой магния, эффективно излучающий в диапазоне энергий квантов 1,3 кэВ. Регистрация рентгеновского излучения производилась с тыльной стороны мишени при помощи камеры-обскуры. Длительность излучения такого источника составила 1,5 – 2,5 нс.

При обработке рентгеновских тенеграмм часто приходится решать задачу выделения полезного сигнала над уровнем засветки собственного излучения плазмы. Для разделения вкладов зондирующего и собственного излучений в почернение фотопленки предложена и реализована [3] схема регистрации с визуализирующим элементом в виде маски из двух камер-обскур, разнесенных на такое расстояние, чтобы в плоскости регистрации формировались три изображения – микросферы в собственном рентгеновском излучении, самого источника зондирующего излучения и его изображение сквозь светящуюся микросферу. Такая схема позволила изучать пропускание зондирующих лучей различными областями сжимаемой мишени одновременно с исследованием ее собственного излучения практически по одному направлению наблюдения.

Отметим также применение в экспериментах [6] для построения изображения плазмы в зондирующем излучении зонной пластины Френеля и рентгеновского микроскопа Вольтера, обладающих определенными преимуществами по сравнению с камерой-обскурой (в основном в увеличении светосилы в  $10^2$ – $10^3$  раз). Поскольку регистрация изображений с помощью зонной пластины велась интегрально по времени, то принимались специальные меры для устранения вклада в формирование изображения собственного рентгеновского излучения микросферы. Для этого при зондировании использовалась узкая спектральная линия, создаваемая титановой мишенью ( $h\nu \approx 4,7$  кэВ), которая отделялась от фона непрерывного излучения микросферы селективным зеркалом, расположенным после зонной пластины.

## § 7.2. Поглощение рентгеновского излучения в плотной плазме

Целью рентгеновского зондирования плотной плазмы являются регистрация профиля интенсивности зондирующего пучка, вариации которого вызываются влиянием плазмы при прохождении через нее излучения, и восстановлении по этим измерениям пространственного распределения плотности зондируемой плазмы. Точно такая же задача решается методами оптического зондирования (см. гл. 2), однако в области плазмы с меньшей плотностью. Как и для излучения оптического диапазона, поглощение рентгеновского излучения в плотной плазме зависит от величины  $\rho l$ , а рефракция — от  $(\nabla\rho)_x l$ .

**7.2.1. Регистрация динамики сжатия оболочечной мишени.** Очевидным условием рентгеновского зондирования является осуществление достаточного уровня пропускания мишенью излучения зондирующего источника (превышающего порог регистрации детектора) при минимально допустимом уровне засветки собственным излучением плазменной короны. Кроме того, вследствие зависимости массового коэффициента поглощения  $\mu$  плотной плазмы от длины волны зондирования [ $\mu \propto (h\nu)^{-3}$ ] необходимо использовать монохроматические источники. Выполнение последнего условия позволяет значительно упростить процедуру обработки результатов.

На рис. 7.6а представлена денситограмма спектра излучения зондирующего Al-источника [26], совмещенная с расчетной кривой пропускания ( $T = I/I_0$ ) стеклянной оболочки с толщиной стенки  $\Delta_0 = 2$  мкм. Резкое увеличение пропускания в диапазоне энергий квантов  $h\nu \lesssim 1,8$  кэВ соответствует К-скачку кремния. Именно это обстоятельство и позволяет использовать мощные линии AlXII ( $1^1S_0 - 2^1P_1$ ) и AlXIII ( $L_\alpha$ ), попадающие в окно прозрачности кремния, для зондирования стеклянных оболочечных мишеней.

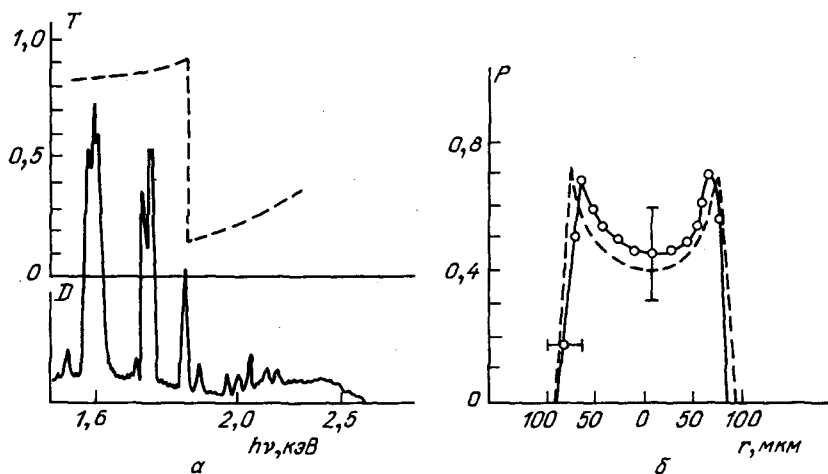


Рис. 7.6. Денситограмма спектра излучения зондирующего Al-источника (сплошная линия), совмещенная с кривой пропускания стеклянной оболочки с толщиной стенки 2 мкм (штриховая линия) (а), и измеренный (сплошная линия) и расчетный (штриховая линия) профили степени поглощения зондирующего излучения стеклянной оболочкой диаметром 170 мкм и толщиной стенки 1,1 мкм (б) [22]

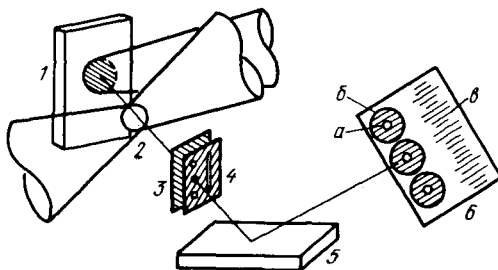
ней. На рис. 7.6,б показано пространственное распределение степени поглощения ( $P = -\ln T$ ) зондирующего рентгеновского излучения при фотохроннографической регистрации. Данный метод позволяет построить  $(r - t)$ -диаграммы движения оболочки к центру и определить момент максимального сжатия [27, 28].

**7.2.2. Рентгеновское зондирование со спектральным разрешением.** Интересная схема так называемого многочастотного зондирования плазмы, позволяющая не только изучать динамику сжатия мишени, но и определять температуру и параметр  $\rho r$  сжатого газа, была реализована в работе [4]. Для построения тенеграмм использовались набор камер-обскур и кристаллический спектрограф (рис. 7.7). Углы падения на кристалл излучения, прошедшего сквозь камеры обскуры, а также расстояния между отверстиями, определяющие различие углов падения, подбирались таким образом, что на пленке получались отдельные изображения плазмы сферической мишени в зондирующем излучении. Эти изображения соответствовали различным узким спектральным диапазонам, лежащим в области наибольшей интенсивности излучения плоской мишени из галлия (1,2–1,5 кэВ).

Для данной диагностики использовались стеклянные оболочки, наполненные газообразным неоном, и на полученных изображениях можно было наблюдать светлые области круглой формы, обусловленные поглощением зондирующего излучения ионами неона. Изображения мишени регистрировались при различных временных задержках зондирующего излучения, что позволяло следить за изменением во времени размера области, занятой сжимаемым оболочкой неоном.

Поскольку потенциалы ионизации водородо- и гелиеподобных ионов неона, которым наполнялись микросферы, составляют соответственно 1,36 и 1,2 кэВ, то зондирующее излучение с энергией квантов, лежащей в интервале между этими величинами, поглощается только гелиеподобными ионами, а с энергией квантов, большей 1,36 кэВ, — как теми, так и другими ионами. Данное обстоятельство позволяло определить отношение пропусканий неоном рентгеновского излучения на частотах поглощения водородо- и гелиеподобных ионов, сравнивая изображения плазмы в зондирующих лучах для энергий квантов  $1,2 < h\nu < 1,36$  кэВ и  $h\nu > 1,36$  кэВ, что в предположении коронального равновесия в сжимаемом газе давало возможность определить его электронную температуру и значение параметра  $\rho r$ . Для обеспечения привязки получаемых изображений по длине

Рис. 7.7. Схема многочастотного зондирования плазмы, реализованная в [4]: 1 — источник зондирующих лучей, 2 — сферическая мишень; 3 — фильтры; 4 — набор камер-обскур и щель; 5 — кристалл; 6 — плоскость изображения, на которой показаны а — тень от микросферы, б — изображение источника зондирующего излучения, в — спектр излучения, прошедшего через щель



волны использовался спектр зондирующего излучения, прошедшего через узкую щель, расположенную на одной маске с камерами-обскурами (см. рис. 7.7). Отметим, что поглощение излучения веществом самой оболочки в условиях данных экспериментов, как показали измерения, мало по сравнению с поглощением сжатого неона.

Модификация этого метода с заменой набора камер-обскур на узкую щель и применением алюминиевого зондирующего источника использовалась в работе [7]. Благодаря спектральному разделению линий Al-плазмы (см. рис. 7.6) зарегистрированы изображения плазмы в отдельных спектральных линиях.

**7.2.3. Обработка рентгеновских тенеграмм.** Первичная обработка заключается в локализации характерных областей плазмы, в значительной степени поглощающих зондирующее излучение. Получение денситограмм двумерных теневых изображений является вторым этапом, позволяющим оценить степень поглощения в заданном спектральном диапазоне на измененном характерном размере плазменной неоднородности, а затем ее среднюю плотность [29].

Процедура обработки тенеграмм довольно трудоемка. Восстановление профиля плотности мишени по осесимметричному распределению интенсивности зондирующего излучения в плоскости регистрируемой тенеграммы можно осуществить, решая интегральное уравнение [30]

$$T_x(r) = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \exp\{-E/T_n\} \exp\{-[\mu_{1a}\rho_a t_a + 2\mu_1 \int_r^{R_0} f(R) dR]/E^3\} dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \exp\{-E/T_n\} \exp\{-\mu_{1a}\rho_a t_a/E^3\} dE}, \quad (7.6)$$

где  $f(R) = \rho(R)R/(R^2 - r^2)^{1/2}$ ,  $R_0$  — внешний радиус тени (прозрачность  $T_x(R_0) = 1$ ),  $E_{\min}$  и  $E_{\max}$  определяют спектральную ширину зондирующего излучения,  $T_n$  — температура плазмы зондирующего источника,  $\mu$  — массовый коэффициент поглощения\*),  $\rho_a$  и  $t_a$  — плотность и толщина экранирующего фильтра. Следует отметить, что уравнение (7.6) справедливо для случая зондирующего источника с чисто тормозным непрерывным спектром излучения. В случае монохроматического источника (зондирование в линиях) интегрирование в (7.6) по энергии кванта снимается и сокращается первый экспоненциальный множитель. При этом задача сводится только к решению уравнения Абеля (см. гл. 2), методы инверсии которого достаточно хорошо разработаны.

В работе [30] приведен анализ погрешности восстановления профиля плотности сжимаемой оболочки в диапазоне  $0,1 < \rho < 10$  г/см<sup>3</sup> при зондировании полистирольных мишеней излучением плазмы медного протяженного источника с температурой  $0,3 < T_n < 0,6$  кэВ. Значение коэффициента  $\mu_1$  для плазмы подбиралось путем сравнения массы мишени

$$M_p = 4\pi \int_0^{R_0} \rho(r) r^2 dr, \quad (7.7)$$

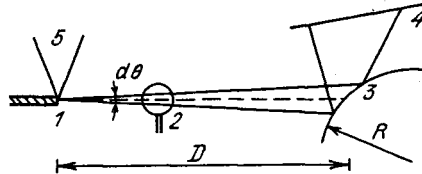
\*) Без учета окон прозрачности, связанных с рекомбинационными скачками, для мишени  $\mu = \mu_1/E^3$ , а для экранирующего фильтра  $\mu = \mu_{1a}/E^3$ .

где использовались восстановленные из тенеграм профили плотности  $\rho(r)$ , со значением, даваемым независимыми измерениями скорости испарения вещества  $\dot{m}$  (см. гл. 10):

$$M_m = 4\pi R_0^2 \left\{ \Delta_0 \rho_0 - \int_0^{t_{pr}} \dot{m}(t) dt \right\}, \quad (7.8)$$

где  $t_{pr}$  — момент времени зондирования. Было установлено, что коэффициент  $\mu_1$  на стадии сжатия оболочки уменьшается в 1,5–2 раза относительно значения для холодного (СН)<sub>n</sub>. При этом плотность может быть определена с погрешностью не менее 50–100%. Еще большая погрешность восстановления профиля плотности наблюдалась в работе [31].

Рис. 7.8. Схема зондирования мишени по методу спектроскопии линий поглощения [32]: 1 — точечный рентгеновский источник, 2 — мишень, 3 — кристалл, 4 — детектор, 5 — лазерный пучок



**7.2.4. Диагностика спектров поглощения зондирующего излучения.** Для измерения параметра  $\rho\Delta r$  сжимаемой оболочки в процессе ее ускорения к центру предложено [32] использовать спектроскопию поглощения излучения рентгеновского точечного источника \*). Схема эксперимента представлена на рис. 7.8. Лазерный пучок (50 Дж в импульсе длительностью 100 пс на длине волны 0,35 мкм) фокусируется на торец проволоочки диаметром 10 мкм. Рентгеновское излучение образующейся плазмы просвечивает плазму и попадает на кристаллический спектрограф. При этом достигается пространственное и спектральное разрешение в регистрируемом теневом изображении.

В связи с тем что спектры поглощения, обусловленные различными ионизационными состояниями ионов плазмы, занимали диапазон  $\Delta\lambda \approx 0,5 \text{ \AA}$  [32], необходимо было так располагать точечный источник относительно мишени, чтобы телесный угол тени превышал в направлении дисперсии спектрографа угол, соответствующий изменению длины волны на  $\Delta\lambda$ . По этим же соображениям спектрограф должен обладать невысокой дисперсией  $d\varphi/d\lambda$ . Так, например, если в эксперименте нельзя разместить зондирующий источник ближе чем на 2–3 мм от мишени, то для кристалла с периодом решетки  $2d = 26 \text{ \AA}$  спектральная ширина  $\Delta\lambda = 0,5 \text{ \AA}$  будет соответствовать пространственному размеру на мишени  $\Delta x \approx 50 \text{ мкм}$ . Таким образом, стремление улучшить пространственное разрешение может быть реализовано при снижении дисперсии.

Одним из способов уменьшения дисперсии является применение выпуклых кристаллов (рис. 7.8), для которых

$$d\lambda/d\varphi = 2d \cos \theta [D/(R \sin \theta) + 1]. \quad (7.9)$$

Из (7.9) видно, что снижение дисперсии выпуклого кристалла ограничи-

\*) Спектроскопия поглощения для измерения  $\rho\Delta r$  в момент схлопывания оболочки описана в гл. 11.

вается, с одной стороны, конечной яркостью зондирующего источника ( $D \lesssim D_{\max} \approx 20$  см), а с другой — упругостью кристалла ( $R \gtrsim R_{\min}$ ). В [32] сообщается, что наибольший изгиб достигается в кристаллах LiF (200) (минимальный радиус  $R_{\min} \approx 1$  см), однако они имеют малый период решетки  $2d = 4,027$  Å. Поэтому для зондирующего излучения с длиной волны  $\lambda > 2,5$  Å выгоднее использовать кристалл TiAP (001) с периодом решетки  $2d = 25,76$  Å и радиусом кривизны  $R_{\min} = 50$  см.

Тонкая структура спектра поглощения зондирующего излучения в плоской алюминиевой мишени, сжимаемой сходящимися ударными волнами, исследовалась в работе [33]. Мишень представляла собой фольгу толщиной 2 мкм, на обе стороны которой наносились слои парилена толщиной 4 мкм. При двустороннем облучении мишени на лазерной установке "Вулкан" (20–30 Дж в пучке, длительность импульса 600 пс, плотность потока до  $2 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>) внутри мишени происходило столкновение ударных волн, приводящее к сжатию алюминия до плотности 9 г/см<sup>3</sup>. При этом сжатое состояние вещества, характеризующееся изменением межатомного расстояния, которое влияет на рассеяние фотоэлектронов, может быть зарегистрировано по изменению тонкой структуры спектра поглощения вблизи *K*-края ( $h\nu \approx 1,56$  кэВ).

В качестве мишени для зондирующего источника использовались урановые цилиндры диаметром 200 мкм, позволяющие получить равномерное спектральное распределение излучения в диапазоне энергий квантов 1,56–1,7 кэВ. Спектры регистрировались миниспектрографом на основе плоского кристалла TiAP (спектральное разрешение 4 эВ). Максимальная плотность, соответствующая спектральному сдвигу первого минимума тонкой структуры коэффициента поглощения на 20 эВ, была зарегистрирована при задержке зондирующего импульса длительностью 100 пс на 400 пс относительно греющих лазерных импульсов.

### § 7.3. Рефракция рентгеновского излучения в плазменной короне

Метод рентгеновского зондирования становится необходимым при исследовании областей плазмы, плотность которых мала, для того чтобы вызвать заметное поглощение, однако градиент плотности которых достаточно велик, чтобы можно было наблюдать влияние эффекта рефракции зондирующих лучей. Наиболее распространенным примером таких областей в плазме является зона абляции между твердой мишенью и малоплотной плазменной короной, доступной для диагностики с помощью лазеров видимого и ультрафиолетового диапазона (см. гл. 2). Следует отметить, что восстановление профиля плотности по измерениям рефракции рентгеновского излучения сталкивается с рядом специфических проблем (источник, спектроселективная рентгенооптика, визуализирующие элементы, детекторы).

**7.3.1. Принципы рефрактометрии неоднородной плазмы.** Оптическая рефрактометрия лазерной плазмы рассматривалась в работах [34, 35]. С целью исследования более плотных областей плазменной короны ( $n_e \lesssim 0,1n_c$  для зондирующего излучения) предлагалось использовать обработку интерференционной картины, образующейся в расфокусированном изобра-



жении при взаимодействии рефрагированных на различные углы зондирующих лучей. Анализ математической процедуры восстановления, а также сопоставление на модельных экспериментах точности получаемых результатов [36–38] показали перспективность данного метода. Основным условием применимости является наличие однозначной зависимости угла рефракции от прицельного параметра осесимметричного неоднородного объекта  $\alpha(p)$ . Решение обратной задачи дается в параметрическом виде:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\frac{1}{\pi} \frac{R_0}{\eta} \int \frac{\alpha(p) dp}{\sqrt{p^2 - \eta^2}}, \quad (7.10)$$

где  $\eta = rN/N_0$ , а  $N$  и  $N_0$  — показатели преломления внутри и вне объекта.

**7.3.2. Особенности рентгеновской рефрактометрии.** Специфической особенностью рентгеновской рефрактометрии по сравнению со случаем зондирования плазмы в видимом диапазоне является отсутствие когерентных источников с высокой спектральной яркостью\*). Кроме того, ситуация значительно осложняется в связи с ограниченными возможностями рентгенооптики.

Наиболее простым с технической точки зрения является метод определения функции  $\alpha(p)$  по распределению интенсивности рефрагированного зондирующего излучения вне геометрической тени мишени [39, 40]. При этом используется результат работы [41] о пропорциональности интенсивности  $I_\alpha$  рефрагированного излучения на экране позади мишени производной по углу  $\alpha$  прицельного параметра  $p$ :

$$I_\alpha = \pi R_0 I_0 dp/d\alpha, \quad (7.11)$$

где  $I_\alpha$  — энергия зондирующего пучка, рефрагированного на углы  $\alpha$ ,  $\alpha + d\alpha$ , соответствующие прицельным параметрам  $p$ ,  $p + dp$ . При расположении детектора в плоскости экрана ( $L \gg R_0$ ) на расстоянии  $x$  от оси зондирующего пучка получим

$$I_x = \pi R_0 I_0 \left| \frac{dp}{dx} \right| \frac{\cos^2 \alpha}{L}, \quad (7.12)$$

где  $dx = (L/\cos^2 \alpha) d\alpha$ . Интенсивность  $I_x$  может быть измерена, например, фотометрированием рентгеновской пленки при условии, что в окрестность точки  $x$  на экране не попадает нерепрагированное зондирующее излучение. Для этого в работе [40] излучение лазерной плазмы алюминиевой мишени на длине волны 150 Å коллимировалось с помощью сферического многослойного зеркала и диафрагмировалось перед мишенью.

Интегрирование (7.12) дает искомую зависимость  $\alpha(p)$ :

$$p = -\frac{L}{\pi I_0 R_0} \int \frac{I_x}{\cos^2 \alpha} d\alpha + R_0. \quad (7.13)$$

\*) Ссылки на работы по рентгеновским лазерам приведены в гл. 2 (см. там [19, 73–78]).

Следует отметить, что применение фотометрического метода в соответствии с (7.13) часто бывает затруднительным в связи с невысоким отношением сигнал/шум. Поэтому заслуживают внимания методы дискретного измерения функции  $\alpha(p)$ . Примером может служить метод сеток.

**7.3.3. Метод сеток.** Устранить трудности, связанные с точным определением интенсивности  $I_x$  и интегрированием по формуле (7.13), можно с помощью метода сеток, помещаемых в зондирующий пучок между мишенью и экраном. В случае присутствия рефрагированных лучей происходит сдвиг или размытие резкой границы. Углы рефракции в зависимости

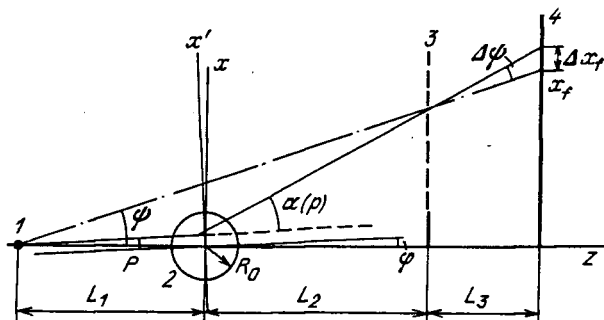


Рис. 7.9. Схема измерения рефракции рентгеновского зондирующего источника: 1 – точечный источник, 2 – мишень, 3 – зонная пластина, 4 – экран

от прицельного параметра могут быть рассчитаны путем измерения величины сдвига середины тени.

На рис. 7.9 представлена схема измерения рефракции рентгеновского излучения точечного зондирующего источника [42]. В качестве опорной сетки в данной работе использовалась зонная пластина, что является наиболее удобным вариантом сетки для исследования сферических мишеней. Из рис. 7.9 следует, что

$$\alpha(p) = \varphi(p) - \psi(x_f) + \Delta\psi(\Delta x_f), \quad (7.14)$$

где  $\sin \varphi = p/L_1$ ,  $\operatorname{tg} \psi = x_f/(L_1 + L_2 + L_3)$ ,  $L_3 \Delta\psi \approx \Delta x_f/\cos \psi$ ,  $\Delta x_f$  – смещение тени зонной пластины из начального положения  $x_f$ .

Следует отметить, что описанный выше метод сеток применим при условии, что функция угла рефракции  $\alpha(p)$  является монотонной. В противном случае происходит перемешивание теней. При зондировании плотной области плазменной короны сферической мишени рентгеновским излучением (с длиной волны 100–500 Å) данное условие практически всегда выполняется.

В работе [42] предлагается и другой способ анализа теневой картины зонной пластины в рефрагированном излучении зондирующего рентгеновского точечного источника. В частности, сравнение восстановленных в луче He–Ne-лазера\*) изображений источника в отсутствие плотной плазмы и в эксперименте позволяет (в основном качественно) судить о симметрии объекта и характерных углах рефракции.

\*) О восстановлении рентгеновских изображений с использованием зонной пластины см. гл. 6.

В заключение отметим работу [43], в которой разработан метод квази-монокроматической рефрактометрии плотной плазмы. Схема эксперимента аналогична представленной на рис. 7.9, но вместо зонной пластины между плазмой и экраном помещается плоский кристалл (РЕТ,  $2d = 8,74 \text{ \AA}$ ). Увеличение угла рефракции приведет к нарушению условия Брэгга, поэтому область сильной рефракции в регистрируемом изображении характеризуется снижением интенсивности. По размеру этой области можно оценить электронную плотность. Данный метод наиболее удобен при зондировании коротковолновым ( $\lambda < 10 \text{ \AA}$ ) квази-монокроматическим излучением.

Большими потенциальными возможностями обладает метод муаровых, образуемых при помещении в рентгеновский зондирующий пучок двух идентичных сеток с периодом  $10^{-3} - 10^{-2}$  см, разделенных расстоянием  $l$  и повернутых одна относительно другой на угол  $\theta$ . Рефракция лучей в неоднородной области плазмы приводит к смещению муаровых полос, по которому можно определить зависимость углов рефракции от прицельного параметра и применить процедуру восстановления профиля электронной плотности (см. гл. 2). Данный метод может оказаться удачной заменой рентгеновской интерферометрии.

Важной задачей исследования лазерной плазмы является изучение реализующихся в эксперименте энергетических распределений ионов различной зарядовой кратности, в которых проявляется действие разных механизмов поглощения энергии в плазме, а также процессов энергетического перераспределения между плазменными компонентами.

В начальной стадии разлета, характеризующейся высокими плотностями и температурами плазмы, возможно проведение диагностики концентрации электронной компоненты (о методе высокоскоростной оптической интерферометрии см. гл. 2). При этом в результате обработки получается пространственное распределение электронной плотности  $n_e(r)$  в фиксированный момент времени  $t$ . Предполагая известным средний заряд ионов  $\bar{z}$  (или распределение заряда  $\bar{z}(r)$ ), можно перейти к распределению плотности плазмы  $\rho(r) = n_e(r) m_i / \bar{z}$ . Осуществляя многокадровую интерферометрию или ее щелевую развертку, определяют функцию  $\rho(r, t)$ . Однако эти данные дают представление лишь о "фазовой" скорости плотности

$$v_\rho = [r_2(t_2) | \rho_2 = \rho_1 - r_1(t_1) | \rho_1 = \rho_2] / (t_2 - t_1),$$

знание которой, особенно для критической области плазменной короны ( $n_e = n_c$ ), имеет большое значение при изучении эффективности поглощения лазерной энергии. Тем не менее для составления полной гидродинамической картины разлета плазмы необходимо также иметь экспериментальные данные о распределении массовых скоростей  $v(r, t)$ , что и обуславливает непрерывное развитие методов корпускулярной (в первую очередь ионной) диагностики.

Для разлетающейся плазменной короны характерны две группы ионов — низкоэнергичные ионы, содержащие основную часть испаренной массы мишени, и небольшая группа высокоэнергичных ионов.

В табл. 8.1 представлена классификация масс-спектрометров, применяемых для исследования плазмы, по методу разделения ионов с различным отношением массы к заряду  $A/z$  [1]. Отметим, что в этих исследованиях не нашли применения радиочастотные масс-спектрометры. Регистрация масс-спектров в статических масс-спектрометрах обычно проводится на координатно-чувствительных детекторах (на фотозмульсию или микрока-

нальную пластину), а в динамических — с помощью детекторов тока ионного импульса.

При разработке анализатора ионов требуется учитывать следующие аспекты: 1) нужно выделить основные характеристики прибора и сравнить их с соответствующими параметрами ранее созданных анализаторов; 2) необходимо рассмотреть теоретически вопрос движения частиц внутри анализатора, поскольку силы пространственного заряда сформированного анализатором ионного пучка могут существенно повлиять на энергетическое разрешение анализатора; 3) с разработкой анализатора неизбежно встает проблема системы детектирования ионов, совместимой с возможностями, обеспечиваемыми самим анализатором; 4) следует технически обеспечить калибрационные испытания регистрирующей системы анализатора для проведения абсолютных измерений ионного энергетического спектра.

Наиболее широко применяемым экспериментальным методом определения функции распределения ионов по скоростям является метод ионных коллекторов. Ионные коллекторы представляют собой датчики ионного тока плазмы, измеряя который на больших расстояниях  $L$  от мишени, т.е. проводя времяпролетные измерения эволюции плотности плазмы  $\rho(L, t)$ , определяют искомую функцию распределения  $dN/dv$ .

Следует, однако, отметить, что количественные измерения с помощью ионных коллекторов становятся возможными лишь при одновременном использовании масс-спектрометрического анализатора, который благодаря пространственному разделению ионных компонент позволяет определить энергетические распределения ионов различного заряда  $z$  и атомной массы  $A$ , необходимые для обработки коллекторного сигнала. Применяемые в экспериментах с лазерной плазмой ионные анализаторы, как правило, нуждаются в специальной разработке с целью наиболее тщательного исследования энергетических распределений ионов в том или ином диапа-

Таблица 8.1

Вид прибора	Метод разделения ионов	Тип прибора
Статический	По энергии ионов:	
	в однородном магнитном поле	Магнитный анализатор
	в однородном электрическом поле	Плоский конденсатор
Динамический	в пространственно разделенных или совмещенных электрическом и магнитном полях	Масс-спектрограф Томсона
	По времени пролета ионов:	
	заданного расстояния в пространстве без полей	Времяпролетный коллектор
	в однородном постоянном электрическом поле	Цилиндрический дефлектор
	в однородном изменяющемся во времени электрическом поле ( $E \sim t^{-2}$ )	Плоский конденсатор

зоне скоростей. Для расширения исследуемого энергетического диапазона создаются масс-спектрометрические комплексы благодаря которым измерения, проводимые с помощью отдельных приборов, дополняют друг друга и позволяют получать более глубокую информацию о разлетающейся плазме.

### § 8.1. Специфические особенности измерения энергетического спектра ионов инерциально удерживаемой плазмы

Высокотемпературная плазма, создаваемая мощным лазерным излучением на поверхности твердой мишени [2], представляет собой уникальный физический объект, время жизни которого определяется скоростью инерциального разлета под действием сил газокINETического давления. Поскольку характерные температуры и плотности такой плазмы имеют высокие значения ( $T_e \approx 1$  кэВ,  $n_e < 10^{22}$  см<sup>-3</sup>), средние скорости разлета находятся в интервале  $10^7 < v_i < 10^8$  см/с. На границе разлетающейся плазмы в вакуумом на расстояниях порядка дебаевского радиуса оказывается существенным влияние амбиполярного электрического поля [3], которое сообщает относительно небольшой массе испаренного вещества дополнительную кинетическую энергию. Таким образом, характерный энергетический спектр ионов состоит из тепловой части (соответствующей разлету основной массы ионов) и группы быстрых ионов со скоростями  $v_i > 10^8$  см/с (рис. 8.1 [4]).

**8.1.1. Времяпролетные измерения.** Специфические свойства создаваемой плазменной короны ограничивают исследования ионной компоненты лишь информацией о распределении по асимптотическим скоростям, т.е. конечным скоростям ионов, приобретаемым при вылете из плотной области плазмы. В связи с этим наиболее простой и развитой диагностической техникой являются времяпролетные анализирующие детекторы. Определение ионной скорости с их помощью основано на измерении времени пролета  $t$  расстояния  $L$  от поверхности мишени до детектора. Такое предположение справедливо в тех случаях, когда время пролета  $t$  и расстояние  $L$  остаются много большими, чем характерные время эмиссии и размер ионного источника соответственно. Последние обычно близки к длительности лазерного импульса  $\tau$  и диаметру пятна фокусировки  $\phi_f$  или диаметру сферической мишени, поэтому практически всегда можно считать лазерную плазму мгновенным точечным источником ионов.

При подготовке эксперимента расстояние  $L$  обычно выбирают из условия допустимого разрешения по скоростям. Из соотношения  $v = L/t$  для относительной погрешности измерения скорости следует равенство

$$\Delta v/v = \Delta L/L + \Delta t/t.$$

Задаваясь ошибкой измерения не более 1% при  $v = 10^8$  см/с и реальной точностью измерения расстояния  $\Delta L \gtrsim 10^{-1}$  см, получаем для необходимого временного разрешения регистрации

$$\Delta t \lesssim 10^{-2} L/v \approx 10^{-9} \text{ с},$$

что обеспечивается лишь сложной дорогостоящей аппаратурой. Снизить

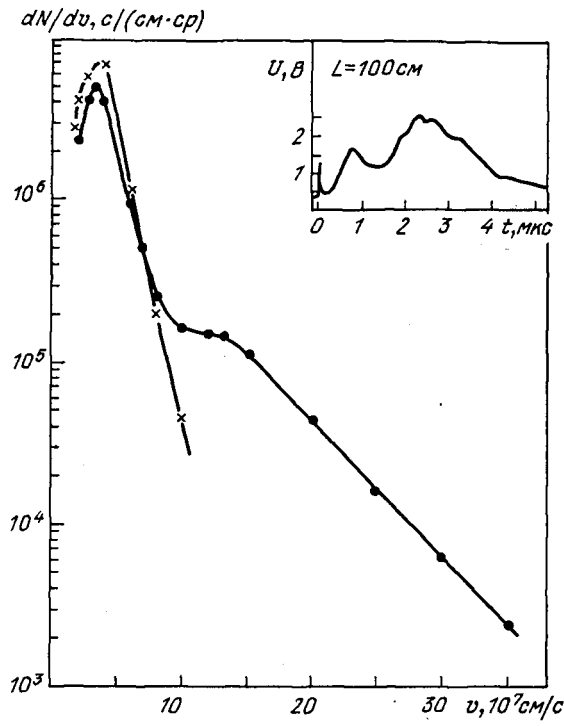


Рис. 8.1. Характерные распределения ионов лазерной плазмы по скоростям, получаемые с помощью двух коллекторов ионов, сигнал одного из которых изображен на врезке

данное ограничение можно, увеличивая расстояние  $L$  (при  $L \approx 10^2$  см необходимо  $\Delta t \lesssim 10^{-8}$  с).

Выбирая место расположения ионного детектора, следует учитывать скорость уменьшения плотности плазмы по мере ее расширения. В связи с тем что асимптотическая скорость разлетающегося плазменного шара линейно возрастает с радиусом [4], концентрация ионов с заданной скоростью  $v$  уменьшается согласно соотношению  $n_i \propto (L/r_0)^3$ . Это обстоятельство накладывает соответствующее ограничение на максимальное расстояние  $L$ , связанное с ограниченной чувствительностью детектора.

**8.1.2. Формирование ионного пучка.** Круг задач, решаемых корпускулярной диагностикой в экспериментах с лазерной плазмой, определяет и другие специфические особенности измерения энергетического спектра ионов. При проведении корпускулярных измерений разлетающейся плазмы прежде всего стоит задача разделения ионной и электронной компонент. В случае разреженной плазмы ( $n_i \lesssim 10^9$  см<sup>-3</sup>) такое разделение (т.е. формирование ионного пучка) обычно производится с помощью отрицательно поляризованных металлических сеток с размером ячейки  $d$  менее дебаевского радиуса  $r_D$ :

$$d < r_D = [T/(4\pi n_e e^2)]^{1/2}.$$

В случае же плазмы, не находящейся в состоянии термодинамического равновесия, значение дебаевского радиуса находится из соотношения [5]:

$$\frac{1}{r^2} = \frac{4\pi n_e e^2}{T_e} + \sum_j \frac{4\pi n_{i,j} z_j^2 e^2}{T_j}, \quad (8.1)$$

где суммирование производится по всем типам ионов. В случае более плотной плазмы выделение ионов значительно усложняется из-за экранировки внешнего поля пространственным зарядом ионного пучка. Для этого необходимо искусственно снижать концентрацию плазмы, причем делать это надо без искажения исследуемого энергетического спектра [6].

**8.1.3. Энергетическое и зарядовое разрешение.** В большинстве применений основным требованием к ионному анализатору является широкий динамический и энергетический диапазоны при относительно умеренных энергетическом и зарядовом разрешениях. Например, приемлемым анализатором может считаться такой, который способен разделить различные ионизационные состояния веществ с небольшим атомным номером (обычно вещества мишени не тяжелее Al и не более сложные, чем SiO<sub>2</sub>) в энергетическом диапазоне от 1 до 1000 кэВ/з. Динамический диапазон должен быть не менее 10 и легко перестраиваться между выстрелами. Такие требования являются довольно жесткими и необычными для масс-спектральной техники, используемой в экспериментах с плазмой, удерживаемой магнитным полем (см., например, [7, 8]). В то же время некоторые общие свойства, присущие лазерной плазме, такие, как короткое время эмиссии и малый размер ионного источника, упрощают проектирование анализатора. Так, малый размер ионного источника приводит к почти радиальному разлету ионов, поэтому фокусировка ионного пучка внутри анализатора может не производиться (поскольку требуется относительно невысокое разрешение по энергиям и зарядам).

**8.1.4. Влияние остаточного давления.** Общим для ионных измерений требованием является обеспечение во всей системе от мишени до детектора высокого вакуума. Допустимое остаточное давление оценивается из условия сохранения зарядового состава ионов, т.е. малой вероятности  $w$  рекомбинации иона на пути пролета в состоянии с меньшим значением его заряда. Так, из соотношения  $w \approx n_0 \sigma L$  ( $n_0$  — концентрация атомов остаточного газа,  $\sigma$  — площадь сечения захвата ионом электрона в нейтральном газе [9]) для ионов C<sup>6+</sup> ( $\sigma \approx 10^{-15}$  см<sup>2</sup> [10]) при допустимой степени рекомбинации 5% для необходимого давления остаточного газа следует  $p \approx 5 \cdot 10^{-6}$  Тор; анализ ионов Al<sup>1+</sup> требует еще более высокого вакуума ( $p \approx 10^{-7}$  Тор) [11].

Большое значение для интерпретации энергетического спектра ионов, регистрируемого с помощью масс-спектрометрической аппаратуры, имели работы [12–14] по излучательной и тройной рекомбинации ионов при пролете в плотной области плазменной короны. В них было показано, что выход ионов определенной зарядности  $z$  зависит от соотношения между начальным размером плазмы  $r_0$  и характерной длиной рекомбинации этих ионов. Многочисленные эксперименты (см., например, [15–18]) показали, что для условий лазерной плазмы большая часть ионов с максимальным зарядом проходит в разреженную область без изменения степени



ионизации, происходит "замораживание" их ионизационного состояния. Это обстоятельство и послужило основанием для широкого применения ионной диагностики с целью изучения процессов нагрева и сжатия термоядерных мишеней мощным лазерным излучением.

## § 8.2. Времяпролетные коллекторные измерения

Большая часть ионных измерений, опубликованных в литературе, была осуществлена с помощью зарядовых коллекторов. В этом методе регистрируется ионный ток в функции от времени, протекающий через поверхность коллектора, стоящего на пути разлетающейся плазмы. Деление расстояния, пройденного ионом от мишени, на время пролета дает значение его асимптотической скорости, соответствующее измеряемому распределению тока. Коллекторы зарядов — довольно простая в эксплуатации диагностическая техника, однако из-за невозможности разделить вклады в значение тока различных ионных компонент они дают лишь качественную информацию о разлете ионов многокомпонентной плазмы. Тем не менее благодаря их простоте и малому размеру коллекторы зарядов, обычно используемые в дополнение к ионному анализатору, остаются одной из основных диагностик лазерной плазмы [11, 19–24].

**8.2.1. Принцип действия ионного коллектора.** Схема наиболее распространенных коллекторов зарядов показана на рис. 8.2. Размер ячейки отрицательно поляризованной сетки, помещаемой перед коллектором, выбирается таким образом, чтобы он был меньше радиуса Дебая прилетающей к коллектору плазмы. Выполнение этого условия позволяет отделить электроны от ионов при входе в область электрического поля между сеткой и коллектором. Обычно выбираются медные сетки с ячейкой  $d \lesssim 200$  мкм и оптической прозрачностью  $k_t \gtrsim 50\%$ ; располагаются они на расстоянии  $\Delta l \lesssim 1$  см от медного коллектора.

Каждый прилетающий на коллектор ион выбивает из его поверхности несколько вторичных электронов, число которых  $\gamma_e$  зависит от массы, скорости и заряда иона. При подаче на коллектор отрицательного потенциала большинство вторичных электронов удаляется этим полем смещения на заземленные стенки корпуса.

Регистрация импульса тока, текущего через коллектор, осуществляется осциллографом. На рис. 8.3 представлены типичные осциллограммы коллекторов зарядов, расположенных на расстояниях  $L = 110$  и  $42$  см от поверхности стеклянной оболочечной мишени [25]. Первый пик обусловлен рентгеновским и ультрафиолетовым излучением, которое вызывает фотоэмиссию электронов из коллектора практически одновременно с моментом прихода лазерного импульса на мишень. На осциллограмме рис. 8.3, а ( $U_c = 0$ ,  $U_{cm} = -100$  В) фотопик положителен — электроны эмиттируются с поверхности коллектора, а на осциллограмме рис. 8.3, б ( $U_c = -100$  В,  $U_{cm} = 0$ ) фотопик отрицателен — отрицательный потенциал сетки препятствует эмиссии электронов с поверхности коллектора, и фотопик обусловлен током электронов на коллектор с самой сетки.

Передний фронт этого пика обычно используется как начальная временная метка для измерения времени пролета иона  $t = L/v - L/c$ . В большинстве случаев  $c/v \gg 1$ , так что для времени пролета иона можно пользоваться зависимостью  $t \approx L/v$ .

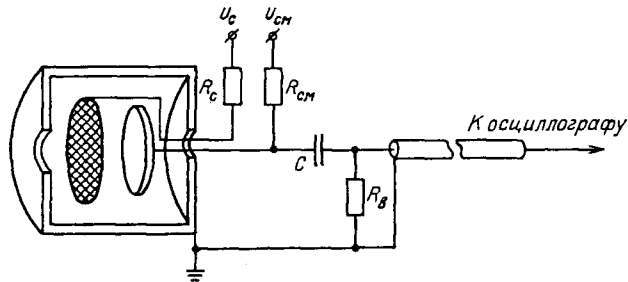


Рис. 8.2. Схема коллектора ионов

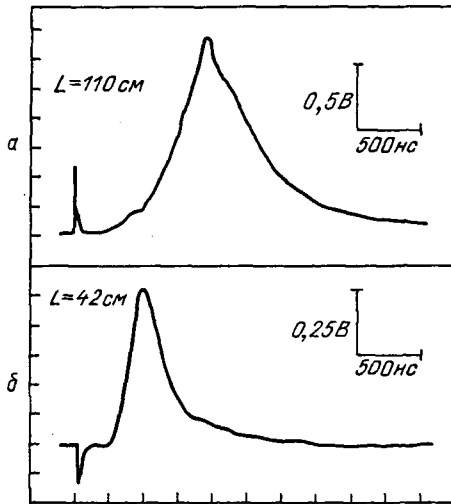


Рис. 8.3. Характерные осциллограммы ионных коллекторов

**8.2.2. Вторичная электронная эмиссия.** Связь плотности коллекторного тока  $I_{\kappa}(t)$  в момент времени  $t$  с ионной плотностью  $n_j$  у коллектора записывается в виде

$$I_{\kappa}(t) = \frac{eL}{t} \sum_j (\gamma_{ej} + z_j) n_j, \quad (8.2)$$

где суммирование ведется по всем ионным компонентам. Отметим, что здесь пренебрегается малым временем эмиссии ионов и размером ионного источника по сравнению с  $t$  и  $L$ .

Как видно из уравнения (8.2), главным недостатком коллектора зарядов является то, что в одно и то же время регистрируются токи разных ионных компонент. Кроме того, независимое определение величин  $\gamma_{ej}$  и  $z_j$  требует дополнительной количественной информации о распределении ионов по скоростям. Таким образом, эффективное использование методики ионных коллекторов во многом зависит от достоверности данных о вторичной электронной эмиссии.

Вопросу эмиссии электронов при ионной бомбардировке поверхности твердого тела посвящено большое число исследований (см., например, [26, 27]). Тем не менее использование теоретических представлений о по-

тенциальной и кинетической эмиссии явно недостаточно для полного понимания данного процесса в случае коллектора ионов лазерной плазмы. Поэтому для каждого типа детектора проводятся специальные калибровочные измерения в исследуемом диапазоне энергий и зарядов ионов [11, 28]. Следует также отметить, что сильное влияние на величину  $\gamma_e$  оказывает чистота поверхности коллектора. Так, в работе [29] экспериментально показано, что поверхности, не подвергавшиеся специальной химической очистке, могут эмиттировать в пять раз меньше вторичных электронов, чем атомно чистые поверхности.

**8.2.3. Обработка ионных сигналов.** Учтя сделанные замечания относительно вторичной электронной эмиссии, рассмотрим, как из формулы (8.2) найти связь формы регистрируемого коллекторного сигнала с параметрами лазерной плазмы – источника исследуемых ионов. Введем следующие обозначения:  $n_i = \sum_j n_j$  – полная плотность ионов,  $z_{\text{эф}} = \sum_j (\gamma_{e,j} + z_j) n_j / n_i = \bar{z}(1 + \bar{\gamma}_e/\bar{z})$  – эффективный заряд ионов,  $\bar{z}$  и  $\bar{\gamma}_e$  – средние значения заряда и коэффициента вторичной эмиссии. При асимптотическом разлете плазмы плотность ионов  $n_i(L, t)$  определяется плотностью ионов  $n_i(r_0, t_0)$  в момент  $t_0$  на расстоянии  $r_0 = Lt_0/t$  (на начальной стадии разлета  $t_0 \approx \tau$  – длительность лазерного импульса):

$$n_i(L, t) = n_i(r_0, t_0)(t_0/t)^3.$$

Таким образом, форма коллекторного сигнала зависит от распределения в пространстве плотности ионов на начальной стадии разлета. В частности, при экспоненциальном профиле плотности

$$n_i(r_0, t_0) = n_0 \exp[-r_0/(c_s t_0)]$$

плотность коллекторного тока

$$I_K(t) = en_0(L/t)(t_0/t)^3 z_{\text{эф}}(t) \exp[-L/(c_s t)]. \quad (8.3)$$

Следовательно, по виду сигнала можно оценить звуковую скорость  $c_s$  в плазме в момент  $t_0$ , когда происходило формирование профиля плотности. Для этого нужно либо определить при малых  $t$  наклон кривой плотности тока, построенной в полулогарифмическом масштабе, либо найти связь  $c_s$  с моментом достижения максимума  $I_K(t_m)$ .

Продифференцировав выражение (8.3) по  $t$ , получим условие для определения положения максимума  $t_m = L/v_m$ :

$$\dot{z}_{\text{эф}} + z_{\text{эф}} L/(c_s t_m^2) - 4z_{\text{эф}}/t_m = 0. \quad (8.4)$$

Отсюда следует, что

$$c_s = z_{\text{эф}} L/(4z_{\text{эф}} t_m - \dot{z}_{\text{эф}} t_m^2) = v_m/[4 - \dot{z}_{\text{эф}} L/(z_{\text{эф}} v_m)]. \quad (8.5)$$

При  $\dot{z}_{\text{эф}} t_m/(4z_{\text{эф}}) \ll 1$  получим  $v_m \approx 4c_s$ . Так, для осциллограммы, показанной на рис. 8.3а, измерения с помощью масс-спектрометра [25] позволили установить требуемые для вычисления  $c_s$  по формуле (8.5) величины:

$$\bar{z} = 4,5 \pm 1; \quad \dot{z}_{\text{эф}} = (2,7 \pm 0,5) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}.$$

Согласно работе [19], выбиралось значение  $\bar{\gamma}_e/\bar{z} \approx 1$ . Тогда при  $t_m = 1,9 \cdot 10^{-6}$  с получим  $c_s \approx 1,2 \cdot 10^7$  см/с, что соответствует электронной температуре плазменной короны  $T_e \approx 660$  эВ.

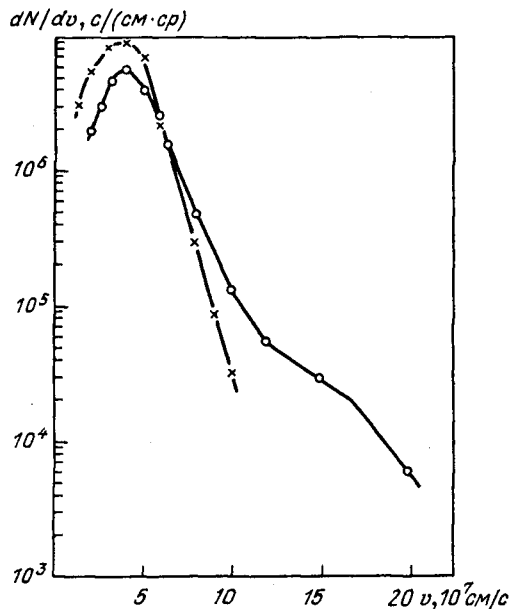


Рис. 8.4. Распределения числа ионов по скоростям (кружки и крестики – обработка осциллограмм рис. 8.3а и б соответственно)

Испаренную массу  $\Delta m$  мишени (оставшуюся ионизованной к моменту прилета на коллектор) и уносимую ею кинетическую энергию, нормированные на единицу телесного угла по данному направлению, можно определить, интегрируя по времени коллекторный сигнал:

$$\Delta m = \Delta N_i A m_p = \frac{m_p A}{e \Omega R_b} \int_{t_1}^{t_2} \frac{U(t)}{z_{\text{эф}}(t)} dt, \quad (8.6)$$

$$E_k = \frac{m_p A L^2}{2e \Omega R_b} \int_{t_1}^{t_2} \frac{U(t)}{z_{\text{эф}}(t) t^2} dt, \quad (8.7)$$

где  $\Delta N_i$  – полное число ионов,  $\Omega$  – телесный угол наблюдения,  $U(t)$  – напряжение, измеряемое по осциллограмме,  $R_b$  – сопротивление нагрузки (волновое сопротивление кабеля),  $A$  – средняя атомная масса ионов,  $m_p$  – масса протона,  $t_1$  и  $t_2$  – моменты времени начала и конца ионного импульса. Для осциллограммы, показанной на рис. 8.3а, зарегистрированное число ионов составляет  $\Delta N_i \approx 2 \cdot 10^{14}$  ср<sup>-1</sup>, или около 40% полного числа атомов в оболочке  $\Delta N_a$ . Эти ионы уносят  $E_k \approx 1$  Дж/ср, или при усреднении на всю сферу  $4\pi E_k \approx 12,5$  Дж.

На рис. 8.4 представлено распределение числа ионов, зарегистрированных коллекторами (рис. 8.3), по скоростям:  $dN/dv = It/(ev\Omega z_{\text{эф}})$ . Оба распределения приведены для единицы телесного угла. Наибольшее количество ионов имеют скорости  $(2,5 \div 5,5) \cdot 10^7$  см/с, при этом средняя энергия ионов  $E_i \approx 23$  кэВ. Абсолютные значения максимумов для двух кол-

лекторов (угол между направлениями наблюдения коллекторов равен  $90^\circ$ ) различаются примерно в 1,5 раза, что ненамного превышает погрешность метода. Отметим, что коллектор на расстоянии 110 см менее чувствителен к ионам со скоростями  $v < 3 \cdot 10^7$  см/с, чем коллектор на расстоянии 42 см. Это объясняется, по-видимому, тем что чувствительность коллекторной методики благодаря перезарядке на пути пролета [18] падает пропорционально  $L$ , и на более удаленном коллекторе токовый сигнал медленных ионов становится сравнимым с амплитудой шумов.

### § 8.3. Типы масс-спектрометров

Количественные измерения параметров разлетающейся плазмы с помощью ионных коллекторов становятся возможными лишь при одновременном измерении функции среднего заряда  $\bar{z}$  (а также атомной массы  $A$ ) в зависимости от скорости регистрируемых ионов. Именно с этой целью разрабатываются и используются различные ионные анализаторы. Наибольшее распространение получили три типа масс-спектрометров – магнитные, электростатические и магнитно-электростатические (например, масс-спектрограф Томсона; см. § 8.4).

**8.3.1. Магнитные масс-спектрометры.** Конструктивная схема магнитных анализаторов, обычно применяемая для исследования эмиссии заряженных частиц лазерной плазмы, довольно проста [30–33]. На значительном расстоянии от мишени ( $L = 1,5 \div 4$  м) располагают анализирующую камеру, внутри которой создается однородное магнитное поле. Под действием силы Лоренца происходит пространственное разделение ионов по круговым орбитам с радиусом  $r_B$ , зависящим от отношения атомной массы иона к его заряду  $A/z$  и скорости  $v$ :

$$r_B \approx 20,9 \cdot 10^{-8} (A/z) v/B, \quad (8.8)$$

где  $r_B$  дано в сантиметрах, магнитная индукция  $B$  – в килогауссах,  $v$  – в сантиметрах за секунду. Вылетая из области анализирующего магнитного поля (его размеры обычно составляют  $l \approx 10$  см), ионы движутся по прямым траекториям до плоскости детектора, располагающегося на расстоянии – 30–40 см. Поскольку сила Лоренца пропорциональна скорости заряженной частицы, то для отклонения ее на заданный угол требуется магнитная индукция  $B \propto v$ , тогда как в электростатическом поле такое же отклонение достигается при напряженности  $E \propto v^2$ . Отсюда следует, что магнитные масс-спектрометры наиболее оптимально применять для высокоэнергетических ионов.

В работах [30–32] магнитные анализаторы применялись в основном для регистрации заряженных продуктов термоядерных реакций



В связи с тем что энергии образующихся  $\alpha$ -частицы и протона составляют 3,52 и 3,03 МэВ соответственно, то и углы отклонения этих частиц в магнитном поле в 5–10 кГс были небольшими (необходимо лишь устранить засветку детектора прямыми лучами оптического и рентгеновского излучения). В качестве детектора использовались быстрые пластические сцинтилляторы (типа NE = 111) с предохранительным экранированием тонкой алю-

миниевой или никелевой пленкой. За сцинтиллятором располагался широкополосный фотоумножитель, токовые сигналы которого идентифицировались по измерениям времени пролета. В данных магнитных масс-спектрометрах из-за малости концентрации частиц не принимались какие-либо меры для исключения влияния прибора на ионный пучок. Энергетическое разрешение определялось лишь временным разрешением регистрирующей аппаратуры:  $\Delta E/E = 2 \Delta t/t \approx 4-6\%$ . Основным требованием при конструировании такого типа приборов являлось увеличение его рабочей апертуры, что, однако, наталкивалось на ограничение размером  $d$  зазора между магнитными полюсами (поскольку  $B \propto d^{-1}$ ).

Для исследования ионов плазменной короны со скоростями  $v > 2 \cdot 10^8$  см/с в [33] был разработан более сложный магнитный анализатор. В нем, как и в описанных выше, не осуществлялась фокусировка ионного пучка. Энергетическое разрешение прибора определялось шириной ионного пучка, формируемого на входе в анализирующую камеру узкой щелью (шириной 80 мкм) высотой 1 см (примерно равной зазору между магнитными полюсами). Регистрация быстрых ионов осуществлялась на тонкой (12 мкм) подкрашенной нитроцеллюлозной пленке, нанесенной на полистирольную подложку (типа "Kodak" LR-115). После обработки травлением в 10%-ном растворе NaOH при температуре 55 °С в течение 60 мин на пленке под микроскопом можно наблюдать треки диаметром 1–5 мкм, которые соответствуют каждому из попавших на детектор ионов (порог чувствительности составляет  $H \approx 350$  (кэВ/мг) · см<sup>2</sup> [34]). Специфика регистрации, заключающаяся в том, чтобы плотность треков на детекторе не превосходила предела в  $10^5$  см<sup>-2</sup>, привела к ограничению рабочего телесного угла масс-спектрометра до величины  $6 \cdot 10^{-7}$  ср. Энергетический спектр быстрых ионов находился прямым подсчетом треков при сканировании под микроскопом вдоль обработанной пленки. Разрешение прибора улучшалось при переходе в область меньших энергий ионов и при  $E_i = 200$  кэВ составляло  $\Delta E_i/E_i \approx 1\%$ .

Расчет траекторий движения протонов с энергиями 2,1–3,2 МэВ в магнитном поле анализатора представлен в работе [35]. Схема для расчета характеристик анализатора изображена на рис. 8.5. Расстояние от мишени до входа анализатора  $l_{10} = 150$  см, размер входной щели в радиальном направлении  $s_r = 8$  см, в аксиальном  $s_a = 2,5$  см; при индукции магнитного поля электромагнита  $B = 0,65$  Тл радиусы траекторий протонов  $r_{\min} = 32$  см,  $r_0 = 36$  см,  $r_{\max} = 39$  см. По формуле  $C_0 = 2 r_0 \sin(\psi/2)$  рассчитан угол  $\psi = 40^\circ$ , где  $C_0 = 25$  см – расстояние между входом и выходом анализатора для средней траектории протонов. Условия фокусировки в радиальном направлении имеют вид [36]

$$\lambda_1 = (\operatorname{tg} \psi_1 - \operatorname{ctg} \kappa_1)^{-1}, \quad \lambda_2 = (\operatorname{tg} \psi_2 + \operatorname{ctg} \kappa_2)^{-1}, \quad \psi = \psi_1 + \psi_2. \quad (8.9)$$

Углы  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  выбраны так, чтобы энергетическая дисперсия  $D_E$  была достаточно большой и по возможности постоянной во всем энергетическом диапазоне. В рассматриваемом случае  $D_E$  – расстояние между средними траекториями двух пучков заряженных частиц с разностью энергий  $\Delta E$ , измеряемое вдоль линии фокусов:

$$D_E/(\Delta E/E) = r_0 [1 - \lambda_2 \operatorname{ctg} \kappa_2 - \beta_r (1 + \lambda_1 \operatorname{ctg} \kappa_1)] / 2, \quad (8.10)$$

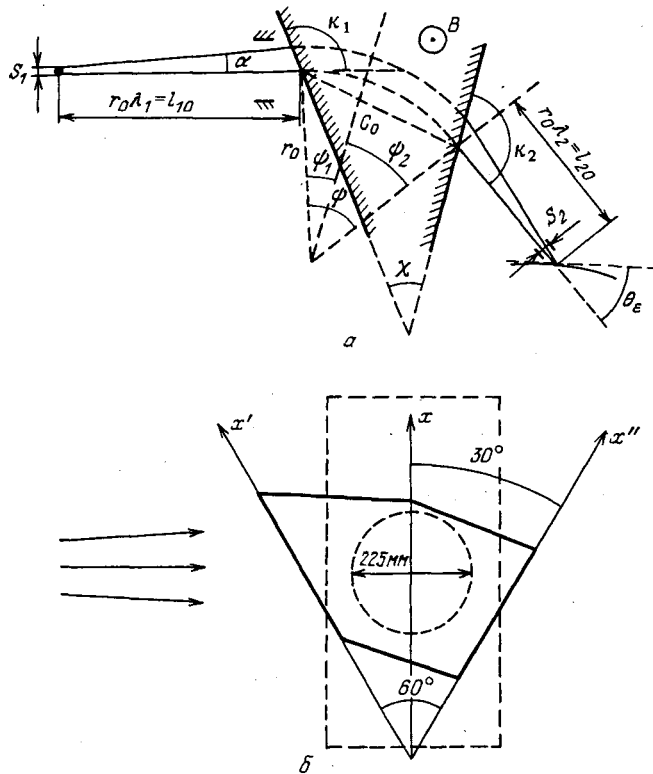


Рис. 8.5. Магнитный масс-спектрометр: *а* – эквивалентная схема для расчета параметров фокусировки ионного пучка, *б* – контур и размеры обкладок электромагнита

где  $\beta_r$  – радиальное увеличение анализатора,  $\lambda_1 = l_{10}/r_0$ ,  $\lambda_2 = l_{20}/r_0$ . С учетом хроматической, сферической и смешанных aberrаций энергетическое разрешение анализатора может быть представлено в следующем виде:

$$R_E = r_0 Y_6 / [ |\beta_r| s_1 + 2r_0 (\Delta B/B) + r_0 Y_5 (2\Delta E_{\max}/E) + s_2 + \tau ], \quad (8.11)$$

где  $\tau$  – сумма смешанных aberrаций первого и второго порядков,  $s_1$  – ширина источников протонов,  $s_2$  – ширина выходной щели анализатора на линии фокусов,  $Y_5$  и  $Y_6$  – параметры, характеризующие траекторию протонов в анализаторе с учетом сферической aberrации [36].

В результате параметрического анализа выбраны следующие значения:  $\psi = 40^\circ$ ,  $\kappa_1 = 114,35^\circ$ ,  $\kappa_2 = 94,35^\circ$ ,  $\lambda_2 = 0,83$  (для  $l_{20} = 30$  см). Угол между входной и выходной границами анализатора  $\chi = \kappa_1 - \kappa_2 + \psi = 60^\circ$ . Радиальное увеличение анализатора  $\beta_r = -0,3167$  для средней траектории, аксиальное увеличение  $\beta_a = -0,08834$ . Разрешающая способность зависит от ширины выходной щели  $s_2$ :  $R_E = 46,8$  для  $s_2 = 0,5$  мм, что соответствует  $\Delta E = 57$  кэВ ( $D_E = 3,1$  мм);  $R_E = 40,7$  для  $s_2 = 1$  мм, что соответствует  $\Delta E = 66$  кэВ ( $D_E = 3,5$ ). Телесный угол анализатора  $\Omega \approx 10^{-3}$  ср. Угол между средней траекторией протонов и касательной к линии фокусов, проведенной через точку пересечения с этой траекторией,  $\theta_{E_0} = 39^\circ$ .

Магнитное поле анализатора создается электромагнитом с цилиндрическим сердечником диаметром 225 мм и дополнительными фигурными обкладками, размеры которых указаны на рис. 8.5 б. Расстояние между обкладками магнита  $h_m = 3,5$  см. На рис. 8.6 показан внешний вид анализатора.

Следует отметить также, что при уменьшении магнитного поля анализатор может быть использован для исследований энергетических распределений быстрых ионов, ускоряемых в короне лазерной плазмы. На рис. 8.7 представлена зависимость диапазона энергии регистрируемых протонов от индукции магнитного поля.

Для регистрации протонов выбран трековый детектор, CR-39, который помещается на линии фокусов анализатора.

Описанные выше магнитные масс-спектрометры своей простотой конструкции отличаются от широко применяемых приборов масс-спектрометрического элементного анализа [36]. Усложнение конструкции магнитного анализатора в экспериментах с лазерной плазмой становится неизбежным при необходимости проводить исследования в диапазоне энергий ионов 1–50 кэВ. В этом случае, добиваясь высокой разрешающей способности ( $\Delta E/E < 1\%$ ), приходится увеличивать базу пролета и, чтобы не потерять в чувствительности, производить фокусировку ионного пучка, применяя взаимно перпендикулярные электрическое и магнитное анализирующие поля [37].

**8.3.2. Электростатические анализаторы.** Большое применение в исследованиях лазерной плазмы нашли различные типы электростатических

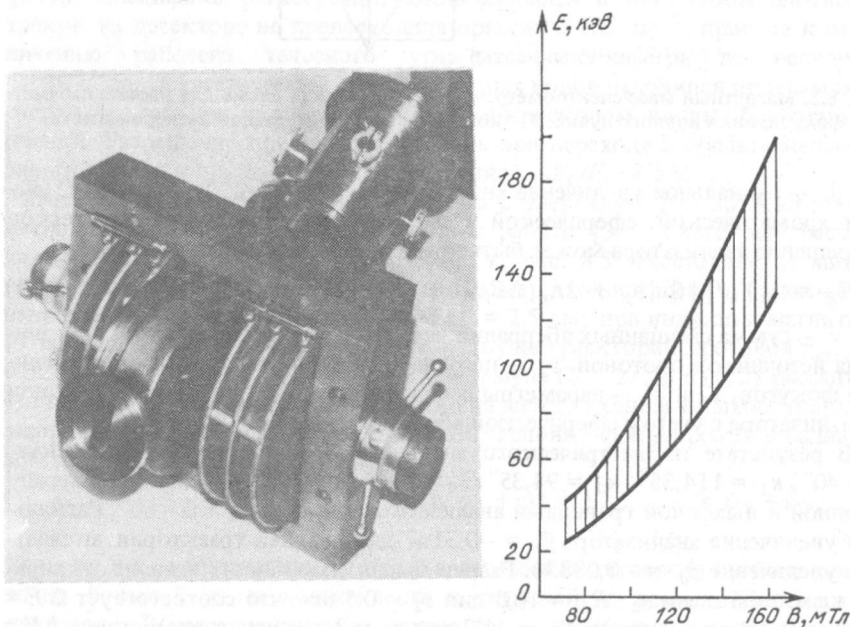
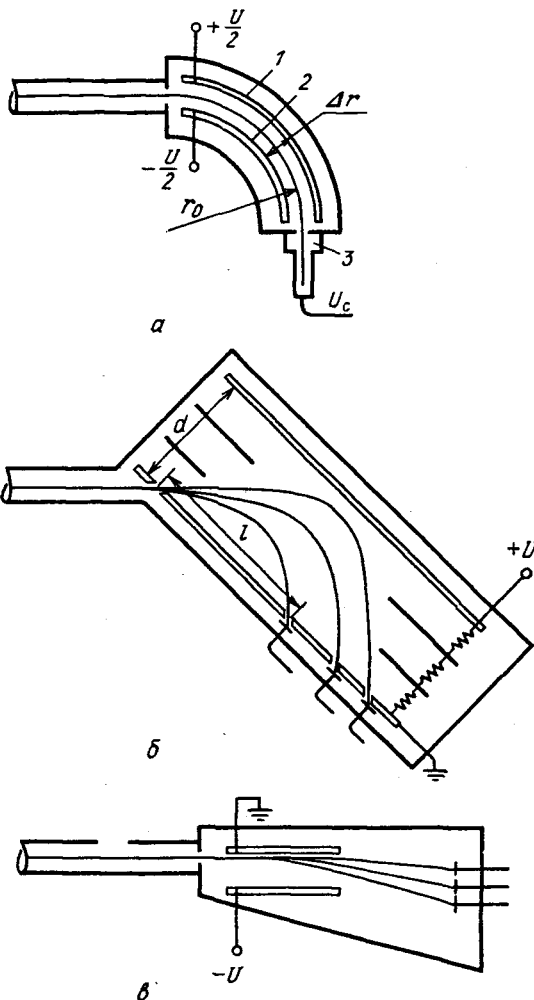


Рис. 8.6. Внешний вид магнитного масс-спектрометра протонов с энергиями 0,1–3 МэВ  
Рис.8.7. Зависимость диапазона энергии регистрируемых протонов от индукции магнитного поля



Рис. 8.8. Принципиальные схемы электростатических анализаторов ионов: *а* — одноканальный цилиндрический дефлектор, *б* — многоканальный плоский конденсатор с углом входа пучка в поле  $45^\circ$ , *в* — многоканальный плоский конденсатор с углом входа пучка в поле  $90^\circ$



анализаторов ионов, наиболее распространенные принципиальные схемы которых представлены на рис. 8.8 [38]. Высокой точности при количественных измерениях энергетического спектра ионов можно достичь с помощью анализатора в виде цилиндрического дефлектора [10, 28, 39], который, по существу, является узкополосным энергетическим фильтром, причем благодаря тому, что ионы внутри анализатора движутся все время перпендикулярно направлению электрического поля (т.е. вдоль эквипотенциальных поверхностей), нет необходимости в дополнительных предположениях о малости угла отклонения.

Из уравнения движения иона в цилиндрическом дефлекторе следует, что

$$\frac{E}{z} = \frac{r_0}{2\Delta r} eU, \quad (8.12)$$

где  $U$  — разность потенциалов отклоняющих пластин,  $r_0$  — радиус осевой окружности,  $\Delta r$  — расстояние между пластинами 1 и 2. В качестве детектора анализатора обычно используется вторично эмиссионный умножитель 3, токовые сигналы которого регистрируются на широкополосном осциллографе. Идентификация ионных импульсов осуществляется на основании связи между временем пролета расстояния  $L$  от мишени до детектора и отношением массы иона  $m_i$  к его заряду  $z$ :

$$t = \left( \frac{2\Delta r L^2}{r_0 U} \frac{m_i}{z} \right)^{1/2}. \quad (8.13)$$

На рис. 8.9 представлена осциллограмма ионных импульсов, полученная в работе [25] при облучении стеклянной ( $\text{SiO}_2$ ) оболочечной мишени на установке "Кальмар". Параметры использованного анализатора [40] были следующими:  $r_0 = 10$  см,  $\Delta r = 1$  см,  $U = 2$  кВ; энергетическое разрешение при ширинах входной и выходной щелей 0,5 и 0,6 мм соответственно составляло  $\Delta E/E \approx 2\%$ .

Недостатком цилиндрических дефлекторов в исследованиях энергетического спектра ионов лазерной плазмы является одноканальность, что

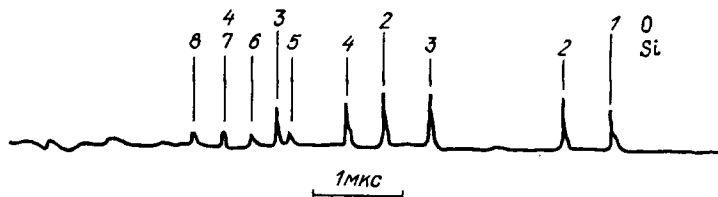


Рис. 8.9. Масс-спектрограмма ионов плазмы стеклянной оболочечной мишени, полученная на времяпролетном электростатическом анализаторе типа "цилиндрический дефлектор" при  $E/z = 10$  кэВ. Цифрами обозначены соответствующие значения заряда ионов Si и O.

требует проведения серии идентичных экспериментов с постепенным изменением отклоняющего напряжения. Увеличение производительности измерений достигается в многоканальных электростатических анализаторах ионов с плоскими параллельными пластинами [41–44]. Входная и выходная щели анализатора такого типа расположены в одной плоскости. Пучок ионов входит в анализирующее поле под углом  $45^\circ$  и затем разделяется на составные пучки, движущиеся по параболическим траекториям и возвращающиеся к плоскости регистрации на расстояниях  $l_j$  от входной щели:

$$l_j = 2 \frac{d}{eU} \left( \frac{E}{z} \right)_j, \quad (8.14)$$

где  $d$  – расстояние между пластинами. Разрешающая способность такого анализатора определяется шириной ( $\Delta l_0$ ) входной щели и ( $\Delta l_j$ ) выходной щели;  $\Delta E/E = (\Delta l_0 + \Delta l_j)/l_j$ .

На выходе в местах фокусировки ионных пучков располагаются 5–10 детекторов (часто выполненных в виде ионных коллекторов), регистрирующих ток каждой из ионных компонент и позволяющих получить удовлетворительное разрешение по энергиям и зарядам ионов. Однако из-за конструктивных трудностей создания однородного электрического поля в сравнительно большом объеме ( $d \approx 5 \div 10$  см,  $l \approx 10 \div 30$  см), как правило, не удается получить отношение  $(E/z)/U$ , существенно превосходящее число 2 (см. (8.14)). Отсюда следует ограничение на верхнюю границу энергетического диапазона:  $(E/z)_{\max} \approx 100$  кэВ. Отметим, что достижение этого значения энергии возможно лишь в весьма дорогостоящих и конструктивно сложных анализаторах, поскольку требует подачи на отклоняющие пластины высокого напряжения – в десятки киловольт.

Кроме тщательной электрической изоляции в них необходимо размещать промежуточные пластины с широкими окнами для прохождения ионного

пучка, на которые подается распределенный потенциал, соответствующий потенциалу однородного поля [43, 44]. Установка промежуточных пластин позволяет уменьшить размеры анализатора, так как при этом не происходит искажения поля в пространстве, занятом пучком. Обычно считается [38], что расстояние между границей пучка и краем пластины должны быть примерно  $(1,5 \div 2)d$ , где  $d$  – расстояние между пластинами.

Модернизация электростатического анализатора типа плоского конденсатора для исследования высокоэнергичных ионов лазерной плазмы проведена в работе [45]. В этом анализаторе ионы влетают через входную щель ( $1 \times 20$  мм) параллельно пластинам конденсатора на небольшом расстоянии от положительно заряженной пластины. Электрическое поле отклоняет ионы перпендикулярно направлению их первоначального движения, а затем они собираются семью коллекторами на расстоянии 20 см от области анализирующего поля. Отношение  $(E/z)/U$  в этом случае может быть относительно просто доведено до 50, т.е. верхняя граница энергетического диапазона анализатора находится в области нескольких мегаэлектронвольт на  $z$ . Ширина энергетического диапазона, а также удовлетворительные значения (около 10%) энергетического и зарядового разрешения делают этот прибор весьма удобным для исследования быстрых ионов лазерной плазмы, к тому же его конструкция довольно проста и не требует значительных технологических затрат. Длина отклоняющих пластин составляет всего 10 см, а зазор между ними – 2 см.

**8.3.3. Использование перезарядки ионов.** Рассмотренные выше масс-спектрометры не обладают возможностью отдельного исследования ионов с одинаковым отношением  $A/z$ . В работе [46] для исследования быстрых ионов  $C^{6+}$  и  $D^+$  из мишени  $CD_2$  на электростатическом анализаторе [45] была разработана методика, основывающаяся на эффекте обмена зарядов при пролете иона в остаточном газе, который весьма чувствителен к величине  $z$ . В связи с тем, что площадь сечения захвата электрона разлетающимися ионами примерно пропорциональна заряду иона, большинство ионов  $C^{6+}$  приобретают один или более электронов и регистрируются другим детектором; количество ионов  $D^+$  при этом остается практически неизменным.

В экспериментах [46] в дрейфовую трубу длиной 80 см напускался азот до давления  $1,5 \cdot 10^{-4}$  Тор, которое считалось оптимальным (ионы  $C^{6+}$  не успевали полностью нейтрализоваться). В этих условиях основное количество ионов углерода имело заряд от двух до пяти (диапазон энергии ионов 200–1000 кэВ); энергетический спектр каждой из компонент имел одинаковую форму. Оценки содержания ионной компоненты с зарядом  $z = 6$  показывают, что таких ионов оставалось 10–20% от исходного количества. Таким образом, удалось выделить ионы дейтерия и изучить его энергетический спектр.

**8.3.4. Оптический анализатор ионов.** Влияние остаточного газа на базе пролета ионов на результаты исследования зарядового состава может быть исключено с помощью метода, примененного в работе [47]. Разлет плазменной короны наблюдался в направлении перпендикулярно оси греющего лазерного пучка на небольшом ( $x \approx 1$  см) расстоянии от поверхности мишени с помощью монохроматора, настроенного на длину волны излучения иона  $C^{6+}$  ( $\lambda = 343,4$  нм) и соединенного с быстрым фотоумножителем.

лем, обеспечивающим временное разрешение при регистрации изменяющейся интенсивности линии. Следует отметить, что подробное исследование газодинамического движения углеродных ионов различной зарядности в плазменной короне по линейчатому излучению было проведено в работе [48] с использованием фоторегистратора в режиме щелевой развертки.

Преимущества такого метода состоят в том, что измерения могут быть сделаны непосредственно в области плазменной короны (минимальное расстояние зависит от временного разрешения фотоумножителя и пространственного разрешения используемой оптики) и внутри конуса греющих лазерных лучей, где обычно невозможно разместить ионные коллекторы. Однако получение абсолютных значений функции распределения ионных компонент связано с весьма трудоемкой калибровкой, в ходе которой необходимы независимые измерения электронной плотности и температуры.

Методом локальной регистрации концентрации атомов и ионов является лазерная резонансная флуоресценция. Этот метод широко применяется для диагностики плазмы в установках с магнитным удержанием [49, 50], поскольку он обладает высокой чувствительностью ( $10^6 - 10^9 \text{ см}^{-3}$ ). Следует отметить, что метод резонансной флуоресценции применим и для исследования лазерной плазмы [51, 52].

При облучении плазменного объекта мощным импульсом лазерного излучения в узком спектральном интервале на длине волны, соответствующей резонансному переходу исследуемого элемента, происходит поглощение лазерного излучения, сопровождающееся заселением одного из верхних уровней атома или иона с последующим переходом на более низкий уровень. С помощью спектральной аппаратуры производится регистрация флуоресцентного излучения на длине волны, соответствующей этому переходу и отличной от длины волны накачки. Если мощность лазера достаточно велика, то процессы, связанные с индуцированным излучением, становятся основными, наступает насыщение заселенности верхнего уровня и сигнал флуоресценции при определенной длительности импульса возбуждения оказывается пропорциональным только числу атомов (ионов) в основном состоянии:

$$G = n_i \gamma,$$

где  $G$  — число флуоресцентных фотонов,  $n_i$  — концентрация атомов на нижнем уровне до начала облучения плазмы,  $\gamma$  — коэффициент, зависящий от спектральной плотности потока и длительности лазерного импульса, а также от вероятностей излучательных переходов атома.

Локальность измерения по методу резонансной флуоресценции обеспечивается фокусировкой лазерного пучка и настройкой регистрирующей оптики в перпендикулярном направлении на исследуемый элемент плазмы. Временное разрешение обеспечивается либо ограниченной длительностью лазерного импульса, либо регистрирующим фотоэлементом. Наличие верхней границы измеряемых концентраций ( $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), определяемой столкновительным тушением возбужденных атомов, не позволяет применить этот метод вблизи мишени. Поэтому его целесообразно использовать как аналог времяпролетного анализатора атомного

(ионного) пучка [53]. Заметим также, что резонансная флуоресценция может использоваться и как метод контроля за однородностью разлета плазмы. Для этого необходимо облучать весь исследуемый объем и фотографировать изображение короны на длине волны флуоресценции.

**8.3.5. Анализатор нейтральных частиц.** При оптимизации энергетического баланса процесса ускорения облучаемых лазером мишеней важной задачей является изучение энергетических спектров нейтральной компоненты разлетающейся плазмы [54]. Следует отметить, что в отличие от методов, используемых в установках с магнитным удержанием, анализ потоков нейтральных атомов, образующихся при разлете плотной плазмы, в настоящее время еще не обладает высокой точностью по количественным измерениям, так как за время регистрации (5–50 мкс): плотность нейтрального потока может изменяться на несколько порядков [55].

На рис. 8.10 представлена схема времяпролетного анализатора заряженных и нейтральных частиц [56]. Разделение потоков плазмы достигается благодаря поперечному электростатическому полю, которое отклоняет ионы и электроны из узкого (диаметром 4 мм) плазменного пучка, формируемого входной диафрагмой. Нейтральные атомы проходят камеру анализа без отклонения. Через разделительную емкость токовый ионный сигнал с отрицательного электрода регистрируется на осциллографе. В качестве детектора нейтральных атомов используется либо полупроводниковый детектор с тонким (100–200 Å) мертвым слоем [57], либо вторично-эмиссионный умножитель [58], либо микроканальная пластина [59].

Анализирующая камера представляет собой медный цилиндр радиусом  $a = 0,8$  см и длиной  $l = 6$  см, разрезанный вдоль образующей (ширина разреза 3 мм). На электрически изолированные с помощью тефлоновых прокладок электроды подается постоянное напряжение  $U = 0 \div \pm 3$  кВ. Резисторы  $R_1, R_2, R_5$  (по 5 МОм) служат для ограничения тока по цепям смещения; конденсаторы  $C_1 = 1$  мкФ,  $C_2 = 0,1$  мкФ – для разделения цепей смещения и измерения; резисторы  $R_3, R_4, R_6$  (по 50 Ом) обеспечивают согласование с коаксиальными кабелями. Находящиеся на торцах камеры кольцевые постоянные магниты создают продольное поле

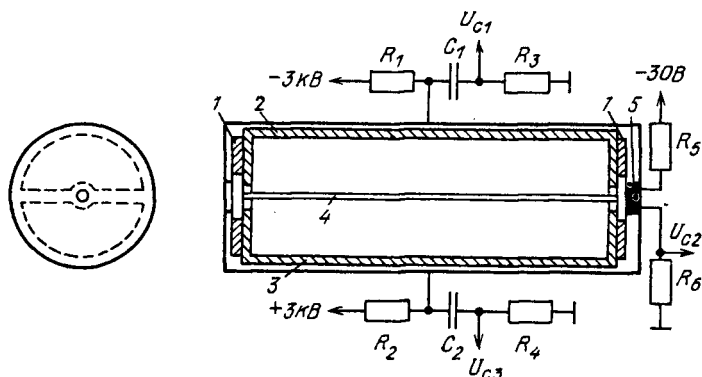


Рис. 8.10. Схема времяпролетного анализатора заряженных и нейтральных частиц: 1 – постоянные магниты, 2, 3 – отрицательный и положительный электроды анализирующей камеры, 4 – межэлектродный зазор, 5 – детектор нейтральных частиц

( $B \approx 100$  Гс) внутри камеры, подавляющее вторичную электронную эмиссию.

Необходимая напряженность электрического поля выбирается из условия отклонения наиболее быстрых ионов на расстояние, равное радиусу выходной апертуры камеры  $\Delta x$ :

$$E_x \geq \frac{\Delta x}{l^2} \frac{2m_i v_i^2}{ez_i}, \quad (8.15)$$

где  $ez_i$  и  $m_i$  — заряд и масса иона. Потенциал обкладки  $U_0$  находится из соотношения, определяющего поперечную компоненту электрического поля на оси цилиндрической камеры:  $E_x = 4U/(\pi a)$ . Для однозарядных ионов кремния со скоростями  $v_i \approx 8 \cdot 10^7$  см/с получим  $U_0 \gtrsim 3$  кВ ( $\Delta x = 0,5$  см).

В случае высокой плотности плазмы на входе в анализатор следует учитывать влияние эффекта экранировки электростатического поля. Оценку предельной электронной плотности  $n_e$  плазмы можно получить из условия равенства дебаевского радиуса  $r_D$  радиусу входной диафрагмы анализатора  $r$ . Как показано в [60], при расчете  $r_D$  движущейся плазмы температуру следует заменить на потенциал электрического поля. В результате получим  $n_e \lesssim 7 \cdot 10^8 U_0/(ar)$ , а для  $U_0 = 3$  кВ,  $r = 0,2$  см предельная плотность электронов составляет  $n_e \lesssim 1,3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.

Полупроводниковый детектор представляет собой  $p-n$ -переход с мертвой зоной 2,5 мкм, обратно смещенный потенциалом 100 В. Нейтральные атомы, попадающие на поверхность детектора, генерируют электронно-дырочные пары и фотоны. Электроны и фотоны вызывают в зоне перехода ток, который регистрируется на осциллографе. При уменьшении ширины мертвой зоны до 200 Å нейтральные атомы (Si, O) с энергией  $E \approx 1$  кэВ и более генерируют электронно-дырочные пары непосредственно в зоне перехода [61], что позволяет значительно повысить эффективность регистрации вплоть до счета отдельных атомов.

При использовании в качестве детектора микроканальной пластины происходит усиление (в  $10^3-10^4$  раз) импульса тока вторичных электронов, выбиваемых атомами на входе. Для регистрации сигнала на осциллографе необходимо использовать повторитель напряжения для согласования высокоомной нагрузки ( $R_n \approx 100$  кОм) коллектора с волновым сопротивлением кабеля. Временное разрешение, достигаемое в схеме с повторителем, составляет  $\Delta t \approx 1$  мкс, что ограничивает область применения данного детектора.

Следует отметить преимущества работы обоих типов детекторов в счетном режиме, когда регистрируются отдельные импульсы тока, каждый из которых соответствует попаданию на вход детектора одного атома. Подсчет числа импульсов в заданные интервалы времени является прямым методом измерения распределения атомов по скоростям. Такой режим позволяет избавиться от влияния нелинейности детекторов, существенно усложняющей измерения при регистрации выходного тока.

**8.3.6. Трековые детекторы.** Протоны и более тяжелые ионы при прохождении через вещество теряют свою энергию в результате взаимодействия с его атомами, причем характер взаимодействия определяется зарядом  $z$

и скоростью иона  $v_I$ . В качестве характерной скорости иона принято рассматривать  $v_0 = 2,2 \cdot 10^8$  см/с – скорость электрона на первой орбите атома водорода ("боровская" скорость). Среди методов регистрации ионов со скоростями выше  $v_0$  начиная с 60-х гг. интенсивно развивается метод диэлектрических трековых детекторов (ДТД) [62]. В качестве ДТД можно использовать любой диэлектрик, в котором радиационные нарушения сохраняются долгое время и могут быть выявлены каким-либо методом. Известно более 40 полимерных пленок различного состава, способных регистрировать заряженные частицы и применяющихся в ядерном и космическом эксперименте [63]. В экспериментах с лазерной плазмой ДТД применяют для регистрации быстрых ионов плазменной короны и термоядерных нейтронов, при этом используют наиболее чувствительные типы: нитроцеллюлозные детекторы (CN-85, LR-115 и технический нитрат целлюлозы) и поликарбонатные пленки (наиболее распространен тип CR-39, выпускаемый в США, Японии, Англии, ЧССР, ВНР и других странах).

Принцип, на котором основывается регистрация частиц с помощью ДТД, заключается в следующем. Частицы, проходя диэлектрики, теряют часть или всю энергию, производя радиационные нарушения вещества. В результате вдоль траектории образуется область (латентный трек), в которой находится вещество с измененной структурой, обладающее повышенной химической растворимостью. Благодаря отсутствию в диэлектриках свободных электронов область латентного трека является стабильной и может сохраняться в течение длительного периода (от нескольких суток до нескольких лет). При травлении диэлектриков с латентными треками специально подобранными химическими реагентами (для нитрата целлюлозы и CR-39 применяют NaOH при температуре 40 и 70 °С соответственно) образуются пустотелые конические или цилиндрические каналы. При этом конечные размеры выявленного трека, хотя и превышают размеры латентного трека в сотни и тысячи раз, сохраняют информацию о параметрах частицы.

Очевидные преимущества ДТД для диагностики плазмы инерциального термоядерного синтеза были использованы в ряде исследований, ориентированных на легкие ионы. Одним из направлений было снижение энергетического порога чувствительности ДТД к протонам, дейтронам и  $\alpha$ -частицам, т.е. осуществление регистрации частиц со скоростями, близкими к  $v_0$ . В работах по нитрату целлюлозы [64, 65] сообщалось о возможности регистрации с эффективностью около 100% протонов и дейтронов с энергиями более 100 кэВ, причем минимальная энергия регистрируемых протонов составила 50 кэВ ( $v \approx 3,3 \cdot 10^8$  см/с). С помощью сканирующего электронного микроскопа в работе [66] удавалось обнаружить треки в CR-39, создаваемые протонами с энергией до 5 кэВ ( $v \geq 10^8$  см/с).

Вопросу определения типа заряженной частицы и ее энергии по форме и размеру выявленного трека в CR-39 посвящена работа [67]. На рис. 8.11 представлены результаты калибровочных экспериментов с протонами и дейтронами при травлении пленки CR-39 в течение 16 ч в NaOH при температуре 70 °С. Видно, как при увеличении энергии частицы происходит сначала увеличение диаметра трека до 20–25 мкм при энергии 0,5 МэВ, а затем его экспоненциальное уменьшение до 4 мкм при энергии 16 МэВ. Кроме того, происходит изменение формы выявленного трека.

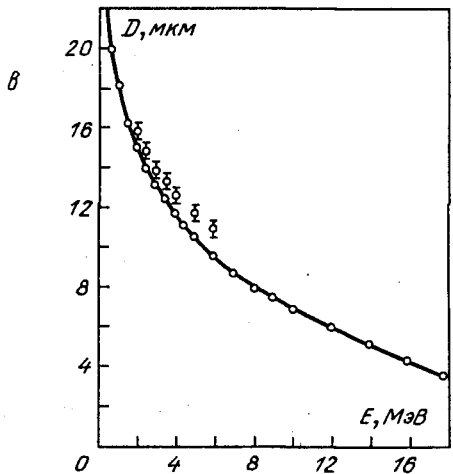
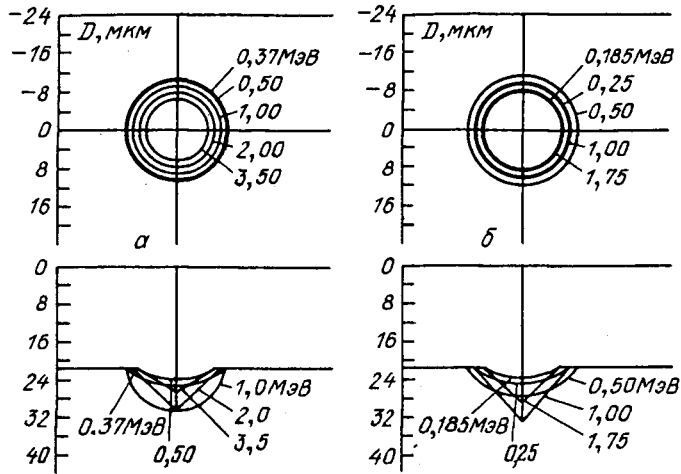


Рис. 8.11. Зависимость размеров и формы треков в диэлектрическом детекторе CR-39 от энергии протонов (а) и дейтронов (б) в диапазоне 0,185–3,5 МэВ; в – изменения диаметра трека при увеличении энергии протона

В экспериментах по сжатию термоядерных микросфер, облучаемых лазером, ДТД типа CR-39 применялся для измерения энергетического спектра нейтронов, генерируемых при D–T-реакции синтеза ( $E_n = 14$  МэВ). Набор последовательно расположенных ДТД закрывался полиэтиленовым радиатором толщиной 50–200 мкм, в котором рождались протоны отдачи с энергиями в диапазоне 3–11 МэВ [68]. В работе [69] с помощью CR-39 регистрировались дейтроны и тритоны отдачи, рождаемые непосредственно в сжатом ядре микросферы. Выделение треков дейтронов и тритонов на фоне треков протонов осуществлялось благодаря тому, что глубина треков последних при равном диаметре всегда меньше глубины треков дейтронов (рис. 8.11, а, б).

Пространственное разрешение ДТД, определяемое диаметром выявленного трека, позволяет использовать его для диагностики диаграммы направленности эмиссии быстрых ионов плазмы [70, 71], а также регистра-



ции ионных изображений, которые формируются камерами-обскурами [72], зонными пластинами Френеля [73] и масс-спектрографами [74–79].

Самым распространенным прибором для поиска выявленных треков является оптический микроскоп с увеличением до  $1500\times$ . Однако в ряде ситуаций применяются электронные микроскопы и различные средства автоматизации. С помощью сканирующих электронных микроскопов непосредственно наблюдаются поверхности протравленных детекторов либо специально изготовленные репки с их поверхности.

Для уменьшения трудоемкости и длительности обработки ДТД ведутся поиски методов автоматизации просмотровых работ. Так, при плотности треков  $10^4$  трек/см<sup>2</sup> опытный просмотрщик затрачивает 4–6 ч, чтобы сосчитать  $10^4$  треков [62]. Применяемые в диагностике инерциального термоядерного синтеза методы автоматизации основываются на интегральном измерении плотности потока. В работе [80] предлагалось анализировать изображения, формируемые выявленными треками на ДТД, по методу темного поля, когда в фотокамеру попадают только рассеянные и дифрагированные на треках просвечивающие лучи.

#### § 8.4. Масс-спектрограф Томсона

Как было показано выше, в масс-спектрометрических исследованиях лазерной плазмы тип применяемого анализатора определяется направленностью эксперимента (продукты реакции синтеза, тепловые и быстрые ионы, нейтральные атомы). Сочетание широкого энергетического диапазона с удовлетворительным энергетическим и зарядовым разрешением в одном приборе, к тому же обладающем возможностью проведения абсолютных количественных измерений, представляется сложной задачей. Наиболее универсальным прибором, нашедшим широкое распространение, является масс-спектрограф Томсона.

После опубликования работы [81], раскрывшей широкие возможности масс-спектрографа Томсона для исследования энергетических спектров ионных компонент лазерной плазмы, этот прибор стал применяться во многих лабораториях [81–86]. Принципиальная схема масс-спектрографа представлена на рис. 8.12 [86]. На ней можно выделить три основных элемента – апертурную систему, камеру отклонения, систему регистрации.

**8.4.1. Камера отклонения ионов.** Анализ ионов, пролетающих через апертурную систему, по энергиям и по заряду (точнее, по отношению заряда к атомной массе  $z/A$ ) происходит в камере отклонения. Внутри алюминиевой вакуумной камеры изолированно от корпуса помещены пластины из мягкого железа, служащие при включении электромагнита и источника постоянного напряжения полюсами магнитного ( $B$ ) и электрического ( $E$ ) полей, направленных параллельно друг другу. Расстояние между пластинами равно  $d = 5,5$  мм, а их длина  $l = 50$  мм [86].

Для ограничения области магнитного поля внутри камеры отклонения между диафрагмами апертурной системы был установлен экранирующий цилиндр из магнитно-мягкой стали [99]. На выходе из камеры отклонения также устанавливался специальный экран, поэтому до системы регистрации ионы движутся по прямым траекториям.

В приближении малых отклонений в анализирующей камере, используя показанные на рис. 8.12 обозначения, можно получить известные уравнения

парабол Томсона:

$$x = \frac{\alpha z e U}{E}, \quad y = \frac{\beta z e B}{(m_i E_i)^{1/2}}, \quad (8.16)$$

$$x = \frac{\alpha}{\beta^2} \frac{m_i}{z e} \frac{U}{B^2} y^2, \quad (8.17)$$

где  $\alpha = lD/(2d)$ ,  $\beta = lD/\sqrt{2}$ ,  $U$  – разность потенциалов отклоняющих пластин,  $ze$  и  $m_i$  – заряд и масса иона,  $E_i$  – энергия иона.

Из зависимости (8.17) видно, что ионы с одинаковым отношением  $m_i/z$  попадут в плоскости регистрации на одну и ту же параболу, причем ближе к центру придут наиболее энергичные ионы. Отметим, что фиксированным значениям оси  $x$  соответствует для всех парабол значение  $E_i/z$ , а в точки пересечения парабол с прямыми, проведенными из центра ( $y/x = \text{const}$ ), попадают независимо от  $z$  и  $m_i$  ионы с одинаковой скоростью:

$$\frac{E_i}{z} = \alpha \frac{eU}{x}, \quad (8.18)$$

$$v_i = \frac{\alpha \sqrt{2}}{\beta} \frac{U}{B} \frac{y}{x}. \quad (8.19)$$

Из рассмотрения принципа работы масс-спектрографа Томсона видно, что его энергетический диапазон может быть расширен при увеличении

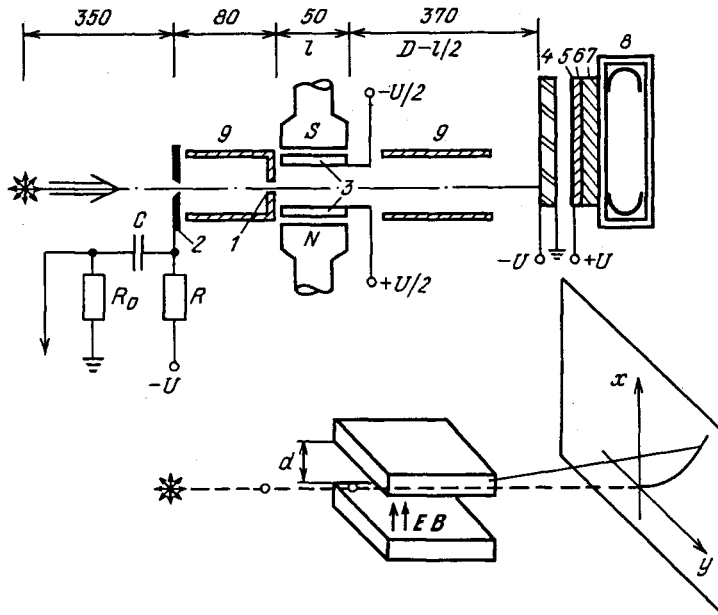


Рис. 8.12. Схема масс-спектрографа Томсона: 1 – формирующая диафрагма, 2 – вспомогательная диафрагма, 3 – отклоняющие пластины, 4 – микроканальная пластина, 5 – алюминиевое напыление, 6 – люминофорный экран, 7 – волоконно-оптическая пластина, 8 – фотокассета, 9 – экранирующие цилиндры

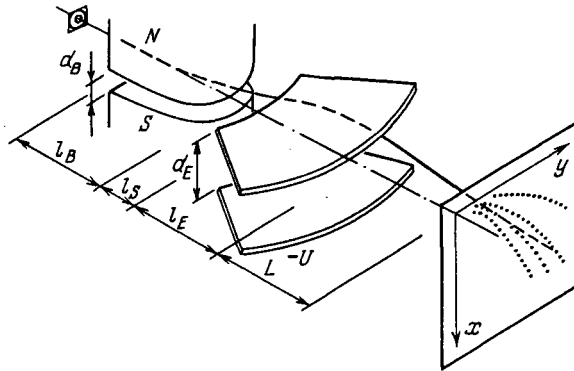


Рис. 8.13. Схема модернизированного масс-спектрографа Томсона

зазора  $d$  между электродами. Однако условие однородности и достижения достаточного значения магнитного поля препятствует этому. Оба этих требования тем не менее преодолеваются в модифицированном масс-спектрографе с разделенными секциями магнитного и электрического полей (рис. 8.13 [85]), где  $d_B \ll d_E$ . Поскольку направления обоих полей параллельны, то такое их разделение не приводит к изменению в угле отклонения ионов.

**8.4.2. Апертурная система.** Масс-спектрограф Томсона не обладает способностью фокусировки ионного пучка, поэтому его разрешение по обеим координатам ( $x$  и  $y$ ) зависит главным образом от размера сечения пучка ионов, который формируется апертурной системой и затем расширяется под действием сил, обусловленных пространственным зарядом. В связи с этим характер регистрируемых масс-спектрограмм может значительно искажаться неверно подобранной апертурной системой (рис. 8.14).

Апертурная система масс-спектрографа должна обеспечивать формирование пучка ионов из разлетающейся квазинейтральной плазмы. При этом необходимо, чтобы ионный пучок с диаметром поперечного сечения, согласующимся со значением энергетического разрешения масс-спектрографа, был сформирован непосредственно перед входом в анализирующую камеру. Для удаления электронов из плазменного потока применяют диафрагмы размером менее дебаевского радиуса с подачей на них отрицательного напряжения в несколько десятков вольт, которое не оказывает влияния на движение ионов с энергиями  $E_i > 1$  кэВ. В описываемом масс-спектрографе [86] апертурная система состояла из формирующей диафрагмы диаметром 0,19 мм, расположенной на входе в камеру отклонения, и отрицательно заряженной (до потенциала  $-100$  В) вспомогательной диафрагмы диаметром 0,5 мм, на поверхность которой прикреплялась тонкая металлическая сетка с размером ячейки  $0,075 \times 0,075$  мм (прозрачность  $k_t = 45\%$ ). Следует отметить, что вспомогательная диафрагма в масс-спектрографе работала также и как коллектор ионов, установленный по тому же направлению, что и масс-спектрограф.

Для выяснения влияния каждого из элементов такой апертурной системы на формирование ионного пучка следует рассмотреть, как изменяются со временем параметры разлетающейся плазмы на фиксированном расстоя-

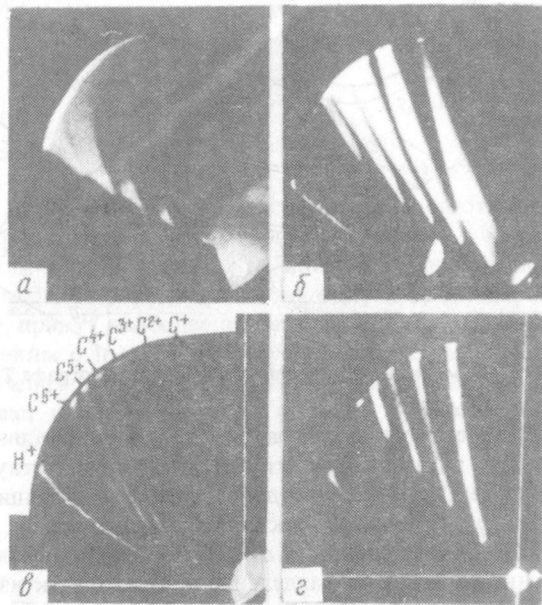


Рис. 8.14. Характерные масс-спектрограммы лазерной плазмы (мишень  $(C_8H_8)_n$ ): *a* – вспомогательная диафрагма отсутствует; *б* – диаметр вспомогательной диафрагмы 2 мм,  $U_{см} = 20$  В; *в* – 2 мм, – 80 В; *г* – 0,5 мм, – 100 В, сетка с ячейкой  $0,075 \times 0,075$  мм

нии  $L$  от мишени. Оценки ионной концентрации можно получить из соотношения

$$n_i(v) = \frac{v}{L^3} \frac{dN}{dv},$$

где  $dN/dv$  – функция распределения ионов по скоростям (см. рис. 8.1). Сформировать ионный пучок, используя лишь одну диафрагму, расположенную на входе в камеру отклонения, можно при электронной температуре  $T_e \geq 6,5 \cdot 10^{-10} n_i z$  эВ. Отсюда следует, что при  $n_i > 10^{10} \text{ см}^{-3}$  удаление электронов из плазмы на диафрагме диаметром 0,19 мм будет малоэффективным и регистрируемые ионные параболы будут уширяться вплоть до взаимного перекрытия (см. рис. 8.14, *a*).

Для устранения этого нежелательного эффекта необходимо снижать значение  $n_i$  в области формирующей диафрагмы, что возможно либо при увеличении базы пролета  $L$ , либо при расположении перед формирующей диафрагмой устройств, искусственно разрезающих плазменный поток [87]. Например, при  $L \approx 40$  см концентрация ионов со скоростями  $v_i \approx 10^8$  и  $5 \cdot 10^7$  см/с составляет  $n_i \approx 5 \cdot 10^9$  и  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  соответственно. Очевидно, что в области скоростей  $5 \cdot 10^7$  см/с должно наблюдаться уширение ионных парабол (рис. 8.14, *a*). Увеличить  $L$  до 100 см с целью уменьшения

$n_i$  до значения  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  не представляется возможным в связи с потерей чувствительности в области высоких ионных энергий. Поэтому в описываемом масс-спектрографе было исследовано влияние вспомогательных диафрагм различных конфигураций (рис. 8.14, б-г). Следует отметить, что на распространение высокоэнергетической группы ионов вспомогательные диафрагмы не оказывали заметного влияния (см., например, рис. 8.14, в, полученный в эксперименте, в котором присутствовало значительное число быстрых ионов).

Вспомогательная диафрагма осуществляла частичное удаление электронов из плазменного пучка, создавая таким образом объемный заряд пучка. Влияние объемного заряда на радиальное расширение пучка определяется его первансом [36]:  $I/(E_i/z)^{3/2}$ , ( $I$  – плотность тока). Относительная величина уширения пучка радиусом  $r$  на пути пролета  $l$  рассчитывается по формуле

$$\frac{\Delta r}{r} \approx 1,2 \cdot 10^6 l^2 \left(\frac{A}{z}\right)^{1/2} \frac{I}{(E_i/z)^{3/2}}, \quad (8.20)$$

где  $I$  – в амперах на квадратный сантиметр,  $E_i$  – в электронвольтах,  $l$  – в сантиметрах [36]. Отсюда следует, что плотность ионов  $n_2$  у формирующей диафрагмы с учетом пропускания сетки, которая может быть помещена на вспомогательной диафрагме, геометрического расширения и влияния объемного заряда находится из соотношения

$$n_2 = n_1 \frac{k_t}{\left(\frac{\Delta r}{r} + 1\right)^2} \left(\frac{L'}{L}\right)^3, \quad (8.21)$$

где  $n_1$  – плотность ионов в области вспомогательной диафрагмы, расположенной на расстоянии  $L'$  от мишени.

Условие  $n_2 \leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$  использовалось при расчете по формуле (8.21) параметров апертурной системы масс-спектрографа. Реализованная в масс-спектрографе конструкция апертурных диафрагм позволяет выполнить данное условие при значениях  $n_1 \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $E_i/z \approx 5 \cdot 10^3 \text{ эВ}$ , соответствующих максимуму энергетического распределения ионов лазерной плазмы [25].

Радиальное расширение сформированного ионного пучка в камере отклонения также оценивается по формуле (8.20), причем это соотношение применимо к каждому из пучков, отличающихся параметром  $A/z$ . В связи с этим формулу (8.20) можно выразить в более удобном виде:

$$\frac{\Delta r}{r} \approx \frac{e}{2m_p} \frac{l^2}{v^3} \sum_i \left(\frac{z}{A}\right)_i I_i. \quad (8.22)$$

Условие (8.22) может служить оценкой сверху допустимого тока на входе в камеру отклонения и, кроме того, позволяет выбрать размер пролетной базы  $D$  (см. рис. 8.12). Пространственное разделение ионных пучков в плоскости регистрации, согласно (8.16), пропорционально  $D$ , но из (8.22) следует, что ширина каждого из пучков увеличивается пропорционально  $D^2$ . Кроме того, увеличение размеров пучка ухудшает энергетическое разрешение прибора.

Ухудшение разрешающей способности масс-спектрографа может происходить и в случае экранировки анализирующего электростатического поля полем собственного заряда ионного пучка [36]. Максимум электрического поля пучка радиусом  $R_0$  достигается на его поверхности:

$$E_{\max} = 2\pi e z n_2 R_0. \quad (8.23)$$

Для преодоления экранировки значение анализирующего поля должно значительно превышать  $E_{\max}$ :

$$U \gg 2\pi e z d n_2 R_0 \approx 4,7 \cdot 10^{-11} z n_2, \quad (8.24)$$

где разность потенциалов отклоняющих пластин  $U$  выражена в вольтах. При  $n_2 \leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и  $U \geq 100 \text{ В}$  условие (8.23) в описываемом масс-спектрографе выполняется для всех ионных компонент.

Таким образом, влияние пространственного заряда ионного пучка на энергетическое и массовое разрешение анализатора снижается при уменьшении радиуса формирующей диафрагмы. Однако минимальное значение  $R_0$  ограничивается условием создания необходимого уровня сигнала в системе регистрации. Все эти соображения необходимо учитывать при конструировании масс-спектрографа и при обработке получаемых спектрограмм.

**8.4.3. Система регистрации масс-спектров.** Система регистрации описываемого масс-спектрографа [86] состоит из микроканальной пластины (МКП) диаметром 50 мм и электронно-оптического преобразователя. Ионы (или электроны, или рентгеновское излучение), попадающие на поверхность МКП, выбивают вторичные электроны, число которых непрерывно увеличивается при их движении под действием приложенного поля внутри микроскопических динодов канального типа. При разности потенциалов  $U = 1000 \text{ В}$  на МКП ее коэффициент усиления составляет  $k = 10^3$  [88], на выходе электроны имеют энергии в несколько десятков электронвольт.

Далее за МКП на расстоянии 3 мм находится нанесенный на волоконно-оптическую пластину (ВОП) люминофорный экран с высокой квантовой эффективностью. На поверхность экрана посредством вакуумного напыления нанесено алюминиевое покрытие (толщина слоя составляет 700 нм). При подаче на экран положительного относительно выхода МКП потенциала  $U_s \approx 3 \div 4 \text{ кВ}$  вылетающие из МКП электроны ускоряются до скоростей, необходимых для высвечивания экрана. Изображение парабол Томсона передается на широкоформатную пленку, находящуюся в непосредственном контакте с ВОП. Таким образом, отсутствие в разработанной системе регистрации световых потерь, а также высокий коэффициент усиления ( $k \geq 10^3$ ) МКП и достигнутая эффективность высвечивания люминофорного экрана обеспечивали необходимую чувствительность масс-спектрографа. Как показали результаты экспериментов [86], для уверенной регистрации ионов достаточно попадания в каждый канал МКП (диаметр канала равен 50 мкм) двух-трех ионов углерода со скоростью  $v_i \approx 1,2 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ .

Измерение энергетического разрешения масс-спектрографа производилось с помощью высокочастотного источника ионов с энергиями  $E_i \leq 5 \text{ кэВ}$  [89]. Экспериментально полученная зависимость (в процентах)

имеет следующий вид:  $\Delta E/E_i = 7,4 + 5/x$ , где  $x$  — в сантиметрах. Следовательно, рабочим диапазоном является область  $x > 1$  см, т.е. необходимо подавать такие напряжения отклонения, чтобы ионы с максимальной энергией приходили на параболу с координатой  $x > 1$  см.

Прямые количественные измерения на разработанном масс-спектрографе возможны лишь для ионов с большими скоростями разлета ( $v_i > 10^8$  см/с). В этом случае перед МКП помещается пленка из нитрата целлюлозы или пластика CR-39, в которой быстрые ионы оставляют треки [90]. Количественные измерения более медленных (тепловых) ионов в значительной степени затруднены рядом нелинейных характеристик использованных элементов.

В системе регистрации следует учитывать нелинейность режима работы МКП в зависимости от энергии и заряда ионов, а также от превышения предельного значения плотности ионного тока [82]. Усиление МКП остается линейным до тех пор, пока электронный заряд на выходе из канала не превосходит  $10^6 e$ . Если считать, что каждый ион выбивает на входе МКП около 10 электронов, то при коэффициенте усиления  $k \approx 10^4$  для оценки динамического диапазона используемой МКП получаем  $G \lesssim 10^3$ . Отметим, что для масс-спектрографа Томсона благодаря зависимости  $\Delta E_i \propto E_i^2 \Delta x$  (см. (8.16)) для разрешаемого энергетического интервала и характера спектрального распределения ионов разлетающейся лазерной плазмы достаточным динамическим диапазоном может считаться величина  $G \lesssim 10^2$ . Таким образом, при правильном учете условий регистрации ионного спектра МКП может работать как линейный элемент во всем диапазоне энергий.

К нелинейностям системы регистрации следует отнести зависимость свечения экрана от плотности приходящего на него потока электронов и нелинейную характеристику фотоматериала. Кроме того, на точность количественных измерений энергетического спектра оказывает влияние искусственное ограничение плотности ионного пучка в апертурной системе.

В экспериментах учесть все вышеперечисленные нелинейные характеристики не представляется возможным. Поэтому калибровку прибора целесообразно проводить при сравнении получаемых результатов с независимо измеряемыми параметрами разлетающихся ионов. Примером таких измерений может служить работа [86], в которой калибровка масс-спектрографа Томсона осуществлялась на созданном масс-спектрометрическом комплексе.

Комплекс включает в себя широкодиапазонный масс-спектрограф Томсона, абсолютно откалиброванный электростатический анализатор ионов, систему ионных коллекторов различных типов.

Масс-спектрограф Томсона с электронно-оптическим детектором обладает следующими основными параметрами: рабочий диапазон энергий ионов  $E_i/z \approx 1 \div 200$  кэВ, высокая чувствительность в области больших энергий (регистрация отдельных ионов с энергиями более 100 кэВ), энергетическое разрешение  $\Delta E/E_i = 10\%$ .

Для количественной привязки данных, получаемых на масс-спектрографе Томсона, используется одноканальный электростатический анализатор ионов по энергиям с абсолютной калибровкой в рабочем диапазоне энергий  $E_i/z = 1 \div 50$  кэВ и с энергетическим разрешением  $\Delta E/E_i = 2\%$ .

Система ионных коллекторов, позволяющая учесть влияние вторичной электронной эмиссии, в сочетании с двумя масс-спектрометрическими приборами используется для исследования симметрии разлета плазмы сферической мишени, наличия быстрых ( $v_i > 10^8$  см/с) ионов в зависимости от условий эксперимента, а также таких интегральных гидродинамических характеристик, как испаренная масса мишени и поглощенная плазмой энергия.

Изменяя в серии экспериментов отклоняющее напряжение электростатического анализатора, по амплитуде ионных сигналов можно было восстановить энергетические спектры различных ионных компонент. В ходе экспериментов выяснилось, однако, что форма спектров может значительно изменяться от вспышки к вспышке. В связи с этим электростатический анализатор использовался как точно откалиброванный детектор для количественного сопоставления с данными масс-спектрографа Томсона, получаемыми в каждой вспышке.

**8.4.4. Обработка масс-спектрограмм.** Как уже отмечалось выше, количественная обработка масс-спектров вдоль парабол затруднена необходимостью учитывать нелинейные процессы, из которых наиболее значительным является уширение ионных пучков под действием электростатических сил объемного заряда. Вместе с тем можно проводить измерения среднего заряда разлетающихся ионов в зависимости от времени прилета, т.е. скорос-

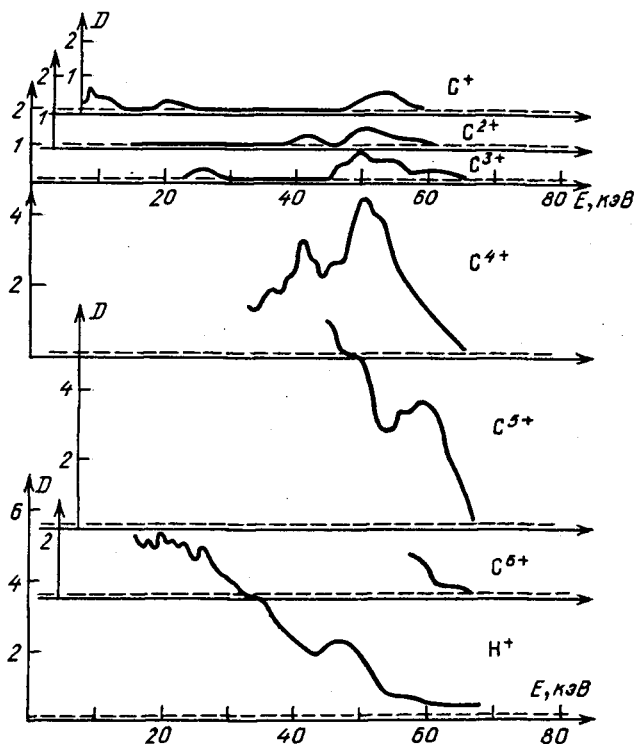


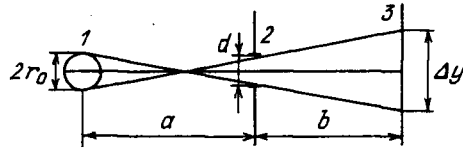
Рис. 8.15. Зависимости плотности почернения фотоэмульсии для различных ионных компонент от энергии разлета ионов (мишень  $(C_6 H_6)_n$ )



ти. Таким образом, из сравнения плотности почернений фотопленки для различных ионных компонент (рис. 8.15) можно в каждой вспышке получать функцию среднего заряда ионов от скорости, которая затем используется при численной обработке сигналов ионных коллекторов.

Действительно, плотности почернения  $D_z$  ионной параболы, соответствующей ионам с зарядом  $z$ , определяются интенсивностью  $I_z$  свечения экрана:  $D_z \sim \gamma \lg I_z$ , где  $\gamma$  – контрастность фотослоя. Весьма важным обстоятельством при обработке является постоянство квантовой эффективности  $\kappa$  высвечивания экрана по всей его поверхности, так как энергия

Рис. 8.16. Схема для расчета геометрического уширения ионного пучка: 1 – мишень, 2 – формирующая диафрагма масс-спектрографа, 3 – плоскость регистрации масс-спектра



вторичных электронов, вылетающих из МКП, не зависит от энергии регистрируемых ионов. Следовательно,

$$I_z = \kappa k \frac{\Delta N_e}{\Delta x \Delta y}, \quad (8.25)$$

где  $k$  – коэффициент усиления МКП,  $\Delta x$  и  $\Delta y$  – пространственные размеры, разрешаемые системой регистрации,  $\Delta N_e = \gamma_e \Delta N_i$  – число вторичных электронов на входе МКП, выбиваемых  $\Delta N_i$  ионами на площади размером  $\Delta x \Delta y$ .

Ширина параболы  $\Delta y$  в направлении, перпендикулярном анализирующим полям, при малом влиянии пространственного заряда ионного пучка находится из геометрии апертурной системы масс-спектрографа (рис. 8.16):

$$\Delta y = 2r_0 \frac{b}{a} + d \frac{a+b}{a}. \quad (8.26)$$

Разрешаемый пространственный размер  $\Delta x$  вдоль анализирующих полей определяет энергетическое разрешение  $\Delta E_i/E_i$ , получаемое дифференцированием соотношения (8.16):

$$\Delta E_i = \frac{E_i^2}{\alpha z_i U} \Delta x. \quad (8.27)$$

Таким образом, для распределения числа ионов с зарядом  $z$  по энергиям находим

$$\frac{\Delta N_i}{\Delta E_i} = \frac{\alpha \Delta y z e U}{\kappa k \gamma_e} \frac{I_z(E_i)}{E_i^2}. \quad (8.28)$$

Коэффициент вторичной эмиссии электронов в общем случае является функцией заряда, массы и энергии регистрируемых ионов. Однако для диапазона энергий 5 – 100 кэВ ионов не тяжелее Si эта функция может быть аппроксимирована простым соотношением [28]  $\gamma_e \approx z f(m_i)$ . Функция  $f(m_i)$  принимает следующие значения: 1,2 для протонов, 2,5 для ионов

углерода, 1 для ионов кислорода и кремния, для более тяжелых ионов  $f \propto m_i^{-2/5}$  [19, 26, 28]. В результате подстановки  $\gamma_e$  в (8.28) оказывается, что зависимость энергетических распределений ионов от заряда заключена лишь в  $I_z$ .

Из (8.28) можно получить и распределение ионов по скоростям ( $E_i = m_i v_i^2 / 2$ ):

$$\frac{\Delta N_i}{\Delta v_i} = \frac{4\alpha \Delta y e U}{\kappa k f(m_i) m_i} \frac{I_z(v_i)}{v_i^3}. \quad (8.29)$$

Его зависимость от заряда иона также обусловлена лишь интенсивностью  $I_z$ . При фиксированной скорости ионов средний заряд ионов одного химического элемента ( $m_i = \text{const}$ ) находится по формуле

$$\bar{z}(v_i) = \frac{\sum_z z \Delta N_i(z)}{\sum_z \Delta N_i(z)} = \frac{\sum_z z I_z(v_i)}{\sum_z I_z(v_i)}, \quad (8.30)$$

т.е. при заданной скорости интенсивность свечения экрана масс-спектрографа может являться мерой распределения ионов по зарядовым состояниям. Этот факт значительно облегчает обработку томсоновских масс-спектров. Полученная таким образом функция среднего заряда  $\bar{z}(v_i)$  используется для обработки коллекторного сигнала.

На рис. 8.17 представлены зависимости среднего заряда ионов углерода от скорости разлета, которые были получены в экспериментах на установ-

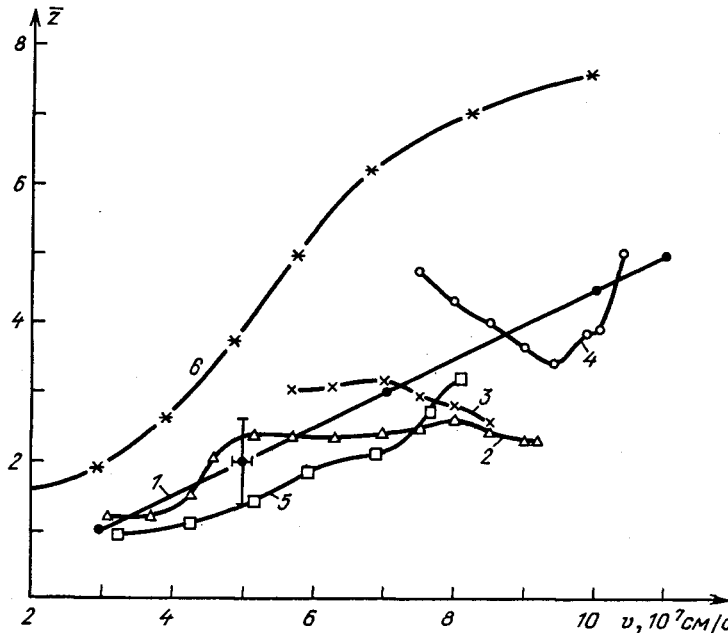


Рис. 8.17. Зависимость среднего заряда ионов углерода от скорости разлета (мишень  $(C_6 H_6)_n$ ): 1 — усреднение в серии экспериментов (данные электростатического анализатора), 2 — 5 — функции в трех различных вспышках (данные масс-спектрографа Томсона), 6 — мишень  $SiO_2$

ке "Кальмар" [91]. Результаты электростатического анализатора характеризуются большим разбросом данных, что объясняется изменением зарядового состава от вспышки к вспышке. Это связано с многочисленными, слабо меняющимися условиями эксперимента, среди которых рекомбинация ионов в остаточном газе на пути пролета, условия ускорения ионов в плазменной короне, размеры мишени, параметры нагревающего лазерного импульса. Поэтому эти кривые могут рассматриваться как среднестатистические. Флуктуации зарядового состава в отдельных опытах могут быть зарегистрированы масс-спектрографом Томсона. Следует особо отметить нарушение в отдельных опытах монотонности функции среднего заряда от скорости разлета, что необходимо учитывать при расчете по коллекторным сигналам испаренной массы мишени.

Значительный интерес имеет вычисление токов, вызываемых в коллекторе, расположенном на расстоянии  $L$ , отдельными ионными компонентами. Из обработки масс-спектрограммы с использованием (8.25) для плотности тока следует

$$I_z(v_i) = (z + \gamma_e) e v_i \frac{\Delta N_i(z)}{\Delta v_i} \frac{v_i}{\Delta x \Delta y L} = \frac{1 + f(m_i)}{f(m_i)} \frac{4\alpha e^2 z U}{m_i v_i \Delta x L} \frac{I_z}{\kappa \kappa}. \quad (8.31)$$

Получаемые масс-спектрометрические данные позволяют определить и такой важный параметр для определения эффективности гидродинамического ускорения мишени, каким является распределение по скоростям испаренной массы:

$$\frac{\Delta M(v_i)}{\Delta v_i} = m_i \sum_z \frac{\Delta N_i(z)}{\Delta v_i} = \frac{4\alpha e U \Delta y}{\kappa \kappa f(m_i) v_i^3} \sum_z I_z(v_i). \quad (8.32)$$

Полная испаренная масса находится интегрированием по скоростям соотношения (8.32).

### § 8.5. Нейтронные измерения

В диагностике состояния сжатого ядра микросферы важным источником информации являются продукты протекающих в нем термоядерных реакций. Нейтроны рождаются как в первичных реакциях синтеза (14,1 МэВ для D-T-реакции и 2,5 МэВ для D-D-реакции), так и во вторичных (11,8–17,1 МэВ для исходной D-D-плазмы). Согласно расчетам [92], длина свободного пробега нейтронов до соударения с ионом плазмы много больше размеров мишени, поэтому спектры вылетающих нейтронов практически не деформированы по сравнению с начальными. Форма спектра этих частиц определяется только тепловым движением ядер дейтерия и трития, что дает возможность диагностировать ионную температуру D-T-газа.

Измерения нейтронного выхода в экспериментах с высокотемпературной плазмой являются непосредственным показателем достижения термоядерных условий. Количество нейтронов соответствует количеству термоядерных реакций в сжатом ядре мишени, поэтому точное измерение нейтронного выхода позволяет определить эффективность сжатия оболочки как всего процесса в целом (на эффективность сжатия влияют не только условия ускорения оболочки, но и отклонения от сферической симметрии,

предпрогрев сжимаемого газа и оболочки электронами и рентгеновским излучением плазменной короны).

Определение энергии нейтронов, необходимое для подтверждения их термоядерного происхождения, осуществляется по времяпролетному методу с использованием, как правило, нескольких сцинтилляционных детекторов, установленных на различных расстояниях от мишени. При этом используется хорошо выполняющееся предположение о точности и мгновенности нейтронного источника (см. п. 8.1.1). Применение сцинтилляционных детекторов, обладающих высокой чувствительностью, кроме энергии нейтронов позволяет точно измерить нейтронный выход, что особенно ценно при малых выходах ( $N_n \leq 10^7$ ), когда не достигнут порог регистрации активационных детекторов.

**8.5.1. Времяпролетный анализатор.** Энергетические характеристики нейтронного излучения измеряются посредством времяпролетной методики. Она основана на появлении зависящей от пролетной базы временной дисперсии импульса, содержащего нейтроны разной энергии. При условии, что время возникновения нейтронного излучения много меньше времени пролета расстояния  $l$  от мишени до детектора (которое реально всегда выполняется в лазерной плазме), можно получить соотношение, связывающее ширину нейтронного спектра  $\Delta E_n$  с длительностью импульса  $\tau$ , регистрируемого детектором [93, 94]:

$$\Delta E_n \approx 2,74 (E_n^{3/2} / l) \tau, \quad (8.33)$$

где  $E_n$  – энергия нейтронов в мегаэлектронвольтах,  $l$  – в сантиметрах,  $\tau$  – в наносекундах. В предположении максвелловского распределения дейтронов ширина нейтронного спектра связана с ионной температурой D–D-плазмы  $T_i$  соотношением [95]

$$\Delta E_n \approx 82,5 \sqrt{T_i}, \quad (8.34)$$

где  $\Delta E_n$  и  $T_i$  выражены в килоэлектронвольтах.

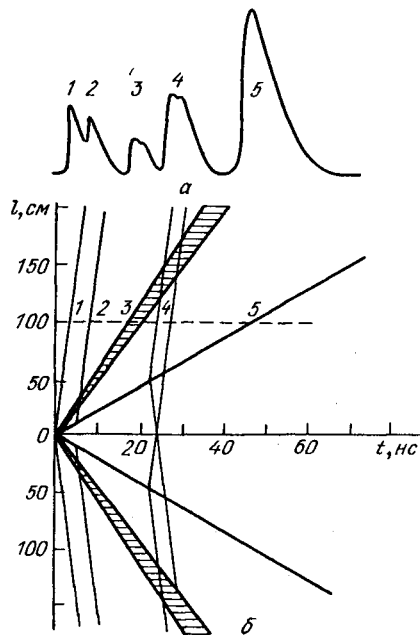
Аналогичная формула для ширины спектра D–T-нейтронов имеет вид [96]

$$\Delta E_n \approx 177 \langle T_i \rangle^{1/2}. \quad (8.35)$$

Из формул (8.33)–(8.35) легко получить, что для диагностики  $T_i$  с точностью 0,1 кэВ при измерении спектра D–D-нейтронов при пролетной базе  $l \approx 3 \cdot 10^2$  см требуется разрешение регистрирующей аппаратуры  $\delta t \leq 1$  нс. При увеличении пролетной базы требования к временному разрешению снижаются, однако, поскольку количество нейтронов, попавших в детектор, равно  $N_n \sim 1/l^2$  и для измерения спектра необходимо, чтобы  $N_n \gg 1$ , то ясно, что величина  $l$  ограничена.

**8.5.2. Сцинтилляционные детекторы.** Из приведенных оценок следует, что для времяпролетных измерений нейтронного излучения необходимо использовать детекторы с временным разрешением  $\delta t \leq 1$  нс и предельно высокой чувствительностью [97]. Этим требованиям удовлетворяют сцинтилляционные детекторы. Детектор этого типа состоит из сцинтиллятора (желательно с малым временем высвечивания) и фотоумножителя, соединенного со скоростным осциллографом [98–107]. В детекторах, примененных, например, в экспериментах [98, 105] для измерения выхода и

Рис. 8.18. Времяпролетная диагностика нейтронной эмиссии: *a* – осциллограмма свечения сцинтиляционного детектора, расположенного на расстоянии  $l = 100$  см от мишени, *b* –  $l-t$ -диаграмма излучений, регистрируемых сцинтиляционным детектором; 1 – импульс жесткого рентгеновского излучения плазмы, 2 – импульс  $\gamma$ -излучения от аппаратуры внутри вакуумной камеры, 3 – импульс вторичных D – T-нейтронов, 4 – импульсы  $\gamma$ -излучения от стенок вакуумной камеры, 5 – импульс D – D-нейтронов



энергии нейтронов, использовался органический сцинтиллятор (твердый раствор *p*-терфинила в полистироле с добавкой РОРОР). При этом фотомножитель регистрировал световую вспышку сцинтиллятора под действием протонов отдачи, образованных нейтронным излучением.

На рис. 8.18 представлена типичная осциллограмма, полученная с помощью сцинтиляционного детектора на расстоянии 1 м от мишени. Появление дополнительных импульсов, зарегистрированных детектором, поясняется  $l-t$ -диаграммой (рис. 8.18 [108]). Первый сигнал вызван жестким рентгеновским излучением лазерной плазмы. Вслед за рентгеновским на детектор приходит импульс  $\gamma$ -излучения, возникающего при попадании D – D-нейтронов (энергия 2,45 МэВ) в диагностическую аппаратуру внутри камеры на расстоянии от мишени  $l \approx 10$  см. Импульс 3 на осциллограмме соответствует вторичным D – T-нейтронам (энергии 11,8 – 17,1 МэВ). Импульс  $\gamma$ -излучения испускается также при прохождении D – D-нейтронов через стенки камеры радиусом 0,5 м, причем следует учитывать разницу в расстоянии от детектора до ближайшей (на расстоянии 0,5 м) и дальней (1,5 м) стенки. Наконец, импульс 5 соответствует D – D-нейтронам.

Построение  $l-t$ -диаграммы позволяет выбрать оптимальные условия времяпролетной регистрации нейтронной эмиссии. Минимальным расстоянием до мишени является радиус вакуумной камеры, однако в этом случае необходима надежная защита от  $\gamma$ -излучения (импульс 4 накладывается на импульс 5). Расположение детектора на расстоянии 1,5 м также не оптимально, так как импульс 4 накладывается на полезный сигнал вторичных нейтронов (импульс 3). Расположение детектора на расстоянии  $l \gtrsim 2$  м возможно лишь при условии достаточно высокого нейтронного выхода.

Для детектора с пластмассовым сцинтиллятором нетрудно получить выражение для электрического сигнала умножителя при попадании в де-

тектор  $N_n$  нейтронов, который без учета процессов многократного рассеяния нейтронов в сцинтилляторе имеет вид

$$U = \frac{egk}{h\nu} \frac{\kappa_k \kappa_{сц}}{c_{умк}} \frac{\sigma_H}{\sigma_H + \sigma_C} \frac{E_n}{2} N_n, \quad (8.36)$$

где  $U$  – напряжение,  $g \ll 1$  – множитель, обусловленный геометрическим расположением сцинтиллятора и фотоумножителя,  $k$  – коэффициент усиления фотоумножителя,  $e$  – заряд электрона,  $h\nu$  – энергия светового кванта,  $\kappa_{сц}$  – конверсионная эффективность сцинтиллятора,  $\kappa_k$  – катодная чувствительность умножителя,  $c_{умк}$  – емкость умножителя,  $\sigma_H$  и  $\sigma_C$  – сечения рассеяния нейтрона на ядрах водорода и углерода,  $E_n$  – энергия нейтрона. В условиях экспериментов [98, 105] формула (8.36) дает (в вольтах)  $U = 14N_n$ , т.е. при попадании в детектор даже одного нейтрона, рождающего ядро отдачи, амплитуда импульса напряжения на выходе умножителя ( $U \approx 14$  В) достаточна для регистрации даже на осциллографе без усиления (например, 6ЛОР-02). При минимальном используемом в [98, 105] расстоянии от детектора до мишени ( $l = 40$  см) в него попадал 1% всего нейтронного потока. Таким образом, порог чувствительности сцинтилляционного детектора [98, 105] составлял  $N_n \approx 10^2$  нейтронов за одну вспышку.

Калибровка детектора на чувствительность к D – D-нейтронам может быть выполнена, например, с помощью Cs-источника  $\gamma$ -квантов ( $h\nu \approx \approx 0,62$  МэВ). Конверсионная эффективность сцинтиллятора  $\kappa_{сц}$  для  $\gamma$ -квантов примерно в два раза ниже, чем для протонов отдачи той же энергии [109]. Поскольку  $\kappa_{сц}$  растет линейно с энергией протонов отдачи [109], то число фотонов, образовавшихся под действием протона с энергией 1,2 МэВ (средняя энергия протонов отдачи под действием D – D-нейтронов), примерно равно числу фотонов, возникших при поглощении  $\gamma$ -кванта от Cs-источника. Такая калибровка [98, 105] дала удовлетворительное согласие с оценкой, приведенной выше.

Следует подчеркнуть, что из-за малых длительностей нейтронных импульсов и наличия процессов многократного рассеяния нейтронов в сцинтилляторе абсолютная калибровка такого типа детекторов (с регистрацией вспышек от протонов отдачи) затруднительна. В этой связи следует отметить сцинтилляционный детектор, в котором для обеспечения возможности абсолютных измерений нейтронная вспышка растянута во времени [110–112]. В этом детекторе фотоумножители регистрируют световые вспышки пластического сцинтиллятора под действием  $\gamma$ -квантов, возникающих при поглощении уже замедленных в сцинтилляторе нейтронов атомами водорода. Все же нелинейность фотоумножителей и малый динамический диапазон системы регистрации любого сцинтилляционного детектора затрудняет его применение для абсолютных измерений.

Отметим еще одну возможность измерения абсолютного выхода нейтронов – с помощью ядерной фотозмульсии, использованную, например, в [113, 114]. Протоны отдачи, возникающие под действием нейтронов, оставляют треки в эмульсии, позволяя регистрировать практически каждый рассеянный в эмульсии нейтрон. Однако из-за трудоемкости процедуры подсчета треков данный метод не получил широкого применения.

Для улучшения точности времяпролетных измерений ширины спектра нейтронов разработаны матрицы кремниевых детекторов (192 элемента

на плате размером  $5 \times 5$  см) [115], регистрирующих отдельные протоны отдачи в полиэтиленовом  $n - p$ -конвертере. Эффективность рассеяния нейтронов составляет  $4 \cdot 10^{-3}$ . К преимуществам детекторной матрицы относятся простота изготовления, высокое временное разрешение ( $\delta t \approx \approx 100$  пс), защищенность от фонового  $\gamma$ -излучения (благодаря малой толщине кремниевых детекторов), возможность при размещении на близком расстоянии (2,3 м) исключения регистрации нейтронов, рассеянных в стенке вакуумной камеры. Для применения матрицы необходимы нейтронные потоки  $10^8 - 10^{11}$ .

**8.5.3. Активационные детекторы.** В связи со сложностями при абсолютной калибровке времяпролетных сцинтилляционных детекторов нейтронный выход на достаточно крупных установках ( $N_n > 10^6$ ) измеряется с помощью различных активационных детекторов [112, 116]. Их принцип работы основан на образовании под действием нейтронов неустойчивых изотопов, распадающихся с образованием  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучений, регистрируемых счетчиками. Отметим, что подробному рассмотрению активационных методов исследования нейтронного излучения и используемой аппаратуры посвящен обзор [117].

В диагностике сжатого ядра термоядерной мишени (см. гл. 11) применяются разнообразные варианты активационного метода, которые различаются расположением коллектора и типом активируемых атомов. Исследуются короткоживущие изотопы, образующиеся в самом сжатом ядре микросферы (газовые примеси Kr, Br), в веществе оболочки (Si, Na, Pr, Cu) или в вынесенном детекторе (Cu, Na, In, Al, Ag, Pb) [106, 118–123]. В табл. 8.2 представлены данные по активации различных атомов нейтронами с энергией 14,1 МэВ. Следует отметить, что при абсолютных измерениях нейтронного выхода наибольшей точностью обладают активационные детекторы, располагаемые на значительном расстоянии от мишени. Это объясняется тем, что при подсчете актов распада образованных изотопов

Таблица 8.2

Ядерная реакция при энергии нейтрона 14,1 МэВ	Сечение реакции, мб	Энергия, МэВ		Период полураспада
		$\beta$ -эмиссия	$\gamma$ -эмиссия	
$^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$	456	2,92 ( $\beta^+$ )	0,511	9,74 мин
$^{23}\text{Na}(n, \alpha)^{20}\text{F}$	117	5,40 ( $\beta^-$ )	1,633	11,1 с
$^{23}\text{Na}(n, p)^{23}\text{Ne}$	35	3,94 ( $\beta^-$ )	0,44	0,627 мин
$^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$	260	2,865 ( $\beta^-$ )	1,778	2,24 мин
$^{29}\text{Si}(n, p)^{29}\text{Al}$	112	2,40 ( $\beta^-$ )	1,27	6,6 мин
$^{30}\text{Si}(n, \alpha)^{27}\text{Mg}$	74	1,59; 1,75 ( $\beta^-$ )	0,84; 1,01	9,46 мин
$^{208}\text{Pb}(n, 2n)^{207m}\text{Pb}$	1360		1,06	0,8 с
$^{207}\text{Pb}(n, n)^{207m}\text{Pb}$	260		0,57	
$^{141}\text{Pr}(n, 2n)^{140}\text{Pr}$	1570	2,37 ( $\beta^+$ )	0,511	3,39 мин
$^{181}\text{Ta}(n, 2n)^{180}\text{Ta}$	2640			8,14 ч
$^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$	2600			9,7 ч
$^{79}\text{Br}(n, 2n)^{78}\text{Br}$	862	( $\beta^+$ )	0,511	6,5 мин
$^{80}\text{Kr}(n, 2n)^{79m}\text{Kr}$	415		0,13	50 с
$^{40}\text{Ar}(n, p)^{40}\text{Cl}$				1,42 мин

необходимо точное знание начального количества активируемых атомов, что для случая атомов, содержащихся в самой мишени, можно сделать весьма приблизительно. Поэтому такие методы обычно применяют для определения параметров сжатия оболочки ( $\rho \Delta$  или  $\rho r$ ), используя независимые данные о нейтронном выходе.

В первых экспериментах [116], где применялась активационная диагностика, использовались медные диски диаметром 76 мм и толщиной 9,5 мм на расстоянии 41 см от облучаемой микросферы (минимально регистрируемый выход D – T-нейтронов  $10^8$ ). Достоинством ядерной реакции  ${}^{63}\text{Cu}(n, 2n){}^{62}\text{Cu}$  является ее довольно высокий энергетический порог (10,9 МэВ), что исключает практически все виды помех, влияющих на точность измерений (жесткое рентгеновское,  $\gamma$ - и космическое излучение). Изотоп  ${}^{62}\text{Cu}$  подвергается  $\beta^+$ -распаду с образованием устойчивого изотопа  ${}^{62}\text{Ni}$  с периодом полураспада 9,8 мин, достаточным для транспортировки активированного диска в отдельное экранированное помещение, где осуществляется счет  $\gamma$ -квантов, рождающихся при аннигиляции позитрона. В каждом событии образуются два  $\gamma$ -кванта с энергиями 511 кэВ. Счетчик представляет собой NaI(Tl)-сцинтиллятор (медный диск помещается внутрь цилиндрического сцинтиллятора) с двумя фотоумножителями (используется электронная схема совпадений).

Обработка экспериментальных данных активационного метода заключается в анализе зарегистрированных сигналов, при котором учитывается время задержки  $t_3$  начала счета относительно момента генерации нейтронов, длительность счета  $\Delta t$ , постоянная распада изотопа  $\nu_{1/2}$  и число ядер изотопа  $N_C$ . Полный выход нейтронов  $N_n$  определяется из соотношения

$$N_n = \frac{N_C \exp(\nu_{1/2} t_3)}{\eta_\beta \eta_\gamma [1 - \exp(-\nu_{1/2} \Delta t)]}, \quad (8.37)$$

где  $\eta_\beta \approx 100\%$ ,  $\eta_\gamma \approx 40\%$  – эффективности счета  $\beta^+$ - и  $\gamma$ -излучений. Для исключения этапа пересылки коллектора с активированным веществом разработан и применяется метод активации самого NaI-сцинтиллятора [108, 123]. При этом используется реакция  ${}^{23}\text{Na}(n, \alpha){}^{20}\text{F}$ , позволяющая благодаря быстрому распаду ядер  ${}^{20}\text{F}$  (период полураспада 11,1 с) увеличить эффективность регистрации нейтронного потока. Отметим, что данный метод применим (как и активация  ${}^{63}\text{Cu}$ ) для измерения потока D – T-нейтронов, поскольку имеет высокий энергетический порог реакции (4 МэВ).

В качестве всеволнового радиоактивного детектора используют индиевый индикатор, измеряющий активность ядер  ${}^{115}\text{In}$ , наведенную предвременно замедленными нейтронами [120]. При захвате медленных нейтронов образуется изотоп  ${}^{116}\text{In}$  с периодом полураспада 14,1 с. Эффективность таких детекторов, как показано в [120], невысока и составляет для D – T-нейтронов  $(2,7 \pm 0,6)$  имп · см<sup>2</sup>/нейтрон, а для D – D-нейтронов –  $(6,9 \pm 1,0)$  имп · см<sup>2</sup>/нейтрон.

**8.5.4. Измерения момента генерации нейтронов.** Для исследований по инерциальному термоядерному синтезу характерным отличием от систем магнитного удержания плазмы является малая длительность генерации нейтронов, что способствует развитию новых времяпролетных методов. Одним из них может служить метод измерения момента нейтронной эмис-



сии. Основываясь на разработанных в [97] высокочувствительных сверх-  
 скоростных детекторах, оказалось возможным измерить с точностью  
 $\delta t = 0,1$  нс время от переднего фронта лазерного импульса до момента  
 максимального сжатия микросферы, совпадающего с импульсом нейтрон-  
 ной эмиссии [124].

Принципиально новые возможности при создании высокоскоростной  
 нейтронной аппаратуры открываются при использовании материалов, в ко-  
 торых под действием нейтронного потока происходят ядерные реакции  
 деления. На рис. 8.19 представлены схемы двух таких приборов [125].

Нейтронный электрооптический регистратор (рис. 8.19а) работает по  
 такой же схеме, как и оптический или рентгеновский. Отличительной осо-  
 бенностью является катод из  $UO_2$ , выполненный в виде сферической фольги  
 (толщиной 1 мкм), радиус кривизны которой подбирается из расчета  
 компенсации разницы пролетного расстояния до мишени для нейтронов  
 и до экрана для электронов (для расстояния до мишени 30 см катод  
 диаметром 2 см имел радиус кривизны 2,5 см [125]). При нейтронном  
 выходе D – T-реакции  $N_n = 10^{11}$  нейтронный регистратор может зарегист-  
 рировать около  $10^2$  нейтронов с временным разрешением  $\delta t = 20$  пс. Чувст-  
 вительность нейтронного метода определяется высоким коэффициентом  
 вторичной электронной эмиссии: при каждом акте ядерной реакции деле-  
 ния выделяется около 400 электронов.

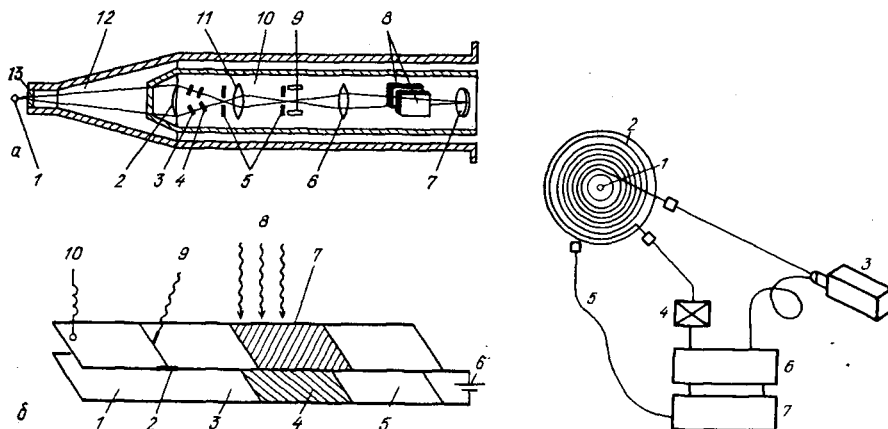


Рис. 8.19. Высокоскоростные нейтронные регистраторы: а – схема нейтронного электрооптического регистратора: 1 – мишень, 2 –  $UO_2$ -катод, 3 – экстрактор, 4 – анод, 5 – диафрагмы, 6, 11 – электростатические линзы, 7 – люминофорный экран, 8 – пластины развертки, 9 – вертикальный дефлектор, 10 – вакуумируемый объем, 12 – соединяющийся с камерой объем, 13 – вольфрамовый фильтр рентгеновского излучения; б – схема полоскового нейтронного диода для кадровой съемки: 1 – зарядная линия, 2 – полупроводниковый переключатель, 3 – передающая линия, 4 – люминофорный экран, 5 – согласующая линия, 6 – потенциал обратного смещения, 7 – U-катод, 8 – нейтроны, 9 – лазерный поджиг, 10 – импульс отрицательного напряжения смещения

Рис. 8.20. Схема сверхскоростного регистратора момента генерации нейтронов: 1 – мишень, 2 – волоконно-оптическая спираль с добавкой  $U_3O_8$ , 3 – излучение на третьей гармонике Nd-лазера, 4 – фильтр, 5 – тракт опорного светового сигнала синхронизации, 6 – сопрягающая оптика, 7 – ЭОП

Высокоскоростной управляемый нейтронный диод (рис. 8.19б) представляет собой полосковую линию, заряжаемую при замыкании под действием лазерного импульса полупроводникового переключателя. Нейтроны регистрируются катодом с урановым покрытием (толщиной 100 мкм), импеданс которого согласован с полосковой линией (для временного разрешения  $\delta t = 20$  пс), ширина линии 6 мм [125]. Регистрация нейтронного потока производится подсчетом вспышек на люминофорном экране. Подбирая различные пространственные конфигурации полосковой линии и скорость распространения электрического импульса, можно регистрировать на значительной площади диода (длиной до 5 см) нейтронный поток, соответствующий одному и тому же моменту эмиссии из мишени. При расположении четырех таких диодов на расстоянии 8 см от мишени чувствительности детектора будет достаточно для регистрации 100 нейтронов при полном выходе  $N_n = 3 \cdot 10^8$  [125].

Регистрация момента генерации нейтронов с временным разрешением  $\delta t = 15$  пс может быть осуществлена при использовании эффекта потери пропускания стекловолокна с добавками  $U_3O_8$  под действием радиационного потока [126]. На рис. 8.20 представлена схема эксперимента по предлагаемому методу. В оптический световод диаметром 50–100 мкм направляется импульс лазера ( $\tau \approx 1$  нс) с энергией  $E_n > 10$  мкДж. Световод длиной 10–30 м закручивается в спираль вокруг термоядерной микросферы (минимальный радиус спирали 0,1 см, максимальный – 2 см). Световодная спираль помещается в защитный алюминиевый полый диск, выход световода направляется к регистрирующей электронно-оптической камере, к которой подводится также контрольный световод равной длины, а также опорный сигнал прихода греющего лазерного импульса на мишень. Сравнение интенсивностей контрольного и рабочего сигналов позволяет исследовать динамику нейтронной эмиссии. Оценка минимального нейтронного потока, регистрируемого этим методом, дает значение  $N_n \approx 10^{12}$ .

**8.5.5. Регистрация изображений нейтронного маятника.** В связи с малым сечением взаимодействия термоядерных нейтронов проблема создания метода регистрации нейтронных изображений не может решаться традиционными средствами. Так, при исследовании камерь-обскуры [127] необходимо использовать толстые поглотители (толщиной 5–10 см) для получения удовлетворительного контраста в изображении, что приводит при стремлении получить хорошее пространственное разрешение к сложностям в юстировке. Кроме того, ограничение апертуры при заданном относително невысоком нейтронном выходе предъявляет жесткие требования к чувствительности детектора (оценка минимального  $N_n$  для пространственного разрешения 10 мкм дает  $10^{14} - 10^{15}$ ).

С целью увеличения апертуры для регистрации нейтронного изображения были предложены методы восстановления эмиссионной функции распределения источника по теневой картине края плоского или кругового непрозрачного объекта необходимой толщины [128, 129]. Проведенные расчеты по разработанным проектам дали следующие результаты. Для круговой диаграммы диаметром 50 мкм, расположенной на расстоянии 2,5 см от мишени и 20 м от детектора [128], с помощью детекторной матрицы  $40 \times 40$  элементов (сцинтилляционные счетчики сечением  $2 \times 2$  мм<sup>2</sup> и толщиной 100 мм) возможно восстановить изображение источника с  $\Delta x =$

$\approx 10$  мкм, причем необходимо иметь нейтронный выход не менее  $5 \cdot 10^{10}$  для регистрации одного разрешаемого элемента. Отмечается, что проблема малого отношения сигнал/шум снимается при нейтронном выходе  $N_n > 10^{14}$ .

Более сложное устройство – нейтронная зонная пластина, проект которой разработан в [129], представляет собой набор чередующихся усеченных конусов из алюминия и золота, концентрически вставленных друг в друга. Пропускание зонной пластины толщиной 5 см для D – T-нейтронов имеет пространственную модуляцию 46%. Для получения пространственного разрешения 10 мкм по объекту размером 30 мкм требуется пластина из 100 зон с шириной крайней зоны 5 мкм, расположенная на расстоянии 50 см от мишени и 250 см от детектора. При эффективности детектора 1% для обеспечения отношения сигнал/шум более 10 необходим нейтронный выход  $N_n > 2,5 \cdot 10^{12}$ .

В заключение этой главы отметим, что развитие методов корпускулярной диагностики, решающих различные по своей направленности задачи исследования энергетических распределений компонент лазерной плазмы, происходит на основе комплексного подхода, обусловленного специфичностью изучаемого объекта. Применяемая в современных экспериментах масс-спектрометрическая техника достигла высокого уровня совершенства, тем не менее детальное понимание процессов нагрева и сжатия термоядерных мишеней требует получения точных количественных данных о каждой из компонент плазмы в максимально широком энергетическом диапазоне, а также о направленности разлета частиц. Отсюда вытекает необходимость увеличения числа одновременно используемых приборов, что выдвигает задачу многоканальной регистрации и оперативной обработки результатов, которая не может быть успешно решена без привлечения средств автоматизации. Именно на пути создания автоматизированных масс-спектрометрических комплексов будет достигнут более высокий уровень информативности корпускулярных методов.

## ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСА ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ, НАГРЕВАЕМОЙ ЛАЗЕРОМ

При проведении исследований по лазерному термоядерному синтезу одним из наиболее важных является вопрос изучения баланса энергии [1–3], т.е. определения поглощенной плазмой энергии и всех видов потерь, их зависимостей от условий эксперимента. Корректное проведение таких исследований представляет определенные экспериментальные трудности. В данной главе будут рассмотрены разработанные методы, позволяющие проводить такие измерения, проанализированы условия их применения и особенности диагностической аппаратуры.

### § 9.1. Калориметрические методы исследования баланса энергии

Баланс энергии при облучении мишеней можно представить в следующем виде:

$$E_{\text{л}} = E_{\text{F}} + E_{\text{r}} + E_{\text{t}} + E_{\text{ab}}, \quad (9.1)$$

где  $E_{\text{л}}$  – энергия лазерного излучения,  $E_{\text{F}}$  – потери лазерной энергии на френелевское отражение в системе сведения пучков на мишень и элементах диагностической аппаратуры,  $E_{\text{r}}$  – доля энергии, заключенная в отраженном от плазмы и рефрагированном на плазменной короне излучении,  $E_{\text{t}}$  – энергия излучения, прошедшего мимо плазмы,  $E_{\text{ab}}$  – поглощенная плазмой энергия.

В настоящее время для измерения энергетического баланса и определения поглощенной энергии применяются два калориметрических метода [4–11], которые обсуждаются в данном параграфе.

**9.1.1. Метод измерения лазерной энергии и всех энергетических потерь.** Первый калориметрический метод заключается в определении поглощенной плазмой энергии  $E_{\text{ab}}$  в соответствии с выражением (9.1) путем непосредственного измерения лазерной энергии  $E_{\text{л}}$  и всех энергетических потерь, обусловленных френелевским отражением  $E_{\text{F}}$ , рефракцией  $E_{\text{r}}$  и прохождением излучения мимо мишени  $E_{\text{t}}$ . Энергия на выходе лазерной установки  $E_{\text{л}}$  может быть измерена с использованием калориметров, на которые отводится определенная часть энергии в каждом из лазерных пучков. При этом как доля лазерной энергии, отводимой на калориметры для измерения  $E_{\text{л}}$ , так и отношение  $E_{\text{F}}/E_{\text{л}}$ , не зависят от самой величины

$E_{\text{л}}$  и требуют фактически разовых контрольных измерений. Таким образом, измерение лазерной энергии, вошедшей в камеру взаимодействия:  $E_c = E_{\text{л}} - E_F$ , как правило, не представляет ни методических, ни технических трудностей.

Сложнее обстоит дело с измерением составляющих энергетического баланса  $E_r$  и  $E_t$ , связанных с потерями излучения на рефракцию и прохождение части пучка мимо плазмы. В реальном эксперименте имеется полный набор углов падения излучения на плазму сферической мишени, что приводит к значительной рефракции и выходу части излучения из плазмы без поглощения. Но даже излучение, достигшее плотных областей вблизи критической плотности (где поглощение максимально), испытывает рассеяние как за счет классического, так и вынужденных процессов. В итоге вокруг мишени формируется результирующая диаграмма направленности рассеянного и рефрагированного излучения, обусловленная вкладом всех греющих пучков и имеющая сложную форму. Поэтому при измерении величины  $E_r$  в каждом конкретном эксперименте необходим методический анализ минимально допустимого числа пространственных точек измерения вокруг мишени для обеспечения определенной точности.

Калориметры, измеряющие данный вид потерь  $E_r$ , должны быть чувствительны к излучению вблизи основной частоты лазера для детектирования рефрагированного и отраженного от плотной плазмы излучения, а также рассеянного за счет ВРМБ. Кроме того, необходимо обеспечить чувствительность детекторов в диапазоне  $(0,5 \div 1) \omega_0$ , в котором может рассеиваться существенная доля энергии за счет процесса ВКР. Что касается рассеяния на частотах возбуждаемых в плазме гармоник  $2\omega_0$ ,  $3/2\omega_0$ ,  $3\omega_0$  и т.д., то коэффициенты трансформации в них лазерного излучения даже при больших потоках ( $q_0 = 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>) не превышают  $10^{-4}$  [3].

При размерах пучков лазера в области мишени, превышающих ее диаметр, имеет место прохождение части излучения  $E_t$  мимо плазмы. Эти потери могут быть измерены калориметрами, установленными за мишенью.

Таким образом, возможно непосредственное калориметрическое измерение как лазерного излучения, так и всех энергетических потерь, а значит, и определение в соответствии с уравнением (9.1) поглощенной плазмой энергии.

**9.1.2. Метод сравнительных калориметрических измерений.** Лазерная энергия, поглощенная в плазме, в конечном счете превращается в энергию разлетающегося вещества мишени и собственного электромагнитного излучения нагретой плазмы, основная доля которого при температурах 0,1–10 кэВ приходится на область мягкого рентгеновского излучения. Таким образом, измерения энергии разлетающихся частиц плазмы  $E_{\text{рл}}$  и ее собственного излучения  $E_{\gamma}$  позволяют определить поглощенную энергию.

Методы таких измерений будут рассмотрены в следующем параграфе. Вместе с тем существует простой калориметрический метод определения поглощенной энергии  $E_{\text{рл}} + E_{\gamma}$ , основанный на сравнении показаний двух близкорасположенных датчиков — открытого и закрытого защитным стеклом и светофильтрами [4–9]. При этом закрытый светофильтрами датчик регистрирует только рефрагированную энергию  $E_r$ . Открытый же датчик измеряет суммарную энергию  $E_{\text{рл}} + E_{\gamma} + E_r$ . Действительно, рент-

геновское излучение плазмы с  $T_e \approx 0,3 \div 0,9$  кэВ (см. гл. 5) в предположении максвелловского распределения электронов по скоростям имеет коротковолновую границу в области  $2-0,7$  Å и максимум интенсивности в диапазоне  $20-7$  Å и практически полностью поглощается медной фольгой толщиной 50 мкм. Кроме того, фольга поглощает значительную часть частиц плазмы с энергиями до 200 кэВ [12], а при специальной обработке поверхности — практически все попадающее на нее лазерное излучение. Поэтому сравнение показаний датчиков дает величину  $E_{p1} + E_\gamma$ .

Достоинством данного калориметрического метода является то, что при близком расположении открытого и закрытого датчиков существенно уменьшается влияние неизотропности диаграммы направленности рефрактированного излучения на получаемые результаты, а диаграмма направленности рентгеновского излучения и разлета частиц плазмы отличаются гораздо большей изотропностью. Так что наличие в вакуумной камере даже одной пары таких датчиков позволяет с достаточной точностью определить поглощенную плазмой энергию.

**9.1.3. Экспериментальная реализация калориметрических методов измерения баланса энергии. Измерительный комплекс.** При использовании описанных выше калориметрических методов на различных установках конструктивное исполнение датчиков и электронных систем регистрации их сигналов отличается большим разнообразием [4-11, 13-32], однако это не является принципиальным при использовании указанных методов. Поэтому ниже для иллюстрации мы остановимся на конкретной реализации калориметрических методов в экспериментах по нагреву оболочечных мишеней на девятиканальном неодимовом лазере "Кальмар" в ФИАН СССР [4-7].

Измерения баланса энергии на этой установке проводились с помощью комплекса калориметрических датчиков и регистрирующей аппаратуры [4, 6, 7]. Схема взаимного расположения греющих пучков и датчиков представлена на рис. 9.1. Измерение лазерной энергии на выходе каждого из девяти каналов установки осуществлялось калориметрами 3 с объемным поглощением в приемном теле, которым являлось стекло ИС-11. На эти калориметры отводилась определенная часть (примерно 5%) лазерного излучения, отраженного от первых компонент двухлинзовых фокусирующих систем.

Существенная особенность калориметров заключается в том, что их приемные элементы являются неселективными поглотителями в спектральном интервале  $0,5-1,8$  мкм и обладают повышенной стойкостью к плотности потока лазерного излучения. Они выдерживают потоки до  $3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> при наносекундных длительностях импульса, что значительно превышает критические плотности потоков для калориметров с поверхностным поглощением. При чувствительности 0,3 мВ/Дж калориметры позволяют проводить измерения энергии в диапазоне 0,1-100 Дж с погрешностью относительных измерений не более 3%.

Часть лазерной энергии  $E_t$  проходила мимо плазмы. Эта доля непоглощенной энергии измерялась в трех греющих пучках (из девяти) такими же калориметрами 4 (рис. 9.1), установленными за диагностическими окнами, диаметрально противоположными тем, через которые вводилось лазерное излучение в камеру.

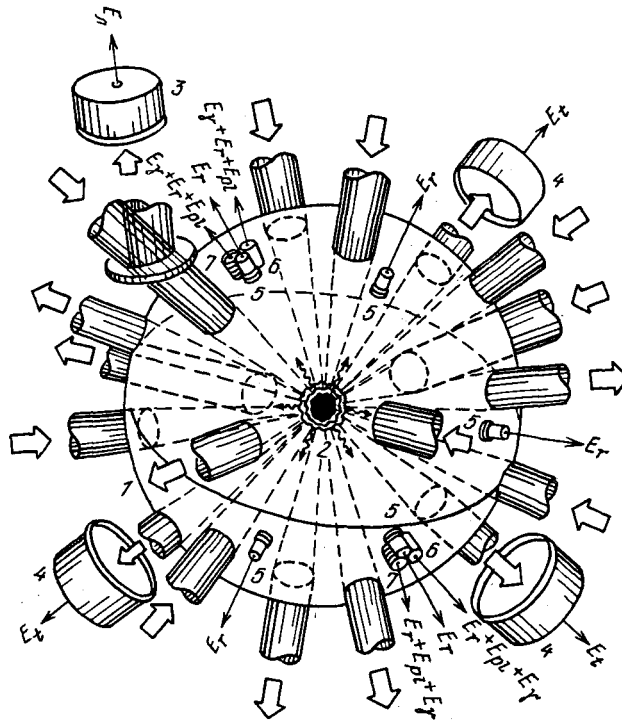


Рис. 9.1. Схема взаимного расположения пучков и калориметрических датчиков в экспериментах [4–7]: 1 – вакуумная камера, 2 – мишень, 3, 4 – калориметры с объемным поглощением, 5 – закрытые фильтрами калориметры ВЧДМ, 6 – открытые фильтрами калориметры ВЧДМ, 7 – открытые калориметры ДГ; стрелки указывают греющие и прошедшие мимо мишени пучки

Для регистрации электрических сигналов с большого количества указанных калориметров использовалась многоканальная электронная измерительная система МИС-20 с памятью, коммутацией, компенсацией начального уровня усилителей и дрейфа калориметрических датчиков, прецизионным цифровым вольтметром и цифропечатающим устройством.

Величина  $E_F$  измерялась и рассчитывалась с учетом всех потерь на отклоняющей и фокусирующей оптике и составляла около 28,4% от лазерной энергии  $E_L$ . Соответственно энергия, поступившая в вакуумную камеру  $E_C$ , составляла около 71,6% энергии  $E_L$ .

Измерения энергии рассеянного и рефрактированного излучения  $E_r$  осуществлялись посредством малогабаритных высокочувствительных (20 мВ/Дж) датчиков (ВЧДМ). Приемным телом калориметра служила медная фольга с коэффициентом поглощения излучения 95% в спектральном диапазоне 0,2–11 мкм. При измерении величины  $E_r$  на корпуса калориметров ВЧДМ устанавливались насадки с набором цветных светофильтров с максимумом пропускания на длине волны  $\lambda \approx 1,06$  мкм. Для измерения энергии  $E_r$  внутри вакуумной камеры были помещены пять таких калориметров 5 (рис. 9.1) в областях, не находящихся под воздействием прошедшего мимо плазмы греющего излучения. Кроме того,

использовались два калориметра типа ВЧДМ для измерения отраженного назад в апертуры двух фокусирующих систем излучения. Сигналы калориметров ВЧДМ после усиления регистрировались самописцами Н-39.

На основании измерений составляющих баланса энергии  $E_n$ ,  $E_F$ ,  $E_t$  и  $E_r$  в соответствии с выражением (9.1) определялась поглощенная энергия  $E_{ab}$ .

Для реализации на установке "Кальмар" второго калориметрического метода определения  $E_{ab}$  в непосредственной близости к двум расположенным внутри вакуумной камеры, закрытым светофильтрами датчикам ВЧДМ помещались два открытых калориметра ВЧДМ б (рис. 9.1) и два калориметра ДГ 7 (рис. 9.1). Последние были сконструированы для осуществления более эффективной передачи энергии частиц приемному телу датчика.

Погрешность определения поглощенной энергии первым калориметрическим методом зависит от точности измерения составляющих выражения (9.1). При этом погрешность измерения  $E_n$  определялась случайной ошибкой, даваемой калориметрами, и не превышала 5%. Поскольку величина  $\bar{E}_t$  рассчитывалась исходя из измерений прошедшей энергии по трем пучкам с экстраполяцией на все греющие пучки, то за погрешность определения  $\bar{E}_t$  можно принять разброс измерений отдельных калориметров относительно  $\bar{E}_t$ , который не превышал 20%. Аналогично за относительную погрешность определения  $\bar{E}_r$  можно принять отклонение результатов измерений отдельных калориметров от величины  $\bar{E}_r$ , которое не превышало 25%. Таким образом, точность определения величины  $E_{ab}$  была не хуже 30%.

**9.1.4. Калориметрические измерения при высокой неоднородности рассеяния лазерного излучения.** В условиях экспериментов при многопучковом облучении мишеней ввиду сглаживания суммарной диаграммы направленности рассеянного и рефрагированного излучения для измерения этого вида потерь оказывается достаточным использования лишь нескольких малогабаритных калориметров, расположенных в различных точках вакуумной камеры. В случае же малого числа греющих пучков возникает необходимость использования измерительной аппаратуры с большой эффективной апертурой регистрации. Так, в экспериментах с одним лазерным пучком стремление увеличить телесный угол регистрирующей системы привело, например, к разработке в Ливерморской лаборатории им. Лоу-

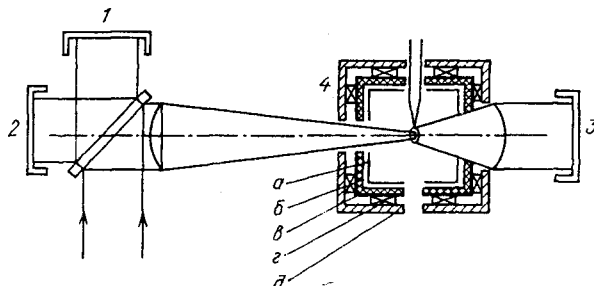


Рис. 9.2. Схема расположения диагностической аппаратуры для измерения баланса энергии в экспериментах [10, 11]: 1, 2, 3 – калориметры для измерения энергии падающего излучения, рассеянного назад в апертуру линзы и прошедшего мимо плазмы; 4 – кубический калориметр для измерения рассеянного излучения в остальную часть полного телесного угла (а – ионная защита, б – поглотитель, в – медная пластина, г – термoeлектрический модуль, д – теплозащита и корпус)



ренса (США) калориметра, который измеряет рассеянное и рефрагированное излучение в телесном угле, составляющем 79,5% полного угла  $4\pi$  стерадиан [10]. Облучаемая мишень помещается внутри такого калориметра, имеющего корпус кубической формы, с внутренней стороны которого размещены поглотители на основе стекла ВГ-18 с термобатареями (рис. 9.2). Рассеянное назад в апертуру фокусирующей линзы и прошедшее мимо мишени излучение измеряется обычными калориметрами [10, 11]. Недостатком такого калориметра, перекрывающего почти все пространство вокруг мишени, является невозможность одновременного применения других диагностик лазерной плазмы, что обуславливает его использование лишь в некоторых отдельных экспериментах.

Представляет интерес и альтернативный подход к измерению энергии рассеянного и рефрагированного излучения в случае неизотропной диаграммы его направленности, состоящий в измерении энергии детекторами, охватывающими малую часть пространства, но с предварительной изотропизацией диаграммы направленности с помощью так называемой сферы Ульбрихта. Такой подход был реализован в экспериментах с однолучковым йодным лазером "Астерикс III" для измерения коэффициента пропускания малым отверстием в плоской фольге сфокусированного лазерного пучка [33] и коэффициента поглощения излучения полый сферической мишенью при облучении ее внутренней поверхности сквозь малое отверстие [33, 34].

Сфера Ульбрихта представляет собой полый шар, покрытый изнутри специальной краской (содержащей  $BaSO_4$ ) с большим коэффициентом отражения (96%) в диапазоне длин волн 0,3–1,3 мкм. Многократные переотражения излучения внутри сферы приводят к высокой степени изотропизации пространственных характеристик поля излучения. Вследствие этого оказывается достаточным расположить внутри полости (в стенке сферы) один или два датчика (например, калориметра) и провести пересчет их

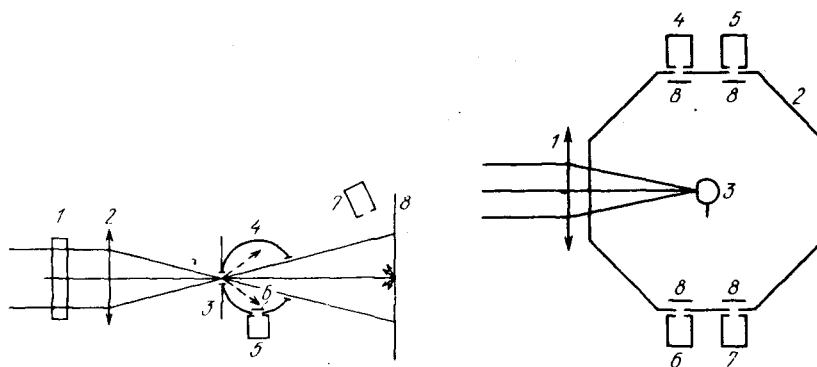


Рис. 9.3. Схема измерения коэффициента пропускания отверстием в фольге сфокусированного лазерного пучка [33]: 1 – светофильтры, 2 – фокусирующая линза, 3 – фольга с отверстием, 4 – сфера Ульбрихта, 5 – детектор, 6 – экран, 7 – детектор, 8 – рассеивающий экран

Рис. 9.4. Схема измерения коэффициента поглощения лазерного излучения в полый сферической мишени [33, 34]: 1 – фокусирующая линза, 2 – сфера Ульбрихта, 3 – мишень с отверстием, 4–7 – детекторы, 8 – экраны

показаний на телесный угол  $4\pi$  стерадиан для того, чтобы измерить полную энергию излучения, первоначально упавшего на внутреннюю поверхность сферы Ульбрихта.

В экспериментах [33] с тонкими фольгами сфера Ульбрихта располагалась вплотную к исследуемому отверстию и измеряла излучение, рефрагированное на плазме, сформировавшейся внутри отверстия (рис. 9.3). Неотклоненное излучение покидало сферу без взаимодействия с ней и измерялось (после рассеяния плоским экраном) дополнительными калориметрами. Это позволяло провести полные измерения баланса энергии в данных экспериментальных условиях. В случае же опытов с полыми оболочками [33, 34] по программе "радиационной гидродинамики" облучаемая мишень помещалась в центре сферы Ульбрихта, которая регистрировала все излучение, не вошедшее внутрь мишени и представляющее собой энергетические потери (рис. 9.4).

## § 9.2. Методы прямого измерения поглощенной энергии

Наряду с описанными выше калориметрическими методами поглощенная плазмой энергия может быть определена прямыми измерениями энергии, заключенной в горячей плазме, т.е. энергии разлетающихся частиц и ее электромагнитного излучения.

**9.2.1. Измерение кинетической энергии разлетающейся плазмы.** При реализации прямого метода определения поглощенной энергии кинетическая энергия ионов может быть получена из масс-спектрометрических и ионно-коллекторных измерений [8, 13, 35–37] (см. гл. 8). Как отмечалось в гл. 8, коллекторы ионов разлетающейся в вакуум плазмы регистрируют временную зависимость тока, протекающего через коллектор при попадании ионов на его поверхность. Скорость  $v_i$  ионов определяется по времени пролета расстояния мишень – коллектор, и для определения количества энергии, заключенной в интервале скоростей  $dv_i$ , необходимо знать массу ионов, т.е. их число и химический состав. Таким образом, основная задача состоит в том, чтобы по амплитуде тока ионного коллектора, учтя поправки на вторичную электронную эмиссию, вычислить число ионов с эффективными значениями атомного номера и заряда, что, как правило, не удается осуществить без привлечения других средств корпускулярной диагностики. Поэтому, несмотря на широкое распространение коллекторного метода определения энергии разлетающейся плазмы, отсутствие экспериментального определения указанных величин с помощью дополнительной масс-спектрометрической аппаратуры может привести к значительным ошибкам в интерпретации измерений ионными коллекторами. Так, например, в работе [38] при облучении полиэтиленовой мишени сигнал быстрых ионов отождествляется с ионами углерода, хотя, как выяснилось в дальнейших исследованиях [39], эту группу ионов составляли исключительно протоны. В связи с этим истинное значение энергии ионов в данном скоростном интервале оказалось значительно меньшим, и соотношение составляющих энергетического баланса было скорректировано.

**9.2.2. Измерение энергии рентгеновского излучения плазмы.** Для диагностики поглощенной энергии необходимо измерение собственного излу-

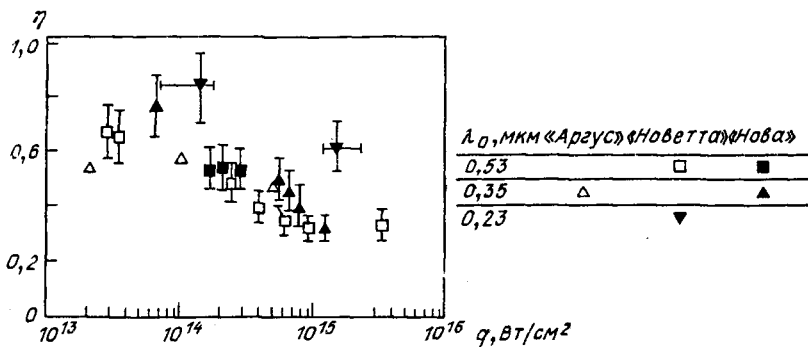


Рис. 9.5. Коэффициент трансформации лазерного излучения в рентгеновское на установках Ливерморской лаборатории (США) [46]

чения плазмы, вообще говоря, в широкой спектральной области – от инфракрасного до жесткого рентгеновского диапазонов. Однако, как отмечалось выше, основная часть энергии теплового излучения плазмы при типичных температурах от долей до единиц килоэлектронвольт приходится на область мягкого рентгеновского излучения ( $\lambda \sim 1 \div 100 \text{ \AA}$ ). Действительно, как следует из рис. 5.1, интенсивность излучения на длинах волн 1 и 100  $\text{\AA}$  уже на 2–3 порядка ниже чем на 10  $\text{\AA}$ , где находится максимум интенсивности (при  $T_e \approx 0,5 \text{ кэВ}$ ).

Как показывают многочисленные измерения [21, 40–51] (см. также гл. 5), коэффициент трансформации лазерного излучения в мягкое рентгеновское в определенных условиях может достигать нескольких десятков процентов. Так, для коротковолнового лазерного излучения (3-я и 4-я гармоники неодимового лазера), плотностей потока  $q_0 \approx 10^{14} \text{ Вт/см}^2$  и мишеней с большим атомным номером коэффициент трансформации в излучение в диапазоне  $h\nu < 1 \text{ кэВ}$  на установках "Новетта" и "Нова" [42, 46] составил около 80% (рис. 9.5). В экспериментах на 2-й гармонике Nd-лазера (см. [45] (установка "Гекко IV") и [49]), а также в экспериментах на Krf-лазере [47] значения этого коэффициента достигали 50%. Таким образом, при определенных условиях в рентгеновском излучении может быть заключена значительная (и даже основная) доля поглощенной энергии.

Проблема регистрации рентгеновского излучения и измерения его энергетических, спектральных, пространственных и временных характеристик подробно обсуждалась в главах 5 и 6. Исследование этих характеристик излучения позволяет получать обширную информацию как о параметрах самой плазмы, так и о физике протекающих в ней процессов. Вместе с тем для определения баланса энергии основной интерес представляют именно энергетические характеристики излучения плазмы и в конечном счете значение полной энергии, испущенной плазмой в телесный угол  $4\pi$  стерадиан. Общая задача определения этой энергии распадается на несколько частей:

- 1) выделение исследуемого спектрального диапазона;
- 2) калибровка детекторов и всего измерительного тракта;

3) восстановление истинных спектрально-энергетических характеристик излучения.

В настоящее время разработаны и применяются в экспериментальной практике фактически три подхода к реализации энергетических измерений мягкого рентгеновского излучения, которые обсуждаются ниже.

*Интегральные по спектру измерения.* Первый подход основан на использовании рентгеновских детекторов, чувствительность которых практически постоянна в широком спектральном диапазоне (от единиц до сотен ангстрем) с предварительным выделением этого диапазона из всего спектра теплового излучения плазмы. К таким детекторам относятся калориметры [48, 52] и болометры [52, 53]. В одних под действием нагрева приемного тела, соединенного с набором термопар, наводится измеряемая термо-ЭДС, а в других нагрев приводит к увеличению сопротивления проводников, измеряемому в опыте. Поглощательная способность приемного тела таких детекторов из элементов с большим атомным номером практически не зависит от энергии кванта в диапазоне от десятков электронвольт до нескольких килоэлектронвольт (рис. 9.6а) [54], так что их интегральная по спектру чувствительность не зависит от формы спектра в указанном диапазоне. Поэтому можно провести абсолютную калибровку детекторов, которая будет справедлива для любого спектра измеряемого излучения.

В качестве примера остановимся на реализации измерений рентгеновского излучения в экспериментах [48] на установке "Гекко IV". Конструкция калориметра приведена на рис. 9.6б. Поглотителем является тонкий (25 мкм) танталовый диск, находящийся в тепловом контакте с батареей термопар. Между этими двумя элементами расположены электрический изолятор и калибровочное сопротивление. Последнее используется для электрической калибровки детектора путем нагрева сопротивления (а от него батареи термопар) током определенной мощности.

Между исследуемой плазмой и калориметром установлены плоские постоянные магниты, создающие поле 1,6 кГс, отклоняющее ионы от пря-

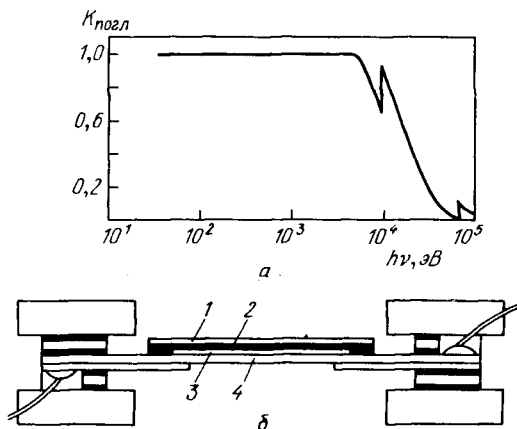


Рис. 9.6. Типичный вид зависимости поглощательной способности приемного тела рентгеновского калориметра [54] (а) и один из вариантов конструкции калориметра [48] (б) (1 – приемное тело, 2 – изолятор, 3 – калибровочное сопротивление, 4 – батарея термопар)

мого попадания в детектор. Это необходимо для предотвращения рентгеновской эмиссии приемного тела под действием частиц плазмы. Перед входом в калориметр установлены поглотители, отсекающие рассеянное плазмой излучение и пропускающие рентгеновские кванты с энергией выше 0,1 кэВ. Для повышения надежности измерений использовался блок из четырех калориметров, перекрытых различными комбинациями фильтров.

Поскольку длина пути распространения теплового потока до батареи термопар от калибровочного сопротивления меньше, чем от приемного тела (рис. 9.6б), то возможна ошибка при калибровке. Поэтому кроме электрической использовалась и прямая калибровка с помощью нагрева приемного тела излучением импульсного He — Ne-лазера. Последняя дала несколько меньшие значения чувствительности (2–3 мкВ/мкДж) по сравнению с первой, которые, по-видимому, ближе к истинному значению, поскольку при такой калибровке моделируются условия реального эксперимента. Что касается фильтров, то зависимости их пропускания от энергии квантов для каждой из используемых комбинаций поглотителей определялись расчетным путем, а затем по полученным функциям пропускания вычислялось интегральное по спектру значение пропускания, используемое при расчете рентгеновской эмиссии плазмы по показаниям калориметров.

Полученные с помощью описанной аппаратуры значения коэффициента преобразования лазерного излучения ( $\lambda \approx 0,53$  мкм) в рентгеновское при облучении мишеней из золота [45, 48] находились в согласии с результатами измерений другими методами.

Техническое исполнение конструкции калориметров может быть весьма разнообразным и отличаться от описанного выше (см., например, [52]). Однако общим является наличие четырех элементов, расположенных в определенной последовательности, — приемного тела, электрического изолятора, калибровочного сопротивления и батареи термопар. В болометрах, также применяемых для измерения энергии рентгеновского излучения [49, 52, 53], последний элемент отсутствует, а сопротивление используется как для целей электрической калибровки (пропусканием тока определенной мощности), так и для определения самого нагрева приемного тела (измерением зависящей от температуры проводимости этого сопротивления). Для сравнения с калориметрами отметим, что чувствительность болометра с приемным телом из тонкой ( $\sim 4$  мкм) золотой фольги [49, 53] была 5 мкВ/эрг, что более чем на порядок превышает чувствительность калориметра [48], а минимальный предел регистрируемой энергии составлял 0,025 эрг. Данный болометр использовался как для калибровки рентгеновской фотоэмульсии [53], так для измерения коэффициента преобразования лазерного излучения в рентгеновское [49].

Наряду с калориметрами и болометрами следует отметить еще один детектор — термолюминесцентный (ТЛД), чувствительность которого не зависит от энергии кванта в диапазоне  $10^2$ – $10^7$  эВ [55]. Этот детектор представляет собой "запоминающий" сцинтиллятор, который высвечивает запасенную энергию возбуждающего рентгеновского излучения при термической обработке. Высвечиваемая в оптическом диапазоне энергия может быть измерена с помощью специальной аппаратуры, что дает возможность с хорошей точностью определить энергию, попавшую в ТЛД в экспе-

рименте. Эффективность такого детектора в указанном диапазоне энергий квантов близка к 100%. В гл. 5 описано использование ТЛД также и для измерения спектра излучения в диапазоне  $h\nu > 5$  кэВ, но наиболее часто ТЛД применяется именно для интегральных по спектру энергетических измерений [9, 35, 56, 57].

*Измерения со спектральным разложением излучения.* Вторым, альтернативным подходом к измерению энергии рентгеновского излучения является подход, основанный на предварительном разложении исследуемого излучения в спектр с помощью спектрографов различных схем и регистрации его детекторами, чувствительность которых, вообще говоря, зависит от энергии квантов. При этом фактически проводятся абсолютные измерения спектра рентгеновского излучения, на основе которых определяется полная энергия излучения путем интегрирования спектрального распределения в измеренном диапазоне.

В качестве диспергирующих приборов в таких измерениях используются спектрографы скользящего падения [43, 58–60] и спектрографы на основе пропускающих дифракционных решеток [45, 49, 53, 61, 62], обеспечивающие достаточную обзорность спектра, а для регистрации излучения применяются рентгеновские фотозмульсии [43, 49, 53, 58, 59, 62] и микроканальные детекторы [60, 62]. При такой схеме измерений необходима абсолютная калибровка спектральной чувствительности измерительного тракта, что обусловлено зависимостью от длины волны коэффициента отражения (пропускания) диспергирующих элементов, характеристик передающей оптики и чувствительности детекторов. Способы такой калибровки обсуждались в гл. 5 и требуют, вообще говоря, специальных источников рентгеновского излучения с контролируруемыми спектральными и энергетическими характеристиками.

На практике возможен и промежуточный из двух описанных выше вариантов реализации энергетических измерений, а именно использование нечувствительного к изменению энергии кванта детектора в сочетании со спектрографом, выделяющим нужный спектральный диапазон. Так, в исследованиях [53] в серии идентичных опытов проводилось сканирование болометра вдоль направления дисперсии спектрографа с пропускающей решеткой. Это позволило с учетом функции пропускания решетки от длины волны и влияния вклада высших дифракционных порядков провести абсолютные измерения спектра, а по ним определить коэффициент преобразования падающего излучения в рентгеновское ( $40 \pm 10\%$ ). Отметим, что энергию рентгеновского излучения в условиях эксперимента [53] можно было бы измерить и в единичном опыте, поместив болометр на таком расстоянии от пропускающей решетки, чтобы в его апертуру умещался весь спектральный диапазон, в котором чувствительность болометра не зависит от энергии кванта. Это легко сделать ввиду зависимости дисперсии от расстояния между решеткой и плоскостью регистрации.

Коротковолновая граница рабочего диапазона указанных типов спектрографов составляет несколько ангстрем, причем на спектрографах скользящего падения участок спектра для длин волн короче  $15\text{--}20$  Å возможно регистрировать лишь при малых углах скольжения (около  $1\text{--}2^\circ$ ), когда юстировка прибора становится крайне затруднительной. Поэтому на прак-

тике абсолютное построение спектра излучения в диапазоне от долей ангстрема до сотен ангстрем может выполняться сочетанием описанных измерений (со спектрографом) и метода поглотителей (см. гл. 5) для коротковолнового излучения. Примером этого могут служить эксперименты [59] (рис. 9.7), в которых спектрограф скользящего падения использовался в диапазоне 20–200 Å, метод поглотителей – в диапазоне 0,5–7 Å, а в интервале 7–20 Å энергия излучения оценивалась по почернению фотозульсии за тонким Ве-фильтром (18 мкм). Полная энергия электромагнитного излучения плазмы составила 3–5 % (от поглощенной лазерной), причем основная доля ее (65 %) приходилась на интервал 7–20 Å, соответствующий максимальным значениям спектральной интенсивности (рис. 9.7).

*Измерения в дискретных спектральных интервалах.* Третий вариант реализации энергетических измерений рентгеновского излучения основан на выделении дискретных узких спектральных интервалов посредством К-краевых фильтров и регистрации излучения в этих интервалах отдельными детекторами, например фотодиодами. В результате последующей экстраполяции полученных данных на весь спектр проводится определение полной энергии рентгеновского излучения, попавшего в апертуру регистрации. Такая многоканальная измерительная система, называемая спектрометром Данте, использовалась, например, в экспериментах на установке "Нова" (10 каналов регистрации с энергиями квантов от 0,19 до 1,56 кэВ) [42, 46] и "Гекко IV" ( $h\nu \approx 0,1 \div 1$  кэВ) [45].

Рис. 9.7. Спектральное распределение рентгеновского излучения, полученное экспериментально (1) и расчетным путем (2) [59]

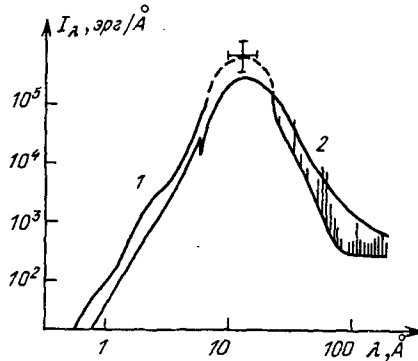
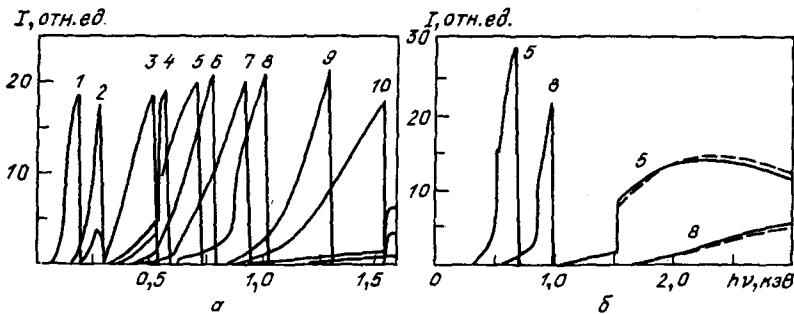


Рис. 9.8. Спектральная функция отклика рабочих каналов регистрации (1–10) в спектрометре Данте [42, 46] (а), а также отдельно двух каналов (5, 8) (сплошная линия) и соответствующих дополнительных каналов (штриховая линия), применяемых для коррекции измерений (б)



Корректное выделение нужного спектрального интервала в каждом измерительном канале такого спектрометра проводится с учетом селективных свойств самих детекторов и является непростой задачей. Так, в [42, 46] в каждом канале используется до четырех различных фильтров и подбирается соответствующий материал катода рентгеновского фотодиода (Al, Ni, Cr). Кроме того, для выделения узкого окна пропускания фильтров в указанной выше области (рис. 9.8*a*) необходимо подавление пропускания в области больших энергий квантов ( $h\nu > 1,5$  кэВ), поскольку чувствительность фотодиодов, уменьшающаяся с ростом энергии квантов, остается все же заметной в этой области. Для этого в [46] в каналах 1–4 с малыми энергиями квантов ( $h\nu \approx 0,19 \div 0,58$  кэВ) используется отсечка жестких квантов при скользящем отражении от зеркала, а в каналах 5–8 с большими энергиями ( $h\nu \approx 0,71 \div 1,02$  кэВ) проводится специальная коррекция показаний детекторов. В последнем случае отсечка жестких квантов зеркалами невозможна из-за необходимости использовать слишком малые углы скольжения, что привело бы к очень большим размерам зеркал. Указанная коррекция осуществляется измерением в дополнительных каналах спектрометра жесткого излучения ( $h\nu > 1,5$  кэВ), пропускаемого фильтрами в рабочих каналах 5–8, и может достигать 50 % измеренной величины (рис. 9.8*б*). Согласно [42], отсутствие такой коррекции в измерениях на установках "Аргус", "Шива" и "Новетта" могло привести к завышению коэффициента трансформации лазерного излучения в рентгеновское.

Следует отметить, что как в данной схеме измерений, так и в схеме с разложением в спектр, описанной выше, проведение абсолютной спектральной калибровки регистрирующей аппаратуры представляет собой специальную и довольно трудоемкую задачу. Однако если такая калибровка выполнена, то обе схемы позволяют построить еще и сам спектр излучения, что невозможно при использовании схемы с интегральными по спектру измерениями.

Однако важно подчеркнуть, что в схеме с дискретной регистрацией в отдельных узких интервалах (спектрометр Данте) возможно получение лишь нескольких точек (по числу каналов) спектрального распределения, поскольку сигнал, регистрируемый в каждом канале, является результатом усреднения по определенному спектральному интервалу. Это является недостатком по сравнению со схемой, использующей диспергирующий элемент, в которой может быть получен истинный спектр, включая спектральные линии. Более того, в схеме с дискретной регистрацией из-за сложной формы функции пропускания фильтров в каждом канале спектрометра Данте (рис. 9.8, *a*) результат измерения интенсивности излучения в канале может быть различным в зависимости от положения спектральных линий излучения плазмы в пределах окна пропускания фильтров (в случае, если эти линии достаточно интенсивны по сравнению с континуумом). Действительно, при попадании интенсивных линий в максимум окна пропускания регистрируемый фотодиодом сигнал будет существенно больше, чем в случае, когда линии приходятся на длинноволновый край окна пропускания. Поэтому даже при тщательной абсолютной калибровке такой системы ее использование обладает, вообще говоря, принципиальным ограничением точности измерений. Это обстоятельство позволяет высказать сомнения



в достоверности ряда измерений коэффициента преобразования лазерного излучения в рентгеновское, выполненных с помощью таких многоканальных систем.

Выше в данном параграфе речь шла об измерении энергии рентгеновского излучения, пришедшего в апертуру регистрирующих приборов. Ясно, что, мультиплицируя измерительную аппаратуру в одиночном опыте [44] либо перемещая ее в пространстве вокруг мишени в серии идентичных опытов, можно тем самым определить диаграмму направленности рентгеновского излучения и с ее помощью пересчитать результаты измерений на полный телесный угол  $4\pi$  стерадиан. Так поступают в большинстве экспериментов с плоскими мишенями. Для сферических мишеней при облучении, близком к однородному, диаграмма направленности излучения плазмы отличается большей изотропностью, поэтому, как правило, ограничиваются измерениями в одном или малом числе направлений [54] с последующей экстраполяцией результатов измерений на полный телесный угол.

### 9.2.3. Специальный метод прямого измерения поглощенной энергии.

Как обсуждавшиеся выше методы прямого измерения поглощенной плазменной энергии, так и описанные в § 9.1 калориметрические методы (в особенности первый из них) обладают общим существенным недостатком, заключающимся в возможной ошибке определения поглощенной энергии при пересчете на полный телесный угол результатов измерений, проведенных в сравнительно малых телесных углах. Такая ошибка может быть достаточно большой в случае существенной анизотропии рассеянного [13, 14–17], рефрагированного и рентгеновского [63, 64] излучений, а также разлета частиц плазмы [65]. Увеличение в таком случае числа каналов регистрации, как это было сделано, например, в [4, 5, 44], снижает ошибку измерения, но не может полностью ее устранить, а регистрирующая аппаратура при этом существенно усложняется. Калориметры, аналогичные примененному в [10, 11], перекрывают большую часть полезного пространства вокруг мишени, что практически делает невозможным применение других диагностических методов. В этом смысле интерес представляет реализация метода прямого измерения поглощенной энергии, основанная на использовании тонкого пластикового

(поливинил ацетат) шара, окружающего мишень [35, 66] (рис. 9.9). При этом размер шара достаточно большой (диаметр 40 мм), поэтому греющее излучение не вызывает его разрушения из-за малой плотности потока на его поверхности. Используемый материал практически прозрачен для излучения Nd-лазера, так что греющее, рассеянное и рефрагированное излучения проходят сквозь шар, не поглощаясь, а плазменные частицы и рентгеновское излучение поглощаются в шар и вызывают его нагрев (рис. 9.9). Ввиду ма-

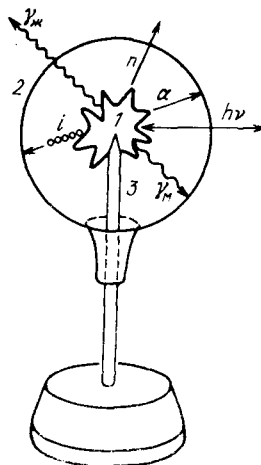


Рис. 9.9. Схема конструкции шарового пластикового калориметра, примененного в [35, 66]: 1 — плазма, 2 — пластиковый шар, 3 — держатель мишени

лой толщины стенки шара ( $\sim 10$  мкм) нагрев может быть таким, что становится доступным для измерения инфракрасным радиометром [35]. Измерения поглощенной энергии описанным методом, проведенные в экспериментах [35], дали результаты, согласующиеся с точностью до 20% с результатами измерений энергии ионов электростатическими коллекторами и рентгеновского излучения термолюминесцентными дозиметрами. Использование такого прозрачного для света шара, по-видимому, оставляет возможность для одновременного применения ряда оптических диагностик (таких, как исследование рассеянного излучения на основной частоте и частотах гармоник греющего излучения, оптическое зондирование плазмы и др.), но исключает корпускулярные и рентгеновские методы исследования.

### § 9.3. Определение поглощенной плазмой энергии по динамике движения ударной волны

Измерять поглощенную энергию по параметрам ударной волны в окружающем мишень остаточном газе впервые было предложено в работе [67]. Для этого предлагалось сравнивать экспериментальную  $(R - t)$ -диаграмму распространения такой волны с моделью мгновенного точечного взрыва [68]. При этом энергия ударной волны отождествлялась с поглощенной плазмой энергией. Проведенные позже исследования [69–71] показали, что существуют ряд трудностей при использовании этого метода, связанных в основном с недостатком сведений о физических процессах, происходящих при движении сильных ионизирующих ударных волн. Это привело к тому, что рассматриваемый метод до последнего времени почти не использовался для диагностики лазерной плазмы. Лишь в результате исследований [72–79] удалось разработать достаточно точный метод измерения энергии ударной волны  $E_0$  и определения по ней поглощенной плазмой энергии  $E_{ab}$ .

**9.3.1. Трансформация поглощенной энергии в энергию ударной волны.** Наряду с несомненными достоинствами данного метода, связанными с возможностью одноканальных измерений движения фронта ударной волны с помощью хорошо развитых оптических диагностик, он обладает и рядом недостатков. Основной из них – отсутствие однозначной связи энергии ударной волны  $E_0$  и поглощенной плазмой энергии лазера  $E_{ab}$ , что приводит к необходимости калибровочных измерений зависимости коэффициента преобразования  $\beta = E_0/E_{ab}$  от ряда параметров для конкретных экспериментальных условий с помощью других методов измерения поглощенной энергии (например, калориметрических). Кроме того, наличие в вакуумной камере взаимодействия остаточного газа делает невозможной одновременную реализацию масс-спектрометрических методов диагностики плазмы.

Энергия ударной волны  $E_0$ , вообще говоря, зависит не только от величины  $E_{ab}$ , но и от размера мишени и ее материала, а также от давления остаточного газа  $p$ :

$$E_0 = f(E_{ab}, R_0, \Delta R_0, \mu, p),$$

где  $R_0$ ,  $\Delta R_0$  – радиус и толщина стенки оболочечной мишени,  $\mu$  – молекулярная масса ее вещества. Однако в исследованиях [72–76] установле-

но, что величина  $E_0$  пропорциональна  $E_{ab}$ , а отношение  $\beta = E_0/E_{ab}$  не зависит от  $\Delta R_0$  и  $\mu$  и при давлениях остаточного газа, превышающих некоторое значение  $p^*$ , выражается линейной функцией радиуса мишени  $\beta = \xi R_0$ . При давлении газа  $p < p^*$  происходит монотонное убывание величины  $\beta$  с убыванием давления, что связано с резким увеличением объема прогреваемого слоя перед ударной волной. При этом энергия волны в значительной мере тратится на нагрев газа перед массовым фронтом. Оценка величины  $p^*$  может быть сделана на основе выражений, приведенных в [3, 75], и для условий экспериментов [72–75] дает значение  $p^* \approx 10$  Тор (для дейтерия), которое согласуется с изменениями [72–75].

Полученные в [74, 75] при давлениях остаточного газа значения  $\beta$  изменялись в диапазоне 0,15–0,8 в зависимости от размера сферических мишеней. Таким образом, было экспериментально показано, что всегда  $\beta < 1$ , т.е. кроме рассмотренных существуют еще "потери" поглощенной энергии (т.е. доля энергии  $E_{ab}$ , не передаваемая ударной волне), связанные с состоянием образующейся высокотемпературной плазмы. Эти "потери" могут составить: энергия излучения плазмы  $E_\gamma$ , энергия вещества мишени  $E_M$  к моменту начала адиабатического разлета ударной волны, энергия  $E_i$  частиц, вылетающих из плазмы без взаимодействия с волной. Однако при типичных для экспериментов по ЛТС потоках лазерного излучения  $q_0 \approx 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> энергия  $E_M$  составляет несколько процентов от энергии  $E_{ab}$ , так что поглощенная плазмой энергия в процессе формирования ударной волны трансформируется в основном в энергию самой волны, излучения плазмы и не взаимодействующих с волной частиц плазмы (в основном ионов), уносящих в условиях [72–78] от 40 до 70%  $E_{ab}$ .

Итак, задача измерения поглощенной плазмой энергии  $E_{ab}$  сводится, во-первых, к измерению самой энергии ударной волны  $E_0$  и, во-вторых, к получению калибровочных зависимостей отношения  $\beta = E_0/E_{ab}$  от условий эксперимента и прежде всего от размера изолированной мишени.

9.3.2. Измерение энергии ионизирующей ударной волны. Получение величины  $E_0$  на основе измерения динамических характеристик с использованием модели мгновенного точечного взрыва [67, 68] может привести к значительным ошибкам. Дело в том, что уравнение движения волны, полученное в рамках данной модели, очень приближенно описывает движение ионизирующих ударных волн, так как не учитывает по крайней мере две существенные особенности их распространения. Первая заключается в том, что энергия такой волны тратится не только на нагрев и кинетическое движение газа, но и на диссоциацию и ионизацию его молекул и атомов, причем доля последней в энергетическом балансе может достигать заметной величины (до 50%). Вторая особенность состоит в том, что в ионизирующих ударных волнах показатель адиабаты  $\gamma$  может сильно зависеть от температуры за фронтом волны и, следовательно, от ее скорости [80]. Так как последняя величина при свободном движении непрерывно уменьшается, это может вызвать соответствующие изменения  $\gamma$ , что также не учитывается в модели мгновенного точечного взрыва.

В результате исследований, проведенных в работах [75, 78, 79], удалось в аналитической форме связать динамические характеристики волны и ее энергию  $E_0$  с учетом отмеченных выше особенностей. Полученные в [79] выражения описывают движение волны с точностью до 1%. Полное из-

ложение развитого в [75, 78, 79] метода измерения  $E_0$  содержится, например, в книге [3]. Поэтому, не останавливаясь на нем подробно, отметим лишь, что применимость метода ограничена следующими условиями: 1) газ за фронтом волны должен быть полностью ионизован; 2) ширина прогревного слоя должна быть много меньше размеров ударной волны. Из этих ограничений и из обсуждавшихся выше закономерностей трансформации поглощенной энергии  $E_{ab}$  в энергию волны  $E_0$  следуют методические рекомендации по выбору условий экспериментальных измерений.

*Выбор газа.* Выражения, описывающие движение ионизирующей ударной волны, выведены в [79] для дейтерия и водорода. Использование других газов приводит к изменению  $\gamma$  в процессе движения волны, учесть которое в аналитической форме сложно. Это требование согласуется с условием применимости оптических методов исследования ударных волн (см. гл. 2).

*Выбор давления.* Верхняя граница определяется наименьшей из величин  $p_{\Pi}$  и  $p_{и}$ , где  $p_{\Pi}$  — давление порога оптического пробоя газа в присутствии мишени, а  $p_{и}$  — давление, при котором энергия излучения плазмы ударной волны много меньше энергии волны  $E_{и} \ll E_0$ . Нижняя граница давления определяется величиной  $p^*$ , ниже которой отношение  $\beta$  зависит уже не только от размера мишени  $R_0$ , но и от давления газа  $p$ .

*Выбор времени наблюдения* определяется участком  $(R - t)$ -диаграммы, по которому проводится вычисление  $E_0$ . При этом важно знать момент перехода к режиму адиабатического разлета  $t_a$ . Эта величина зависит от соотношения между испаренной массой мишени  $M_0$  и массой газа  $m_0$ , охваченной движением ударной волны к этому моменту. Рассмотрение, проведенное в [75, 78, 79], показало, что отношение  $m_0/M_0$  зависит только от величин, характеризующих внутреннее состояние плазмы мишени, а момент  $t_a$  является функцией испаренной массы и поглощенной энергии.

*Выбор метода регистрации положения ударной волны.* Как показано в [75, 79] (см. также книгу [3]), наиболее точным из активных оптических методов регистрации положения фронта ионизирующей ударной волны является шпирен-фотографирование. Выбор оптической схемы этого метода определяется конкретными условиями эксперимента. Если заранее можно оценить величину  $t_a$ , то для измерения  $E_0$  достаточно применения шпирен-фотографирования в однокадровом режиме. В случае если оценка этой величины невозможна или она может меняться в широких пределах от опыта к опыту, для наиболее точного определения положения волны следует использовать режим многокадрового фотографирования или щелевой развертки.

В заключение данной главы следует подчеркнуть, что каждый из описанных в ней методов исследования баланса энергии обладает определенными достоинствами и недостатками, а также особенностями применения. Поэтому для повышения надежности измерений диагностический комплекс должен давать возможность реализовать несколько дополняющих один другого методов определения поглощенной энергии и энергетических потерь.

**МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГИДРОДИНАМИКИ  
ПЛАЗМЕННОЙ КОРОНЫ**

Экспериментальное исследование гидродинамических процессов в плазменной короне требует наличия методов диагностики и теории, адекватно описывающей состояние плазмы и позволяющей по измерениям отдельных гидродинамических параметров делать выводы о процессе в целом. Однако современное состояние экспериментальной техники и теоретического понимания проблемы еще не во всех случаях позволяет однозначно интерпретировать совокупность данных, полученных на различных лазерных установках.

В связи с этим проведение экспериментов с целью изучения зависимостей гидродинамических параметров плазменной короны сопряжено с привлечением тех или иных упрощенных моделей или скейлингов. Естественно, что диапазон применимости принимаемых предположений ограничен, поэтому сравнение результатов экспериментов, а следовательно, и подготовка новых предполагают знание экспериментатором всех проблем интерпретации измерений.

Особенности диагностики гидродинамики плазменной короны обусловлены прежде всего тем, что все методы не являются локальными, т.е. измеряемая величина представляет собой усреднение по пространству (часто по всей площади пятна фокусировки лазерного пучка) и времени (вплоть до длительности лазерного импульса). Кроме того, отдельные параметры находятся при помощи пересчета с привлечением ряда других независимых измерений. Таким образом, специфика исследования динамики плазменной короны состоит в необходимости разработки комплексного взаимодополняющего подхода к организации эксперимента.

Перечислим основные методы измерения гидродинамического разлета лазерной плазмы:

- плазменная калориметрия для измерения кинетической энергии плазмы, а также энергии ускоренной мишени;
- ионная масс-спектрометрия для определения распределения ионов плазмы по скоростям;
- измерение импульса плазмы и механического импульса, приобретенного мишенью, с помощью баллистического маятника;
- интерферометрическая регистрация профилей электронной плотности в короне для расчета угловой диаграммы разлета испаренной массы мишени;

- рентгеновская спектроскопия многослойных мишеней для измерения глубины проникновения теплового фронта;
- фотохронография выхода ударной волны на тыльную поверхность тонкой мишени для расчета абляционного давления плазмы;
- оптическое и рентгеновское высокоскоростное зондирование для регистрации закона движения ускоряемой мишени.

Даже беглое знакомство с приведенным списком показывает, что значительная часть методов применима лишь в специальных модельных экспериментах с плоскими тонкими мишенями. Поэтому для адекватного перенесения результатов к сферическим мишеням необходим тщательный анализ характерных двумерных эффектов (таких, например, как боковой разлет плазмы и поперечная теплопроводность).

Прежде чем перейти к детальному обсуждению каждого из методов, представляется целесообразным кратко рассмотреть следствия основных законов гидродинамики для плазменной короны, создаваемой лазерным излучением на поверхности сферической мишени.

### § 10.1. Гидродинамика плазменной короны

Исследование динамики плазменной короны в основном направлено на изучение следующих процессов:

- скорости испарения вещества мишени  $\dot{m}$  и абляционного давления  $p$ ;
- теплопроводности в высокоплотной короне вблизи зоны испарения, где существует настолько резкий градиент температуры, что классическая теория спитчеровской теплопроводности [1] неприменима;
- теплового выравнивания неоднородностей, вызываемых неоднородным лазерным облучением;
- предварительного прогрева мишени до прихода фронта испарения, обусловленного тепловым рентгеновским излучением плазмы и сверхтепловыми электронами, генерируемыми в низкоплотной короне.

Описание создаваемой при лазерном облучении мишеней высокотемпературной плазмы обычно разделяет две области – малоплотную ( $\rho < \rho_c$ ) и высокоплотную ( $\rho > \rho_c$ ) плазменную корону, где

$$\rho_c \approx 1,7 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2} A/z;$$

( $\rho_c$  – в граммах на кубический сантиметр,  $\lambda$  – в микрометрах). Такое разделение с гидродинамической точки зрения является естественным, поскольку малоплотная корона характеризуется сверхзвуковым течением, и гидродинамические эффекты, обусловленные происходящими в этой области процессами (классическими и аномальными) взаимодействия с лазерным излучением, не могут оказывать непосредственного влияния на дозвуковое течение в области плотной плазмы.

Наиболее важным параметром, связывающим обе области, является скорость переноса поглощенной в малоплотной короне лазерной энергии через высокоплотную корону к поверхности испарения. Перенос энергии осуществляется электронами (тепловыми и сверхтепловыми) и излучением плазмы. Тепловой поток уравновешивается встречным гидродинамическим потоком испаренной плазмы, поэтому в квазистационарном приближении процесс является само согласованным.

В малоплотной короне энергия иона

$$E_i = \frac{3}{2} T_i + \frac{1}{2} M_i v^2;$$

тепловая энергия электронов, нейтрализующих заряд иона, значительно превосходит их кинетическую энергию направленного разлета ( $T_e \gg m_e v^2$ ), поэтому с каждым ионом связана энергия

$$E = \frac{3}{2} (z T_e + T_i) + \frac{1}{2} M_i v^2.$$

После начального переходного периода течение плазмы приобретает стационарный характер [2]. К этому же времени заканчивается термализация плазмы ( $T_e \approx T_i$ ). Таким образом, в стационарном режиме течение испаренной массы определяется отношением, в котором находятся тепловая и направленная составляющие скорости ионов.

Благодаря высокой теплопроводности горячей плазмы часто предполагается изотермичность малоплотной короны (звуковая скорость  $c_s = [(1+z)T/M_i]^{1/2}$  постоянна). Скорость  $v$  иона, движущегося от поверхности испарения, непрерывно растет под действием плазменного давления  $p_{пл} = n_i(1+z)T$ . Скорость протекания испаренной массы (расход массы) определяется из условия

$$\rho v r^2 = \rho_* v_* r_*^2, \quad (10.1)$$

где  $\rho_*$  и  $v_*$  – фиксированные плотность и скорость вещества на расстоянии  $r_*$  от центра сферической мишени (удобно в качестве  $r_*$  выбрать поверхность Жуге, на которой  $v_* = c_s$  и  $r_* \leq 1,2r_0$  [3]).

Для сравнения результатов различных экспериментов следует ввести понятие "расход массы с единичной поверхности сферы с начальным радиусом  $r_0$ ":

$$\dot{m} = \rho v (r/r_0)^2 \approx \rho_m v_T \approx \rho_0 \Delta_n / \tau, \quad (10.2)$$

где  $\rho_m$  – плотность мишени,  $v_T$  – скорость фронта испарения,  $\Delta_n$  – толщина испаренного слоя мишени за время  $\tau$ . Через скорость испарения вещества могут быть выражены наиболее важные гидродинамические параметры образующейся плазмы и ускоряемой мишени. Гидродинамический поток  $q_{гд}$  плазмы, уравнивающий поток поглощенной лазерной энергии  $q_a$ , а также ускоряющее мишень давление  $p$  связаны с  $\dot{m}$  следующими соотношениями:

$$q_{гд}(r_0) = \dot{m} c_s M_0 \frac{M_0^2 + 5}{2} = q_a(r_0) - \frac{d}{dt} \left( \frac{m u^2}{2} \right), \quad (10.3)$$

$$p(r_0) = \dot{m} c_s \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 (1 + M_0^2) + \int_{r_0}^{r_*} \frac{2\rho v^2}{r} dr, \quad (10.4)$$

где  $M_0 = v_0/c_s$  – число Маха на поверхности испарения,  $m = \rho_m \Delta_m$  – масса неиспаренной части мишени,  $m u^2/2$  – ее кинетическая энергия. Поскольку  $r_*/r_0 \leq 1,2$ , то  $M_0 \leq 1$ , следовательно  $p(r_0) \leq 2\dot{m} c_s$ .

Таким образом, скорость испарения вещества мишени в диагностике гидродинамики лазерной плазмы является одним из наиболее важных параметров. От ее значения зависит как формирование плазменной короны, так и процесс сжатия оболочечной мишени. Кроме того, чувствитель-

ность этого параметра к характеру теплопроводности (классическая или аномальная) делает диагностику скорости испарения вещества неотъемлемой частью экспериментальных исследований.

## § 10.2. Измерение скорости испарения вещества мишени

Данные о скорости испарения вещества  $\dot{m}$  могут быть получены с помощью различных диагностических методов с использованием одного из соотношений системы (10.2). Рассматривая особенности применяемых методов, можно условно разделить их на три группы:

– измерения профиля плотности  $\rho(r)$  в малоплотной короне с помощью высокоскоростной интерферометрии [4–6] при одновременной регистрации зарядового состава и скорости разлета  $v$  методами ионной масс-спектрометрии или спектроскопии излучения ионов с пространственным и временным разрешением [7–12];

– измерение скорости движения  $v_T$  теплового фронта внутри мишени с помощью высокоскоростной рентгеновской спектроскопии мишеней, состоящих из тонких слоев различных веществ [13–16] \*);

– измерение испаренной за время  $\tau$  лазерного импульса массы мишени  $\Delta m = \rho_0 \Delta_0 u$  с помощью ионной [13, 21–27] масс-спектрометрии на значительном расстоянии от мишени.

Кроме того, испаренная масса может быть определена методом регистрации распространения ударных волн в окружающем мишень остаточном газе [28].

На рис. 10.1 представлены результаты измерений скорости испарения вещества в экспериментах со сферическими мишенями, полученные на различных установках, в зависимости от поглощенной плотности потока. Рассмотрим основные факторы, влияющие на точность измерения  $\dot{m}$  наиболее распространенными методами.

**10.2.1. Высокоскоростная интерферометрия\*\*).** При определении массы мишени  $\Delta m$ , испаренной за время лазерного импульса, возможны два способа использования интерферометрических измерений пространственного распределения электронной плотности  $n_e(r)$ . Следует, однако, отметить, что оба метода предполагают привлечение дополнительных данных, получаемых с помощью независимых диагностик.

В первом методе производится интегрирование по объему, занимаемому плазмой, с целью определения  $\Delta m$ :

$$\Delta m = \frac{M_i}{z} \int_{r_1}^{r_2} n_e(r, \tau) \frac{r^2}{r_0^2} dr, \quad (10.5)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  – координаты плазменной короны, регистрируемой на интерферограмме в момент  $t \geq \tau$ . Для определения среднего значения  $\dot{m} = \Delta m/\tau$  в этом подходе необходимо знать средний заряд ионов  $z$ , который

\*) К этому же методу примыкает ранее часто употреблявшийся метод измерения времени  $t_b$  "прожигания" тонких фольг с регистрацией формы греющего лазерного импульса с тыльной стороны фольги [17–20].

\*\*) Методические особенности применения интерферометрии для диагностики неоднородной плазмы подробно обсуждались в гл. 2.



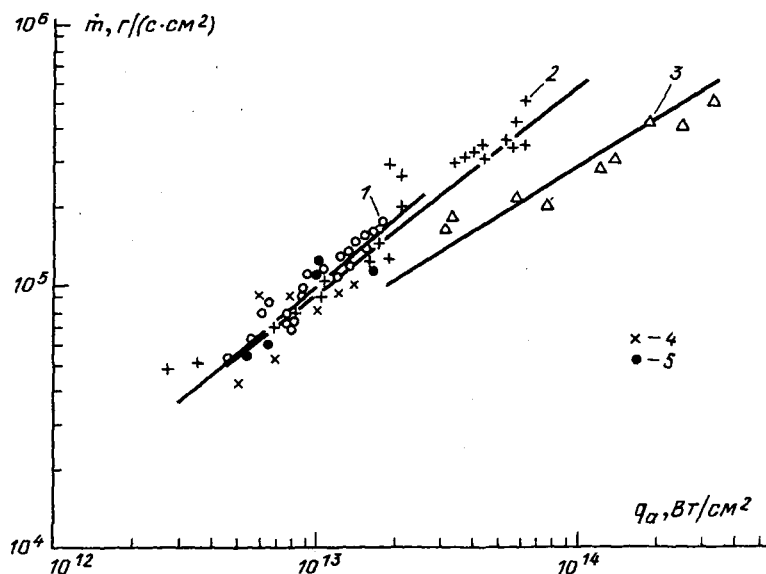


Рис. 10.1. Зависимость скорости испарения вещества сферических мишеней от поглощенной плотности потока лазерного излучения: 1 – SiO<sub>2</sub>-оболочки,  $\lambda = 1,06$  мкм [24]; 2 – CN-покрытие, 0,53 и 0,35 мкм [13, 29]; 3 – CN-покрытие, 1,06 мкм [14, 16]; 4 – CN-оболочки, 1,06 мкм, [30]; 5 – SiO<sub>2</sub>-оболочки, 1,06 мкм [31]

обычно определяется с помощью ионного анализатора либо по данным рентгеновской спектроскопии.

Использование формулы (10.5) предполагает, что основная доля испаренной за время лазерного импульса массы мишени находится в области регистрируемой интерференционной картины. Таким образом, конечная чувствительность интерферометрического метода ограничивает пространственный и временной диапазоны измерений, определить которые можно, следуя упрощенной модели разлета плазмы.

Ионы, образованные в начале лазерного импульса в плотной области плазмы и ускоренные до скоростей  $v/c_s \approx 3 \div 4$  при пролете до области малоплотной плазмы, в момент времени  $t$  будут находиться на расстоянии  $r_2 = vt$ . Вещество мишени, испаренное в конце импульса, будет иметь координату  $r_1 = v(t - \tau)$ . Очевидно, что для измерения испаренной массы требуется так подобрать время зондирования, чтобы диапазон интерферометрических измерений перекрывал область  $(r_1, r_2)$ :

$$t = \frac{1}{2} [\tau + (r_1 + r_2)/v]. \quad (10.6)$$

Координаты  $r_1$  и  $r_2$  зависят от реализуемого в эксперименте профиля электронной плотности и длины волны зондирующего излучения.

Например, для экспериментов на установке "Кальмар" [6] оптимальное время зондирования рассчитывалось следующим образом. При значении  $\tau = 1,5$  нс для сферической оболочечной мишени из полистирола диаметром 180 мкм и толщиной стенки 2,4 мкм оптимальное время экспозиции составляло  $t \approx 1,75$  нс ( $r_1 = 100$  мкм,  $r_2 = 900$  мкм,  $v = 5 \cdot 10^7$  см/с).

Во втором методе определения  $\dot{m}$  интерферометрические измерения проводятся для точного определения эволюции плотности плазмы в локальной области на фиксированном расстоянии от мишени ( $l \approx 0,5 \div 5$  см). Одновременно с помощью времяпролетной высокоскоростной спектроскопии в ультрафиолетовом спектральном диапазоне [9–12] измеряются скорости ионов  $v_i = l/t$ . Такие измерения проводятся в течение длительности  $t_p > \tau$ , зависящей от скорости разлета ионов и расстояния  $l$ . Расход массы в этом методе определяется следующим образом:

$$\dot{m}(t) = \rho(l, t)v(l, t)l^2/r_0^2. \quad (10.7)$$

Следует отметить, что применение формулы (10.7) затруднено рядом причин. С одной стороны, ограниченная чувствительность как интерферометрии, так и УФ-спектроскопии не позволяет проводить измерения на значительных расстояниях ( $l \geq 10$  см) [9–11]. С другой стороны, точность времяпролетных измерений ухудшается с укорочением базы пролета. Погрешность измерения скорости, обусловленная неодновременностью вылета ионов, составляет  $\Delta v = v\tau/t_p$ . Кроме того, пространственное разрешение данного метода  $\Delta r \leq v\tau$  не должно превышать характерного размера  $L$  неоднородности плазмы, иначе погрешность определения плотности не будет удовлетворять соотношению

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta r}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \approx \frac{\Delta r}{L} \ll 1. \quad (10.8)$$

Следовательно, погрешность определения расхода массы по формуле (10.7) может быть представлена следующим образом:

$$\Delta \dot{m}/\dot{m} \approx \Delta \rho/\rho + \Delta v/v + 2\Delta r/l \approx \Delta r/L + \tau/t_p + 2\Delta r/l. \quad (10.9)$$

Видно, что точность возрастает при увеличении  $l$ , сопровождающемся увеличением  $t_p$  и  $L$ . Однако проведение измерений в области  $l \gg 1$  см затруднено, как мы уже отмечали, вследствие резкого падения чувствительности как спектрометрического, так и интерферометрического метода. Кроме того, при малых плотностях начинают сказываться погрешности процедуры математической обработки интерферограммы [32, 33]. Таким образом, при характерных условиях эксперимента ( $q \approx 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau \approx 1$  нс,  $v \approx 5 \cdot 10^7$  см/с) и даже при оптимально выбранном времени экспозиции получим  $\Delta \dot{m}/\dot{m} \geq 30\%$ . Следует отметить, что при учете инструментальных и процедурных погрешностей реальная погрешность измерения  $\dot{m}$  приближается к 100%.

Процедура определения  $\dot{m}$  может быть упрощена, если гидродинамическое течение плазмы близко к стационарному [2]. В данном случае достаточно измерения эволюции профиля плотности [4]. В работе [6] интерферометрическим методом исследовалась динамика профиля плотности плазменной короны. Было установлено, что после окончания лазерного импульса течение плазмы удовлетворяет условию подобия, т.е. сформированный в плотной области профиль со временем трансформируется в соответствии с пространственным распределением скорости  $v = r/t$  [34]. Этот факт позволил применить формулу (10.7) для определения  $\dot{m}$ :

$$\dot{m}(r/t) = \rho(r, t)r^3/(r_0^2 t).$$

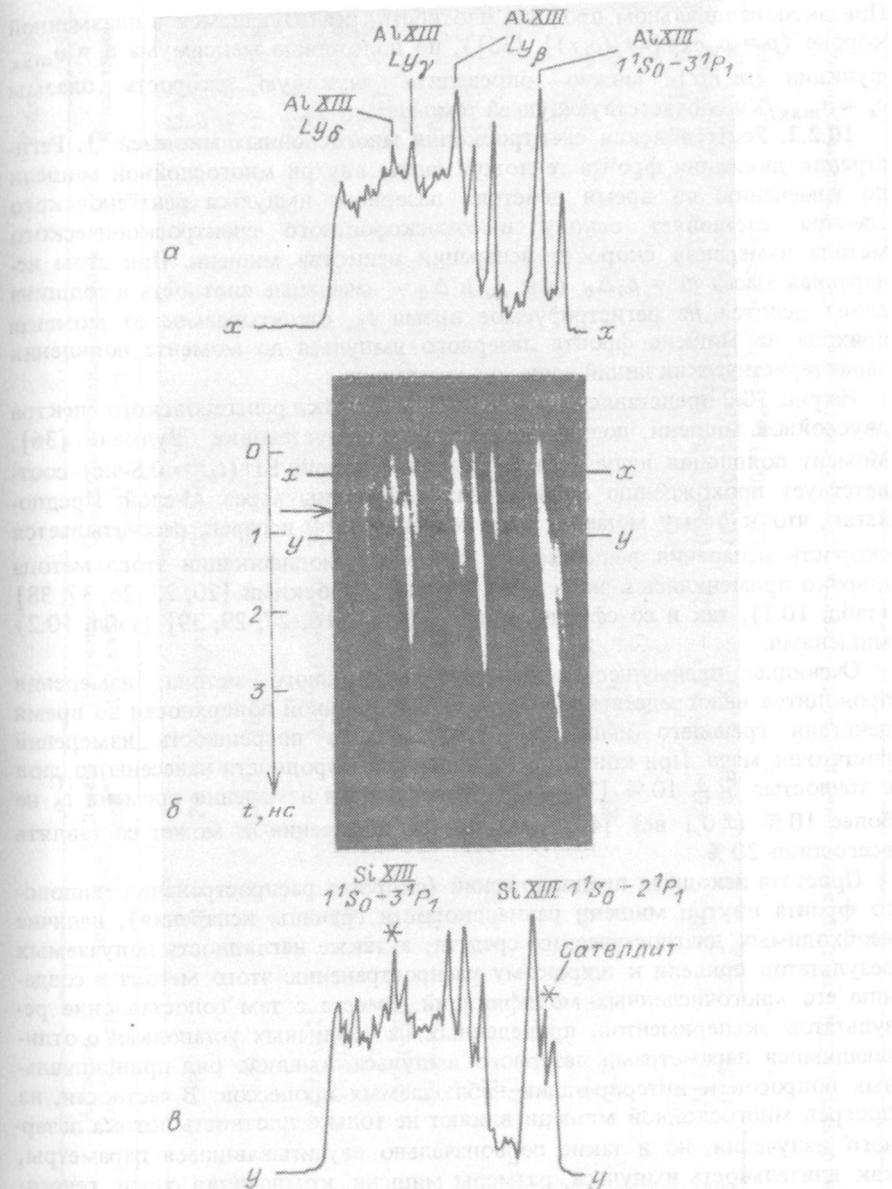


Рис. 10.2. Определение  $t$  методом высокоскоростной рентгеноспектроскопии двуслойной мишени (Al-слой толщиной 0,5 мкм на  $\text{SiO}_2$ -подложке):  $a$  и  $b$  – денситограммы спектров в моменты времени, соответствующие на фотохронограмме  $b$  сечениям  $xx$  и  $yy$  (стрелкой обозначено время достижения максимума лазерного импульса);  $q = 9 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\lambda = 1,053$  мкм,  $\tau = 1,5$  нс [36], время испарения Al-слоя  $t_b \approx t_y - t_x$

При экспоненциальном профиле плотности, реализуемом в плазменной короне ( $\rho = \rho_0 \exp[-r/(c_s t)]$ ) [35]), по положению максимума  $v = v_{\max}$  функции  $\dot{m}(r/t)$  можно определить звуковую скорость плазмы  $c_s \approx v_{\max}/3$  и соответствующую ей температуру  $T_e$ .

**10.2.2. Рентгеновская спектроскопия многослойных мишеней \*)**. Регистрация движения фронта тепловой волны внутри многослойной мишени по изменению во время действия лазерного импульса рентгеновского спектра составляет основу высокоскоростного спектроскопического метода измерения скорости испарения вещества мишени. При этом испаренная масса  $m = \rho_0 \Delta_0$  (где  $\rho_0$  и  $\Delta_0$  — начальные плотность и толщина слоя) делится на регистрируемое время  $t_b$ , отсчитываемое от момента прихода на мишень фронта лазерного импульса до момента появления характеристических линий вещества подложки.

На рис. 10.2 представлена фотография развертки рентгеновского спектра двуслойной мишени, полученной на лазерной установке "Вулкан" [36]. Момент появления излучения резонансных линий Si ( $t_b \approx 0,8$  нс) соответствует прохождению фронта тепловой волны через Al-слой. Предполагая, что к этому моменту весь внешний слой испарен, рассчитывается скорость испарения вещества  $\dot{m}$ . Различные модификации этого метода широко применялись в экспериментах как с плоскими [20, 23, 26, 37, 38] (табл. 10.1), так и со сферическими [13, 14, 16, 27, 29, 39] (табл. 10.2) мишенями.

Очевидны преимущества рентгеноспектрального метода: измерения проводятся непосредственно в районе абляционной поверхности во время действия греющего импульса. Относительная погрешность измерений достаточно мала. При контроле толщины и однородности нанесенного слоя с точностью 5 — 10% [26, 40] и погрешности измерения времени  $t_b$  не более 10% ( $\pm 0,1$  нс) [41] погрешность измерения  $\dot{m}$  может составлять всего лишь 20%.

Простота исходных предположений (скорость распространения теплового фронта внутри мишени равна скорости границы испарения), наличие необходимых диагностических средств, а также наглядность получаемых результатов привели к широкому распространению этого метода и созданию его многочисленных модификаций. Вместе с тем сопоставление результатов экспериментов, проведенных на различных установках с отличающимися параметрами лазерного импульса, выявило ряд принципиальных вопросов к интерпретации наблюдаемых процессов. В частности, на прогрев многослойной мишени влияют не только плотность потока лазерного излучения, но и такие первоначально неучитывавшиеся параметры, как длительность импульса, размеры мишени, композиция слоев, генерация быстрых электронов и жесткого рентгеновского излучения, диапазон регистрируемых длин волн.

Изменение скорости испарения вещества во время действия греющего импульса обсуждается в работе [29]. Схема эксперимента и результаты регистрации импульса рентгеновского излучения представлены на

\*) Методические особенности рентгеновской спектроскопии неоднородной плотной плазмы обсуждались в гл. 5.

Таблица 10.1

Параметры лазера ( $\lambda$ , $E_{пл}$ , $t_{пл}$ , $q_0$ )	Аблятор ( $\rho_0 \Delta_0$ , мг/см <sup>2</sup> )	Подложка	Детектор <sup>*</sup>	Излучение ( $h\nu$ , кэВ)	Скорость испарения аблятора $\dot{m}$ , 10 <sup>5</sup> г/(с · см <sup>2</sup> )	Примечание
"Фарос II": 1,06 мкм, 20 Дж, 3 нс, 10 <sup>12</sup> – 10 <sup>15</sup> Вт/см <sup>2</sup>	CH (0,5)	Al	РФ ППД	Континуум (1 – 3)	0,2 – 0,4 0,6 – 1,2	[23] 2 · 10 <sup>12</sup> Вт/см <sup>2</sup> 10 <sup>13</sup> Вт/см <sup>2</sup>
"Гекко II": 1,06 (0,53) мкм, 0,5 нс, 10 <sup>14</sup> Вт/см <sup>2</sup>	CH <sub>2</sub> (0,2) Au (0,2)	Al	КС	Al <sup>11+</sup> 1s <sup>2</sup> – 1s2p Al K <sub>α</sub>	2 – 3 4	[26] CH <sub>2</sub> Au
"Лекко II": 10,6 мкм, 1 нс, 3 · 10 <sup>14</sup> Вт/см <sup>2</sup>	CH <sub>2</sub> (0,2) Au (0,2)	Al	КС	(1,5)	0,3 (Al <sup>11+</sup> ), 5 (K <sub>α</sub> ) 1 (Al <sup>11+</sup> ), 4 (K <sub>α</sub> )	[26] CH <sub>2</sub> Au
"GDL": 0,35 мкм, 60 Дж, 0,4 нс, 10 <sup>13</sup> – 10 <sup>15</sup> Вт/см <sup>2</sup>	CH (1)	SiO <sub>2</sub>	ППД КС	Si <sup>12+</sup> 1s <sup>2</sup> – 1s2p (1,86)	4,4 (q <sub>0</sub> /10 <sup>14</sup> ) <sup>0,53</sup>	[37]
"Аргус": 1,06 (0,35) мкм, 0,7 нс, 10 <sup>14</sup> Вт/см <sup>2</sup>	Be (0,5)	Al	РФ КС	Континуум (< 1) (1,5 – 2,5)	1 3	[38] 1,06 мкм 0,35 мкм
"Вулкан": 1,05 мкм, 60 Дж, 1,3 нс; 0,53 мкм, 15 Дж, 0,6 нс; 0,35 мкм, 5 Дж, 0,7 нс; 10 <sup>13</sup> – 10 <sup>15</sup> Вт/см <sup>2</sup>	Al (0,5)	SiO <sub>2</sub>	КС+ + ФЭР	Si <sup>12+</sup> 1s <sup>2</sup> – 1s2p (1,86)	(0,94 ± 0,06) (q <sub>0</sub> /10 <sup>13</sup> ) <sup>0,26 ± 0,03</sup> (1,4 ± 0,08) (q <sub>0</sub> /10 <sup>13</sup> ) <sup>0,36 ± 0,02</sup> (3,1 ± 0,7) (q <sub>0</sub> /10 <sup>13</sup> ) <sup>0,31 ± 0,06</sup>	[13] 1,05 мкм 0,53 мкм 0,35 мкм

\* ) РФ – рентгеновские фильтры, ППД – полупроводниковые диоды, КС – кристаллический спектрограф, ФЭР – фотоэлектронный регистратор.

Таблица 10.2

Параметры лазера ( $\lambda$ , $E_{л}$ , $\tau_{л}$ , $q_0$ )	Аблятор ( $\Delta_0$ , мкм)	Подложка ( $2R_0$ , мкм)	Детек- тор*)	Излучение ( $\nu$ , кэВ)	Скорость испарения аблятора $\dot{m}$ , $10^5$ г/(с · см <sup>2</sup> )	Примечание
"Вулкан" (6 пучков): 1,05 мкм, 200 Дж, 1,3 нс; 0,53 мкм, 50 Дж, 1 нс; $10^{12} - 10^{14}$ Вт/см <sup>2</sup>	Al (0,1) + + CH (1 - 2)	SiO <sub>2</sub> (70 - 300)	КС+ФЭР	Si <sup>1+2</sup> 1s <sup>2</sup> - 1s2p (1,87)	(0,81 ± 0,03) ( $q_a/10^{13}$ ) <sup>0,86 ± 0,07</sup> (0,85 ± 0,03) ( $q_a/10^{13}$ ) <sup>0,72 ± 0,03</sup>	[13, 39] 1,05 мкм 0,53 мкм
"Хрома" (2 пучка): 1,05 мкм, 1 нс, $4 \cdot 10^{13} - 4 \cdot 10^{14}$ Вт/см <sup>2</sup>	Ti (0,01) + + CH (0,5 - 7) + + Al (0,5)	SiO <sub>2</sub> (70 - 100)	РФ + КО + + ФЭР	Континуум (> 1)	$2,5 (q_a/10^{14})^{0,5}$	[14]
"Вулкан" (6 пучков): 1,05 мкм, 0,83 нс, $5 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{14}$ Вт/см <sup>2</sup>	CH (0,5 - 2,5) + + Al (0,1) + + CH (0,5 - 2,5)	SiO <sub>2</sub> (160)	КС+ФЭР	Al 1s <sup>2</sup> - 1s3p Si 1s <sup>2</sup> - 1s2p (1,7 - 2,4)	$2,5 (q_a/10^{14})^{0,6}$	[16]
"Омега" (24 пучка) 1,05 мкм, 2 кДж, 1 нс, $5 \cdot 10^{13} - 10^{15}$ Вт/см <sup>2</sup>	KCl (0,03) + + CH (0 - 6); Ti (0 - 2)	Al, Ti, Ni, Cu + SiO <sub>2</sub> (400)	КС РФ+ФЭР	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Ti}^{2+} (4,75) \\ \text{Ni}^{2+} (7,8) \\ \text{Al}^{1+} (1,73) \end{array} \right.$ Конт. (1,5 - 2,5)	$1,5 (q_a/10^{14})^{0,5}$ $4 (q_a/10^{14})^{0,5}$	[27] Прогрев
"Омега" (6 пучков): 0,35 мкм, 200 Дж, 0,6 нс, $4 \cdot 10^{13} - 9 \cdot 10^{14}$ Вт/см <sup>2</sup>	CH (0 - 10)	Al, Ti + + CH (140)	КС РФ+ФЭР	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Al}^{1+} (1,73) \\ \text{Ti}^{2+} (4,7; 5,6) \\ \text{Ti}^{1+} (1,08) \end{array} \right.$ Конт. (1,5 - 2,5)	$8 (q_a/10^{14})^{0,25}$	[29]

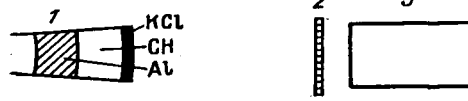
\*) КС - кристаллический спектрограф, ФЭР - фотоэлектронный регистратор, РФ - рентгеновские фильтры, КО - камера-обскура.

рис. 10.3 [27]. Тонкий слой из KCl служил для получения временной метки, указывающей на начало разогрева мишени. Резкое увеличение интенсивности излучения соответствовало моменту достижения тепловым фронтом внутреннего Al-слоя. Средняя скорость испарения CH-слоя, определенная по представленным результатам, составила  $4,7 \cdot 10^5$  г/(с · см<sup>2</sup>), причем она не менялась в течение  $t = 1,3$  нс. Однако более тщательные измерения, описанные в работе [15] тех же авторов, показали, что для установления временной зависимости  $\dot{m}$  точность применяемого метода является недостаточной. Полученная в этой работе средняя скорость прогрева CH-слоя составила 5 – 6 мкм/нс, что значительно расходилось со значением  $v_T \approx 8$  мкм/нс, измеренным в той же серии экспериментов по интенсивности резонансных линий  $Ti^{19+}$ ,  $Ti^{20+}$  на кристаллическом спектрографе без временного разрешения.

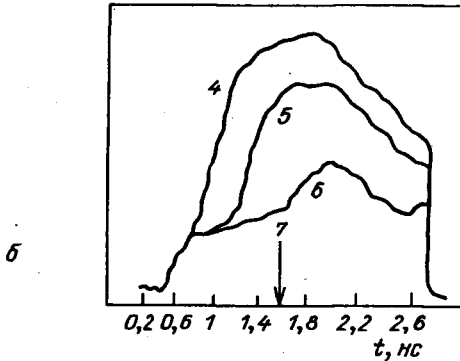
В экспериментах с различными длинами волн греющего лазерного излучения трудности в сопоставлении результатов, полученных рентгено-спектральным методом, связаны с существенно различными физическими процессами взаимодействия лазерного потока с плазмой, влияющими на характер теплопереноса в твердой мишени. В работе [29] при интерпретации данных о  $\dot{m}$  указывалось на то, что факт регистрации характеристических линий подложки является подтверждением происходящих процессов ионизации и возбуждения атомов подложки. При этом возможна ситуация, в которой эти процессы могут вызываться не движением фронта тепловой волны (характеризующейся увеличением локальной температуры вещества во всем поверхностном слое), а явлениями глубокого проникновения относительно небольшого числа быстрых электронов и квантов жесткого рентгеновского излучения (длина свободного пробега которых может оказаться больше толщины слоя аблятора) из горячей области плазменной короны вблизи критической плотности электронов. Параллельные измерения  $\dot{m}$  с помощью масс-спектрометрии (см. ниже) показали, что излучать могут и слои, лежащие глубже фронта абляции. В связи с этим данные рентгеноспектрального метода следует рассматривать как верхний предел  $\dot{m}$ . Причем, поскольку с увеличением плотности лазерного потока ( $q\lambda^2 \gtrsim 5 \cdot 10^{13}$  (Вт/см<sup>2</sup>) · мкм<sup>2</sup>) происходит возрастание доли быстрых электронов и жесткого рентгеновского излучения, надежность метода уменьшается.

Таким образом, интерпретация результатов рентгеноспектрального метода определения скорости испарения вещества требует тщательного учета условий эксперимента, от которых зависит механизм поглощения лазерной энергии плазменной короной и реализующийся режим теплопереноса. Так, при умеренных плотностях потоков ( $10^{12} - 5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>) лазерного излучения [23, 24, 39] область поглощения находится в докритической области, теплопроводность близка к классической, а результаты измерения  $\dot{m}$  различными методами практически совпадают.

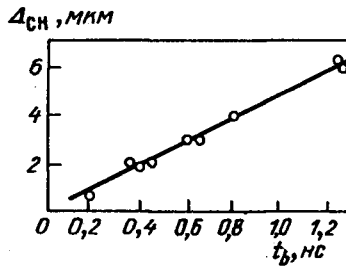
При увеличении плотности потока  $q$  для сопоставления получаемых данных необходим детальный анализ реализуемого теплопереноса. Результаты измерения скорости испарения вещества сферических мишеней при  $q \lesssim 4 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> согласуются с предсказаниями теоретического скейлинга, учитывающего эффект ограничения теплопроводности [42] с коэффициентом ограничения  $f = 0,04 \div 0,06$ . Следует отметить, что в



a



б



в

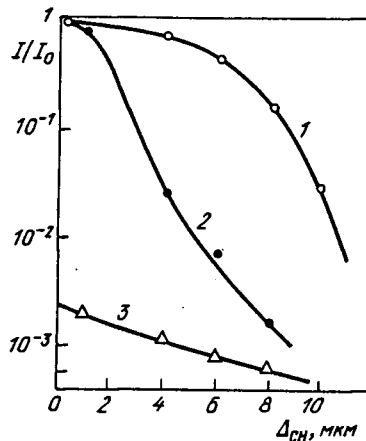
Рис. 10.3. Определение  $t_b$  сферической многослойной мишени при регистрации импульса рентгеновского излучения [27]: а – схема эксперимента (1 – мишень (стеклянная оболочка,  $2r_0 = 400$  мкм,  $\Delta_0 = 1$  мкм, покрытая Si-слоем толщиной 2 мкм, толщина слоя Al-подложки 2 мкм, CH-аблятор толщиной от 0 до 6 мкм с точностью  $\pm 0,1$  мкм, толщина слоя KCl 0,03 мкм), 2 – набор рентгеновских фильтров, 3 – рентгеновский фотоэлектронный регистратор); б – импульсы рентгеновского излучения (1,5–2,5 кэВ) (4 –  $\Delta_{CH} = 2$  мкм, 5 – 4 мкм, 6 – 6 мкм, 7 – момент максимума лазерного импульса); в – время  $t_b$  испарения CH-аблятора различной толщины  $\Delta_{CH}$  [15]. Линейная зависимость свидетельствует о постоянстве скорости испарения вещества в течение греющего импульса

установлении такого режима основную роль сыграли высокая крутизна переднего фронта (90 пс) лазерного импульса общей длительностью 1 нс и малые размеры мишеней (диаметры 75 – 105 мкм). Увеличение длительности фронта импульса (0,4 нс) и размеров мишени (диаметр 160 мкм) в работе [16] привело к изменению коэффициента ограничения теплопроводности ( $f \approx 0,08$ ), слабо отличающегося от классического значения ( $f \approx 0,1 \div 0,2$ ) [43]. Качественное объяснение этого эффекта заключается в возрастании характерного размера ( $L \approx r_0$ ) неоднородности плазмы вблизи критической плотности и уменьшении вследствие этого доли резонансного механизма поглощения.

Рассматривая физические процессы, усложняющие интерпретацию данных по  $t_b$ , полученных рентгеноспектральными методами, необходимо отметить эффект образования пологого теплового фронта [27], который был обнаружен в идентичных экспериментах с различными слоями подложки (Al, Ti, Ni). На рис. 10.4 представлены результаты измерения интенсивности характеристических линий Al и Ni подложек в зависимости от толщины слоя аблятора. Пространственное распределение температуры может быть установлено при учете того, что излучение линии  $Al^{12+} 2p - 1s$  (энергия кванта 1,73 кэВ) свидетельствует о достижении температуры



Рис. 10.4. Интенсивность характеристических линий различных подложек в зависимости от толщины аблятора [27]: 1 —  $\text{Al}^{1+}$   $2p-1s$  (1,73 кэВ), 2 —  $\text{Ni}^{2+}$   $2^1p-1^1s$  (7,8 кэВ), 3 —  $\text{NiK}_\alpha$  (7,47 кэВ);  $q_0 = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\lambda = 1,05$  мкм



около 400 эВ, а линия  $\text{Ni}^{2+}$  (7,8 кэВ) характерна для более высоких температур (1,5 кэВ). Из рис. 10.4 видно, что характерная глубина прогрева мишени, определяемая при использовании Al-подложки, оказывается вдвое больше глубины прогрева мишени на Ni-подложке.

Заканчивая рассмотрение особенностей применения рентгеноспектрального метода, отметим работу [26], в которой глубина прогрева излучением  $\text{CO}_2$ -лазера, определяемая по резонансной линии  $\text{Al}^{1+}$ , была почти на порядок величины меньше глубины проникновения быстрых электронов, возбуждающих излучение линии  $\text{AlK}_\alpha$ . Следует также отметить ряд специфических трудноконтролируемых краевых эффектов, препятствующих систематическому исследованию процесса теплопереноса в тонких плоских мишенях [20, 36], а также проблему, связанную с включением примесных слоев (с различным атомным номером  $Z$ ), которые не всегда могут быть допустимы в экспериментах по сжатию оболочечных мишеней. Кроме того, развивающиеся в процессе лазерного нагрева локальные "горячие" точки [36, 44], самофокусировка [20, 38], а также перемещение слоев [45] могут быть источником ошибки метода, приводя к завышению значения  $m$ .

**10.2.3. Ионная масс-спектрометрия \*).** Определение скорости испарения вещества мишени по данным ионной масс-спектрометрии основано на связи измеряемого на большом расстоянии от мишени ( $l \gg r_0$ ) тока  $I_k$  ионов с распределением по скоростям  $v = l/t$  числа ионов в телесном угле, определяемом размерами коллектора:

$$\frac{dN}{dv} = \frac{I_k(t)}{ez_{эф}(t)} \frac{l^3}{v^2 S}, \quad (10.10)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $z_{эф} = \sum z_i(1 + \gamma_i/z_i)N_i/\sum N_i$ ,  $\gamma_i$  — коэффициент вторичной эмиссии поверхности коллектора при попадании на нее иона с массой  $M_i$ , зарядом  $z_i$  и скоростью  $v$ ,  $S$  — площадь ионного коллектора. Интегрирование (10.10) дает значение массы, испаренной с единичной по-

\*) Подробно масс-спектрометрические методы диагностики плазмы, применяемые в установках по ЛТС, обсуждались в гл. 8.

верхности сферической мишени, а также плотности поглощенной энергии:

$$\Delta m = \frac{M_i}{e} \frac{l^2}{r_0^2 S} \int_0^{t_p} \frac{I_k(t)}{z_{эф}(t)} dt, \quad (10.11)$$

$$E_a = \frac{M_i}{2e} \frac{l^4}{r_0^2 S} \int_0^{t_p} \frac{I_k(t)}{z_{эф}(t)t^2} dt. \quad (10.12)$$

Величина  $\dot{m} = \Delta m/\tau$  является усредненным за время лазерного импульса значением скорости испарения вещества мишени,  $q_a = E_a/\tau$  – средним потоком поглощенной энергии. Из (10.11) и (10.12) следует, что для определения  $\dot{m}$  и  $q_a$  необходимы данные об эффективном заряде ионов  $z_{эф}(t)$ , которые могут быть получены при одновременно проводимых измерениях с использованием масс-спектрографа [30].

Для того чтобы избежать усложнения эксперимента, связанного с определением  $z_{эф}(t)$ , часто предполагается, что  $z_{эф}(t) = \text{const}$  [36, 37, 46]. Кроме того, в работе [36] было предложено по сигналам ионных коллекторов определять лишь среднюю скорость ионов  $\langle v \rangle$ :

$$\langle v \rangle = \int f(v) v dv [\int f(v) dv]^{-1}, \quad (10.13)$$

где  $f(v) = dN/dv$  – функция распределения ионов по скоростям. При этом на ряде близких к эксперименту модельных функций  $f(v)$  было показано, что удовлетворительной оценкой  $\langle v \rangle$  может служить значение скорости  $v_m$ , при котором ток коллектора достигает максимума (для условий эксперимента [36] длительность коллекторного сигнала была мала, что соответствовало  $\Delta v/v_m \approx 0,2$ , при этом  $v_m/\langle v \rangle \approx 1,1$ ).

В работе [13] ионные измерения заключались лишь в определении скорости  $v_m$ , после чего рассчитывалось значение испаренной массы в предположении, что измеренная калориметрами поглощенная энергия  $E_a$  равна кинетической энергии ионов:

$$\Delta m = 2E_a/v_m^2. \quad (10.14)$$

Очевидно, что использование (10.14) в работах [37, 39, 46] давало заниженное значение  $\Delta m$ . Уменьшению ошибки до 10 % способствует характерная форма функции  $f(v)$ , при которой  $v_m^2/\langle v^2 \rangle \leq 1,1$  [46].

Оценивая погрешность определения  $\Delta m$  по (10.14), следует отметить, что поглощенная лазерная энергия  $E_a$  может значительно отличаться от  $\Delta m v^2/2$ . Для повышения точности необходим контроль энергии рентгеновского излучения (для многозарядных ионов его доля может превышать 10 %), энергии ударных волн в мишени и кинетической энергии сжимаемой оболочечной мишени (коэффициент гидродинамической передачи достигает 10 %), энергии быстрых ионов (для высоких интенсивностей лазерного излучения она достигает 50 %). Таким образом, упрощение измерений расхода массы масс-спектрометрическим методом неизбежно приводит к необходимости использования дополнительной информации и принятию не всегда оправданных допущений (как, например, в случае многокомпонентных мишеней [46], состоящих из слоев  $\text{SiO}_2$  и  $\text{CH}$ ).

На точность определения  $\dot{m}$  оказывают влияние и различия в выборе верхнего предела  $t_p$  интегрирования в (10.11). Согласно [39], предлагается пренебрегать ионами со скоростями менее  $2 \cdot 10^7$  см/с (при  $q_a \geq$

$\geq 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>); в [37]  $t_p$  выбирали из условия уменьшения тока коллектора до 10 %-ного уровня относительно максимального значения. Важность правильного выбора  $t_p$  велика в случае оценки отношения  $v_m/\langle v \rangle$  (или  $v_m^2/\langle v^2 \rangle$ ), так как медленные ионы могут нести значительную массу. Напротив, использование интегрирования (10.11) с известной функцией  $z_{эф}(t)$  позволяет учесть любой вид распределения  $f(v)$  при постоянном уровне погрешности. При определении среднего за время нагрева значения испаренной массы используется величина  $\tau$  (ширина лазерного импульса по уровню половинной интенсивности), которая является приближенной оценкой длительности воздействия на мишень лазерного излучения. В работе [39] показано, что для точного определения следует брать  $C\tau$ , где  $C \approx 1,1$ .

Относительная погрешность ионных измерений с помощью (10.11) складывается из относительных погрешностей измерения тока ( $\Delta I_k/I_k \leq \leq 5\%$ ) и определения эффективного заряда (наличие калиброванного масс-спектрографа позволяет достичь  $\Delta z_{эф}/z_{эф} \approx 10\%$ ). С учетом дополнительной погрешности, вносимой используемой величиной  $\tau$  ( $\Delta\tau/\tau \approx 10\%$ ), получим  $\Delta\dot{m}/\dot{m} \approx \Delta q_a/q_a \geq 25\%$ .

Рассмотрение масс-спектрометрического метода измерения испаренной массы мишени показывает, что при относительно высокой точности погрешность может составлять не более 30 % определения  $\dot{m}$ . Получаемая информация может использоваться и для других целей при комплексном исследовании процессов нагрева и сжатия термоядерных мишеней. Данный метод не требует использования специальных многослойных мишеней (как в случае рентгеновской спектроскопии) и не имеет ограниченности области применимости (как в случае интерферометрии); применяемая аппаратура располагается на значительном расстоянии от мишени. Ионные измерения проводятся в узком телесном угле, причем одновременно в этом же направлении регистрируется кинетическая энергия ионов, близкая к значению поглощенной энергии  $E_a$ . Это позволяет исследовать зависимость  $\Delta m(E_a)$  даже при неоднородном облучении мишени, являющимся существенным фактором погрешности рентгеноспектрального метода. Кроме того, ионные измерения обладают уникальной возможностью учета доли быстрых ионов (как количества, так и энергии). Поскольку количество быстрых ионов и их энергетический спектр чувствительны к небольшим изменениям условий эксперимента (особенно при  $q > 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> [14]), то исследование распределения поглощенной энергии без точных данных о быстрых ионах становится невозможным.

### § 10.3. Определение абляционного давления плазмы

Проблема определения давления на сжимаемую оболочечную мишень является одной из самых сложных не только в силу больших технических препятствий в проведении измерений, но в значительной степени и из-за недостаточно полного понимания процессов, происходящих в высокоплотной плазменной короне вблизи области испарения. Как отмечалось выше, эта область характеризуется резкими градиентами температуры и плотности, которые и определяют пространственное распределение давления плазмы, максимум которого и принято называть абляционным давле-

нием. К центру от абляционной поверхности действует сила, ускоряющая неиспаренную часть мишени, а от центра происходит ускорение испаренного вещества.

Абляционное давление складывается из двух составляющих [3]: газокINETического давления плазменной короны с плотностью ионов  $n_i$  и температурой  $T$  ( $p_{пл} = n_i(1+z)T$ ) и гидродинамического (реактивного) давления, определяемого скоростью испарения вещества ( $p_{гд} = \rho v^2$ ). При составлении аналитических скейлингов абляционного давления, описывающих результаты экспериментов, основная трудность заключается в выборе соотношения между его компонентами.

Наиболее часто [23, 26, 36, 47] используется модель сферической "ракеты", т.е. ускорение мишени под действием испарения вещества, разлетающегося со скоростью, значительно превышающей звуковую. При этом абляционное давление находится из условия равенства поглощенного лазерного потока  $q_a$  и потока кинетической энергии ( $\dot{m}v^2/2$ ) испаренного вещества в малоплотной короне (где тепловая энергия плазмы переходит в энергию разлета). Поскольку предполагается, что  $p_a = \dot{m}v$ , то

$$p_a = 2q_a/v = (2q_a\dot{m})^{1/2}. \quad (10.15)$$

В качестве скорости разлета  $v$  принимается значение  $\langle v \rangle$  средней скорости ионов (10.13). Данный подход к определению абляционного давления основан на законе сохранения импульса, хотя, как отмечено в [37], на абляционной поверхности давление может быть полностью газокINETическим, и использование (10.15) не учитывает потерю энергии (например, на излучение) на стадии разлета.

В работе [3] абляционное давление приравнивается давлению в точке Жуге (10.1), где тепловая и гидродинамическая компоненты равны (так как  $v_* = c_s$ ), т.е.

$$p_a = \dot{m}c_s + \dot{m}v_* = 2\dot{m}c_s. \quad (10.16)$$

Учитывая, что средняя асимптотическая скорость разлета ионов равна  $\langle v \rangle \geq 3c_s$  [3, 6, 39], получим, следуя схеме вывода (10.15),

$$p_a/(2q_a\dot{m})^{1/2} \leq 0,6. \quad (10.17)$$

Практически к такому же результату пришли авторы работ [42, 48], которые показали аналитически, что для предложенной ими модели  $p_a/(2q_a\dot{m})^{1/2} \approx 0,5$ . Анализ модели ускорения сферической оболочки, проведенный в [49] путем сравнения предлагаемого скейлинга с подробным гидродинамическим расчетом, обнаружил непримиримость модели "сферической ракеты" к процессу лазерного нагрева и сжатия мишеней. Область максимального давления (абляционная поверхность) находилась в непосредственной близости к неиспаренной части мишени ( $\rho_a/\rho_0 \approx 0,5$ ), а скорость течения вещества была значительно меньше местной звуковой скорости ( $v/c_s \approx 0,2$ ). В результате был сделан вывод о доминирующем вкладе в абляционное давление газокINETической составляющей.

Представленный выше краткий обзор теоретических моделей высокоплотной плазменной короны потребовался для того, чтобы классифицировать результаты различных экспериментов в соответствии с принимаемыми авторами предположениями. В современной литературе по гидродина-

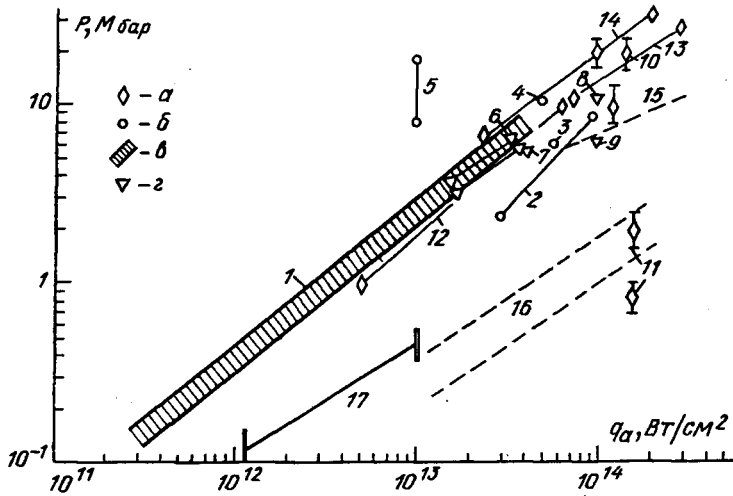


Рис. 10.5. Зависимость абляционного давления от плотности потока поглощенной лазерной энергии. Для измерения давления использованы следующие методы: *a* – расчет по формуле (10.15), *б* – ускорение тонкой фольги, *в* – баллистический маятник, *г* – ударная волна в мишени (штриховые линии – теория)

- |                                   |                       |                         |
|-----------------------------------|-----------------------|-------------------------|
| 1 – СН-фольга                     | $\lambda = 1,05$ мкм, | $\tau_0 = 3-5$ нс [51]; |
| 2 – СН-фольга,                    | 10,6 мкм,             | 1 нс [52];              |
| 3 – С-фольга,                     | 1,06 мкм,             | 3,2 нс [53];            |
| 4 – Al-фольга,                    | 1,06 мкм,             | 0,6 нс [54];            |
| 5 – Al-фольга,                    | 0,26 мкм,             | 0,4 нс [55];            |
| 6 – Al-фольга,                    | 1,05 мкм,             | 0,6 нс [56];            |
| 7 – Al-фольга,                    | 10,6 мкм,             | 1,1 нс [57];            |
| 8 – Ве – Al-мишень,               | 1,06 мкм,             | 0,6 нс [38];            |
| 9 – Ве – Al-мишень,               | 0,35 мкм,             | 0,6 нс [38];            |
| 10 – Au, СН <sub>2</sub> -фольга, | 1,06/0,53 мкм,        | 0,5 нс [58];            |
| 11 – Au, СН <sub>2</sub> -фольга, | 10,6 мкм              | 1 нс [58];              |
| 12 – SiO <sub>2</sub> -оболочка,  | 0,53 мкм,             | 1 нс [39];              |
| 13 – SiO <sub>2</sub> -оболочка,  | 1,06 мкм,             | 1 нс [59];              |
| 14 – СН-Al-СН-сфера,              | 0,35 мкм,             | 0,6 нс [29];            |
- 15 – скейлинг с ограничением теплопроводности [42]; 16 – скейлинг для CO<sub>2</sub>-лазера без учета горячих электронов [52]; 17 – скейлинг для CO<sub>2</sub>-лазера с  $\tau_0 = 1$  мкс [60]

мике лазерной плазмы имеется множество сообщений об измерениях абляционного давления [50], однако значительное их число основано лишь на использовании формул (10.15)–(10.17). На рис. 10.5 приведена зависимость абляционного давления от плотности потока поглощенной лазерной энергии, полученная в экспериментах на различных установках. Ниже будут рассмотрены диагностические методы, позволяющие с наибольшей степенью достоверности сделать выводы о величине абляционного давления. К ним относятся метод баллистического маятника, метод ускорения и столкновения тонких фольг, метод регистрации ударной волны в мишени.

**10.3.1. Метод баллистического маятника.** Благодаря простоте устройства баллистического маятника измерения механического импульса, переданного мишени при облучении лазером, проводились уже в ранних экспери-

ментах по исследованию лазерной плазмы [61]. При этом делались попытки измерить как приобретенный импульс мишени [62–64], так и импульс испаренной плазмы [65]. В этих экспериментах маятник располагался на некотором расстоянии от плоской мишени (с тыльной или передней стороны), так что на него налетали остатки мишени либо плазменная корона. Иногда мишень укреплялась непосредственно на маятнике. Предполагая равенство импульса мишени и плазмы, по амплитуде или скорости отклонения маятника определяли усредненное по времени действия лазерного импульса и площади облучения мишени  $s$  абляционное давление

$$p_a = (m_0 - \Delta m) (g/l)^{1/2} \Delta x / (\tau s), \quad (10.18)$$

где масса маятника  $m_0 \gg \Delta m$  ( $\Delta m$  – испаренная масса мишени),  $g$  – ускорение свободного падения,  $l$  – длина маятника,  $\Delta x$  – длина дуги максимального отклонения маятника.

На рис. 10.6 представлена схема маятника, разработанного в [66]. Он изготовлен из пластиковой полосы размером  $10 \times 100$  мм и массой  $m_0 = 4,5$  г, прикрепленной к краю лезвия, покоящегося на цилиндрических опорах. Предпринятые меры по снижению трения в подвесе маятника позволили существенно увеличить время затухания колебаний. Собственная частота маятника 2–3 Гц. Движение маятника регистрируется по значению наведенной ЭДС в прикрепленной к маятнику катушке ( $N = 200 \div 1000$  витков) при перемещении ее нижней части между полюсами постоянного магнита (3 кГс) со скоростью  $v_c$ .

При расчете наведенной ЭДС используются закон Фарадея, закон сохранения импульса и формула для частоты колебаний физического маятника

$$V = 2av_c BN/c, \quad Pl = v_c I/r, \quad v^2 = dgm_0/(4\pi^2 I), \quad (10.19)$$

где  $V$  – наведенная в катушке ЭДС,  $a$  – длина катушки в магнитном поле,  $B$  – индукция магнитного поля,  $P$  – механический импульс, приложенный к маятнику на расстоянии  $l$  от точки подвеса,  $r$  – расстояние от подвеса до нижней части катушки, находящейся в магнитном поле,  $I$  – момент инерции маятника,  $d$  – расстояние от подвеса до центра масс маятника,  $v$  – частота колебаний физического маятника.

Из (10.19) получаем формулу для расчета механического импульса

$$P = 1,2 \cdot 10^6 m_0 d V / (arv^2 lBN), \quad (10.20)$$

где  $P$  измеряется в динах на секунду,  $V$  – в милливольтгах, остальные параметры – в системе СГС. Очевидно, удобство измерения импульса с помощью баллистического маятника заключается в возможности его точной калибровки до проведения эксперимента с лазерной плазмой. Чувствительность маятниковых детекторов можно довольно просто изменять при их монтаже. В работе [66] чувствительность различных, примененных в экспериментах маятников составляла 7 – 34 мВ/(дин · с) в зависимости от изменений в деталях конструкции. При контроле влияния вибраций здания погрешность измерения импульса не превышала 5 %.

Тем не менее метод баллистического маятника не нашел широкого применения, что объясняется сложностью выделения из различного рода помех слабого сигнала. К таким помехам относится, например, отклонение чувствительности маятника при его электризации в результате фотоионизации

Рис. 10.6. Схема баллистического маятника [66]: 1 – подвес, 2 – коллектор, 3 – катушка индуктивности, 4 – постоянный магнит

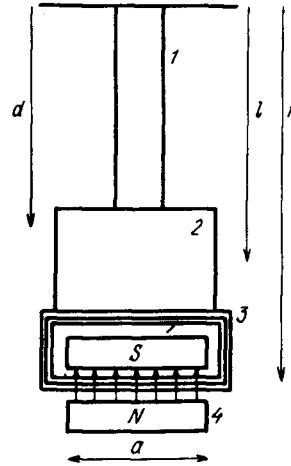
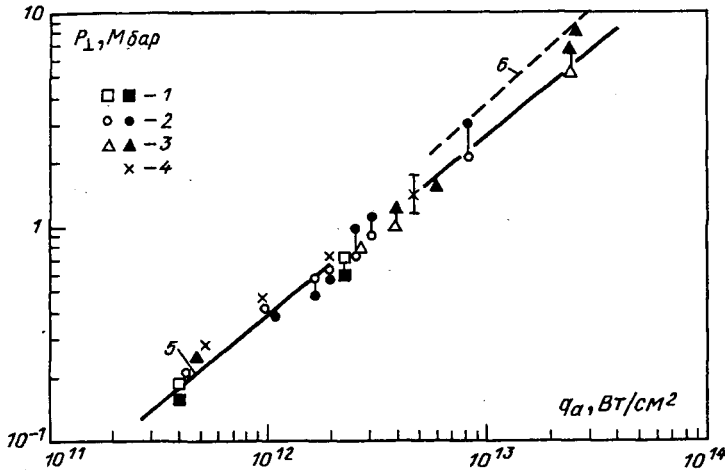


Рис. 10.7. Результаты измерения абляционного давления с помощью баллистических маятников. Мишень – СН-диски,  $\Delta_0 = 30$  мкм,  $2r_0 = 1,2$  мм (1), 600 мкм (2), 300 мкм (3) и СН-фольга,  $\Delta_0 = 30$  мкм, диаметр лазерного пучка 1 мм (4),  $\lambda = 1,05$  мкм,  $\tau_0 = 3 \div 5$  нс [51]; мишень – Al-слой толщиной 0,5 мкм на углеродном маятнике (5),  $\lambda = 1,06$  мкм,  $\tau_0 = 5$  нс [68]; мишень – СН-фольга толщиной 0,5 мм на маятнике (6),  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\tau_0 = 1$  нс [52]



поверхности. Кроме того, необходимо учитывать вклад упруго отраженных частиц, а также вторичную ионную эмиссию [67]. Кроме того, в экспериментах с плоскими мишенями на точность измерений влияют краевые эффекты, когда небольшое количество энергии, вынесенное из области пятна фокусировки, может испарить заметную массу холодного вещества, которое маятник регистрирует как большой механический импульс горячей плазмы, в соответствии с соотношением  $E = P^2 / (2m)$ . Учету факторов, влияющих на точность измерений баллистическим маятником, и разработке метода калибровки посвящена работа [66].

Результаты экспериментов с дисковыми полистирольными мишенями толщиной 30 мкм [51] представлены на рис. 10.7. Выбор дисковой конфигурации мишени обусловлен желанием исключить (или хотя бы уменьшить) влияние краевых эффектов, не контролируемых при использовании маятниковых детекторов. Одновременно использовалось шесть датчиков

для получения диаграммы направленности разлета от плоской мишени. Давление, оказываемое на мишень, рассчитывалось путем интегрирования по углу (в цилиндрической геометрии эксперимента – угол между нормалью к мишени и направлением наблюдения):

$$P_{\perp} = 2\pi \int_0^{\pi/2} P(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta, \quad (10.21)$$

где  $P(\theta)$  – импульс плазмы, разлетающейся под углом  $\theta$  в единичном телесном угле.

В результате экспериментов было установлено, что разброс показаний маятниковых датчиков, расположенных с тыльной стороны мишени, не превышал  $\pm 25\%$  в серии лазерных выстрелов. Проведение измерений механического импульса плазмы ( $0 < \theta < \pi/2$ ) обнаружило, что при увеличении диаметра пятна фокусировки лазерного излучения от 0,5 до 2 мм происходило завышение импульса (по сравнению с импульсом мишени до семи раз), связанное, по-видимому, с влиянием необлучаемых областей мишени. Кроме того, было установлено, что при измерении импульса плазмы необходимо делать поправку на упругое отражение частиц и на распыление вещества с поверхности маятника. Значение поправочного коэффициента составляла  $2,4 \pm 0,6$ . Таким образом, использование в эксперимен-

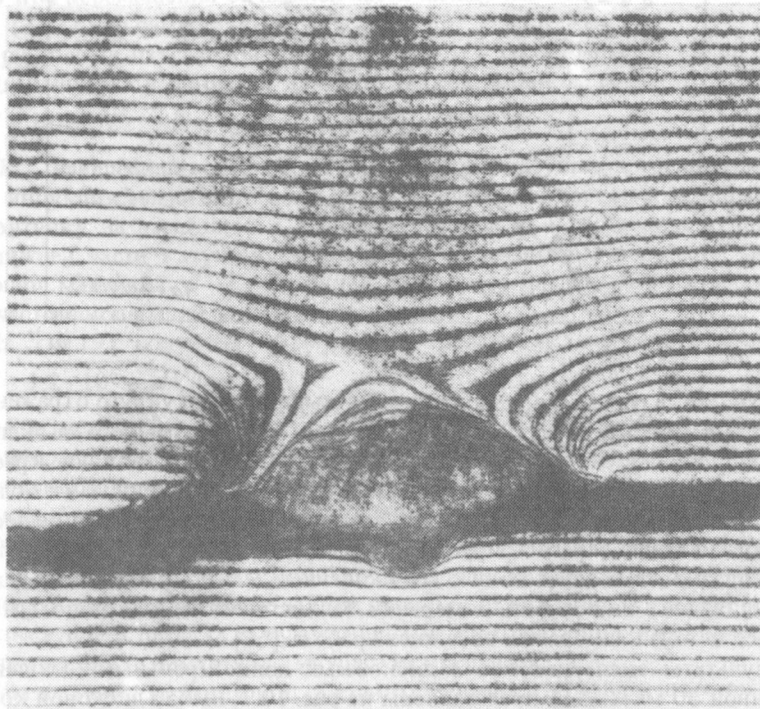


Рис. 10.8. Интерферограмма плазмы, создаваемой на установке "Кальмар". Толщина Al-фольги 6 мкм, время  $t = 3$  нс, ширина невозмущенной интерференционной полосы 50 мкм



тах метода баллистического маятника сопряжено с рядом контрольных процедур. При этом точность определения абляционного давления (особенно в экспериментах со сферическими мишенями) вряд ли может быть лучше чем  $\pm 25\%$ .

**10.3.2. Ускорение и столкновение тонких фольг.** В исследованиях процесса ускорения тонких фольг с целью достижения максимальной эффективности гидродинамической передачи поглощенной энергии большое внимание было уделено всестороннему развитию метода высокоскоростного оптического и рентгеновского зондирования. Применение оптической интерферометрии и шпирен-фотографирования тыльной стороны тонких фольг, облучаемых лазером, подробно описано в работах [23, 69–71].

На рис. 10.8 представлена характерная интерферограмма, полученная при облучении алюминиевой фольги толщиной 6 мкм лазерным излучением с плотностью потока  $q_0 \approx 8 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> (установка "Кальмар" [72]). Момент экспозиции кадра соответствует  $t = 3$  нс после прихода на мишень переднего фронта греющего импульса длительностью  $\tau = 1,5$  нс. Видно, как под действием реактивного давления, создаваемого разлетающейся плазменной короной, происходит ускорение неиспаренного слоя фольги, пространственные размеры ( $d \approx 250$  мкм) которого несколько превышают диаметр фокального пятна ( $D_f \approx 200$  мкм). Отметим, что размеры площади на облучаемой поверхности, с которой происходит испарение вещества мишени, всегда значительно больше диаметра фокального пятна (на рис. 10.8 они достигают значения  $d \approx 1,5$  мм).

Последовательная во времени регистрация движения неиспаренного слоя фольги позволяет делать выводы о достигаемой им скорости и об эффективности гидродинамической передачи. На рис. 10.9 показаны интерферограммы, полученные при облучении алюминиевых фольг толщиной  $\Delta_0 = 6$  мкм (тот же опыт, что и на рис. 10.8) и толщиной  $\Delta_0 = 1$  мкм. Движение вещества на тыльной стороне более толстой фольги начинается уже после окончания действия греющего импульса (при  $t = 1,8$  нс возмущений еще не заметно), что соответствует времени прохождения ударной волны через фольгу. К моменту времени  $t = 10,3$  нс ускоренная фольга, судя по регистрируемой тени, проходит примерно 100 своих толщин (расстояние более 500 мкм) со средней скоростью  $u \approx 7 \cdot 10^6$  см/с. При этом обращает на себя внимание форма регистрируемой тени фольги, которая отражает влияние развивающейся в процессе движения гидродинамической неустойчивости. Оценка кинетической энергии слоя дает  $E_k \lesssim 5$  Дж, что соответствует гидродинамической эффективности  $\eta \lesssim 15\%$ . Аналогичные исследования проведены в работе [71].

Толщину испаряемого слоя можно оценить, используя фольги с меньшей толщиной. Так, из рис. 10.9, б видно, что к концу лазерного импульса происходит прогорание фольги. Более поздние интерферограммы свидетельствуют о том, что с тыльной стороны также образуется высокотемпературная плазма, разлетающаяся с большими скоростями.

Интерферограммы, аналогичные представленным на рис. 10.9, несут информацию об общем характере воздействия лазерного излучения на тонкие фольги. Однако в силу того, что невозможно точно определить границу твердого вещества с тыльной стороны (тень соответствует плотностям  $\rho \approx 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>), определение скорости движения сопровождается

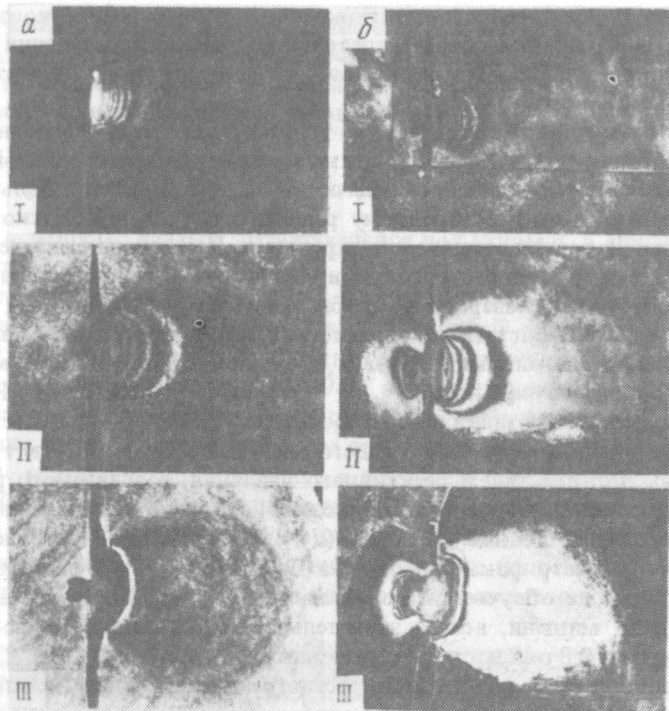


Рис. 10.9. Интерферограммы ускоряемых Al-фольг,  $\Delta_0 = 6$  мкм (а) и 1 мкм (б). Моменты экспозиции кадров: I – 1,8 нс, II – 4,8 нс, III – 10,3 нс

ся большой погрешностью. Как правило, скорость границы убывает со временем [23, 71], стремясь в пределе к истинному значению скорости твердого вещества.

С целью регистрации движения более плотных ( $\rho \approx 10^{-1}$  г/см<sup>3</sup>) слоев ускоряемой мишени были разработаны методы рентгеновского зондирования [45, 52, 53, 73, 74] с использованием в качестве источника вспомогательной лазерной плазмы, синхронно создаваемой на массивной металлической мишени (см. гл. 7). Изображение теневой картины создается в этом случае с помощью камеры-обскуры. Среднее значение абляционного давления может быть рассчитано следующим образом:

$$p_a = \dot{m} \Delta x / (t - \tau/2), \quad (10.22)$$

где  $\Delta x$  – смещение тыльной поверхности за время  $t$ , соответствующее моменту зондирования. Значение испаренной массы ( $\Delta m = \dot{m} t$ ), определяют по независимым измерениям скорости испарения  $\dot{m}$ .

В работе [75] проведен анализ экспериментальных результатов измерения абляционного давления тремя различными методами. При облучении тонких (толщиной 3 мкм) майларовых фольг излучением Nd-лазера с плотностью потока энергии на мишени в пятне диаметром 200–300 мкм  $q = (4,7 \pm 0,7) \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> измерялась средняя скорость ионов с помощью ионных коллекторов, а также проводилось оптическое (на длине волны

0,53 мкм) и рентгеновское зондирование. Использование формулы (10.15) дало значение  $p_a = 3,7 \pm 0,7$  Мбар. Применение аналитического скейлинга, аналогичного (10.29), для скорости движения тени с тыльной стороны мишени привело к различным значениям абляционного давления при оптическом и рентгеновском зондировании: 3,0 и 1,1 Мбар соответственно.

В работе [76] была предложена методика оптического зондирования двухкаскадной мишени, состоящей из двух тонких фольг на некотором расстоянии друг от друга. Основная идея этого метода заключается в том, что по измерению момента реакции второй фольги, расположенной с тыльной стороны ускоряемой лазером мишени, удается определить истинную скорость неискоряемого твердого слоя. Таким образом становится возможным избежать неопределенности, вносимой методом регистрации тени тыльной стороны ускоряемой фольги, когда разлетающаяся впереди твердой мишени плазма заслоняет ее.

На рис. 10.10 представлена характерная щелевая развертка на фоторегистраторе теневой картины столкновения двух фольг, расположенных на расстоянии  $l = 360$  мкм друг от друга. Видно, что хотя область тени достигает вторую фольгу (2 на рис. 10.10) в момент времени  $t_2$ , движение последней начинается лишь в момент времени  $t_3$ . Задержка реакции ( $\Delta t = t_3 - t_2 \approx 4$  нс) ударяемой фольги значительно превышает время прохождения через нее ударной волны ( $\Delta t_{yB} \approx 0,5$  нс); следовательно, делается вывод, что скорость плотного слоя ускоряемой фольги примерно равна  $u = l / (t_3 - t_1)$ . Сравнение значений скорости плотного слоя в распространяющейся впереди него тени от разреженной плазмы  $u_T$  показало, что их отношение в проведенной серии экспериментов составляло  $u_T/u \approx 2 \pm 0,8$ .

Исследование зависимости скорости облучаемой фольги от времени осуществлялось в экспериментах при изменении расстояния  $l$  до второй фольги. Результаты представлены на рис. 10.11. Было показано, что скорость  $u$  не зависит от времени (в отличие от экспериментов работы [71]) и от материала ударяемой фольги. При плотности потока  $q \approx 6 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> полистирольная фольга с начальной толщиной  $\Delta_0 \approx 7$  мкм движется до расстояния  $l \approx 700$  мкм со скоростью  $u \approx 1 \cdot 10^7$  см/с, увеличение ее начальной толщины до  $\Delta_0 = 10$  мкм приводит к снижению скорости до  $u \approx 6 \cdot 10^6$  см/с.

Исследования тыльной поверхности ускоряемой мишени [77] обнаружили корреляцию возникновения неоднородных по плотности областей с неоднородностями, развивающимися со стороны плазменной короны, в частности, из-за неоднородного по интенсивности греющего лазерного пучка. Кроме того, в работах [20, 78] с тыльной стороны тонких (толщина менее 30 мкм) алюминиевых фольг уже при плотностях потока  $q = 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> были обнаружены малоплотные струйные потоки плазмы, свидетельствующие о нарушении абляционного режима ускорения мишени в результате ее двумерной разгрузки во время действия лазерного импульса.

В связи с этим в экспериментах с двухкаскадными мишенями для увеличения достоверности результатов необходимо применять рентгеновское зондирование. Наблюдение за движением плотных слоев сталкивающихся фольг позволяет в этом случае определять характер столкновения (упругий или неупругий удар) и применять методику расчета давления,

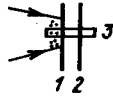


Рис. 10.10. Щелевая развертка теневой картины столкновения фольг [76]: 1 — облучаемая лазером СН-фольга,  $\Delta_0 = 7$  мкм, 2 — Al-фольга,  $\Delta_0 = 7$  мкм, 3 — щель фоторегистратора

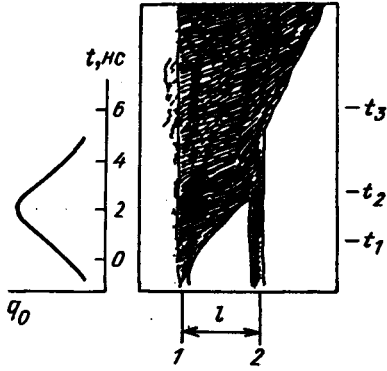
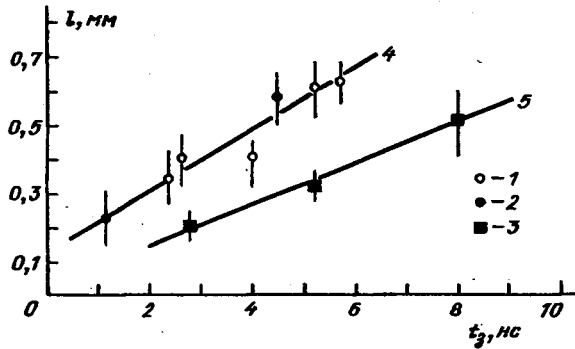


Рис. 10.11. Зависимость времени  $t_3$  реакции второй фольги от начального расстояния  $l$  между фольгами [76]: 1 — СН-мишень,  $\Delta_0 = 7$  мкм, Al-фольга,  $\Delta_0 = 7$  мкм; 2 — СН-мишень,  $\Delta_0 = 10$  мкм, Al-фольга,  $\Delta_0 = 0,5$  мкм; 3 — СН-мишень,  $\Delta_0 = 10$  мкм, Al-фольга,  $\Delta_0 = 7$  мкм; 4 — движение мишени со скоростью  $1 \cdot 10^7$  см/с, 5 —  $6 \cdot 10^8$  см/с



аналогичную методу баллистического маятника (роль маятника выполняет вторая фольга):  $p_1 \approx \rho_1 v_1^2 \approx m_2 v_2$ .

В работе [79] описываются эксперименты по рентгеновскому зондированию плоских углеродных фольг толщиной  $\Delta_0 = 4,5 \div 7$  мкм, ускоряемых лазерным излучением с плотностью потока  $q = 6,5 \cdot 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> (диаметр пятна фокусировки 1 мм). К моменту зондирования (4–5 нс) мишень проходила расстояние около 150 мкм, причем на фотографиях отчетливо различалась тень от плотных перемычек, связывающих ускоренную часть мишени с остальной фольгой. Таким образом, греющее излучение не могло повлиять на вторую фольгу до столкновения. Кроме того, было установлено, что доминирующим механизмом при столкновении фольг являлось взаимодействие высокоплотных слоев. Отметим, что метод рентгеновского зондирования двухкаскадных плоских мишеней использовался также в работах [53, 80]. Выход ударной волны на тыльную сторону второй фольги, сопровождающийся нагревом и свечением поверхности, регистрировался с помощью оптических фоторегистраторов в режиме щелевой развертки [51, 53, 54, 81]. Момент столкновения каскадов

характеризуется резким изменением гидродинамического течения высокотемпературной плазменной короны, регистрируемый как оптическими [82, 83], так и рентгеновскими [84, 85] методами в сферической геометрии эксперимента.

Развитию метода двухкаскадных плоских мишеней посвящены работы [51, 81]. Отмечалось, что выбор материала, размеров и пространственного разделения фольг зависит от цели эксперимента. В частности, при исследовании процесса ускорения мишени более предпочтительно использовать достаточно тонкую вторую фольгу, чтобы время распространения через нее упругого возмущения (со звуковой скоростью  $c_s \approx 5 \cdot 10^5$  см/с) было значительно меньше времени пролета до столкновения. Толщина ускоряемой фольги выбирается в соответствии с условиями эксперимента, влияющими на пространственное распределение плотности фольги к моменту столкновения. На рис. 10.12 представлены расчетные профили плотности [51] тонкой (быстрой) и толстой (медленной) СН-мишени, ускоряемой лазерным излучением с плотностью потока  $q \approx 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Видны процессы "разбухания" мишени и образования малошотного пьедестала вследствие прогрева мишени прошедшей через нее ударной волной.

**10.3.3. Ударные волны в тонких мишенях.** Определение абляционного давления по ударным волнам, проходящим через облучаемую лазером твердую мишень, основано на сопоставлении результатов численного мо-

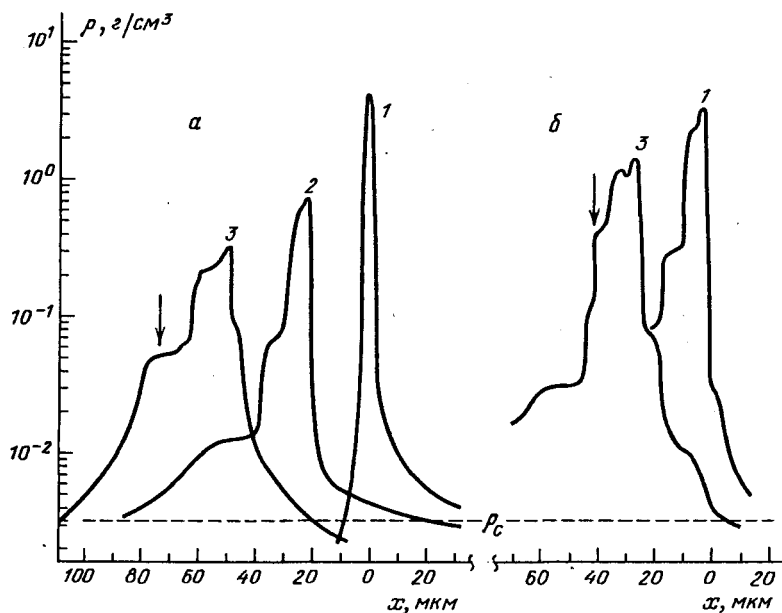


Рис. 10.12. Профили плотностей ускоряемой СН-мишени, рассчитанные в [51]. Лазерный пучок падает на мишень справа. Цифрами обозначены моменты времени относительно максимума лазерного импульса: 1 — 0 нс, 2 — 2 нс, 3 — 3 нс. Параметры эксперимента: а —  $q_a = 1,6 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau = 2,6$  нс,  $\Delta_0 = 6,5$  мкм (в области, отмеченной стрелкой, скорость вещества мишени  $u = 1,55 \cdot 10^7$  см/с; б —  $q_a = 1 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau = 4$  нс,  $\Delta_0 = 20$  мкм ( $u = 0,4 \cdot 10^7$  см/с)

делирования с измерениями времени прохождения ударной волны через тонкие плоские мишени (толщиной  $\Delta_0 = 5 \div 30$  мкм).

Простая аналитическая модель генерации ударных волн была предложена в работе [86]. Затем были проведены более тщательные расчеты [87, 88], которые, однако, незначительно изменили зависимость давления ударных волн внутри твердых мишеней от плотности потока лазерного излучения. Так, в облучаемой Nd-лазером алюминиевой мишени давление ударной волны на глубине  $d = 25$  мкм составляет [87]  $p_{уВ} = 8,6q^{0,82}$ , где  $p_{уВ}$  измеряется в мегабарах,  $q$  — в  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Эксперименты по измерению скорости  $D_{уВ}$  ударной волны в мишени проводились на твердом водороде [89], плексиглазе [90, 91], алюминии [92–95] и полиэтилене [96], а также двуслойной (Al + CH, Al + Au, Al + + Be) мишени [39, 97, 98]. Регистрация движения ударного фронта в прозрачных мишенях осуществлялась с помощью высокоскоростного оптического зондирования. В этих экспериментах использовались достаточно толстые мишени (толщиной более 1 мм), в которых характерные масштабы распространения ударной волны составляли  $d = 10^{-2} \div 10^{-1}$  см. Напротив, в экспериментах с Al и CH мишенями использовались тонкие фольги толщиной  $\Delta_0 = 5 \div 50$  мкм. При этом момент выхода ударной волны на тыльную сторону регистрировался рентгеновскими фотодиодами и оптическим фоторегистратором по началу свечения области выхода [38, 95, 97–99]. Для увеличения точности измерений применяют профилирование толщины мишени, при котором осуществляется последовательный нагрев ступенек ударной волной [38, 97, 100].

Следует отметить, что интерпретация результатов экспериментов по регистрации выхода ударных волн на тыльную поверхность мишени требует детального понимания физики взаимодействия лазерного излучения с плазмой. В работах [101, 102] анализируются факторы, влияющие на распространение ударной волны. Прежде всего оптимизация условий эксперимента означает исключение прогрева вещества мишени сверхтепловыми электронами до температур, превосходящих нагрев ударной волны.

Обычно выбирается толщина мишени, которая ослабляла бы тепловой электронный поток до такого уровня, чтобы температура тыльной поверхности мишени не превышала 1 эВ [103]. Это приводит к необходимости использования относительно толстых фольг ( $\Delta_0 > 10$  мкм), а значит, к увеличению времени прохождения мишени ударной волны сверх длительности лазерного импульса, следовательно, и длительности действия абляционного давления. По окончании лазерного импульса от зоны испарения вслед за ударной волной начинает распространяться волна разрежения. Как показано в [101], распад ударной волны происходит на глубине  $d \approx 2\tau D$ , после чего скорость ее распространения снижается. Так, в случае алюминиевой фольги [38, 104], облучаемой Nd-лазером с плотностью потока  $q = 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительностью импульса  $\tau = 0,6$  нс, скорость ударной волны  $D_{уВ} \approx 2 \cdot 10^6$  см/с для длин волны лазера  $\lambda = 1,06$  мкм и  $2,5 \cdot 10^6$  см/с для  $\lambda = 0,35$  мкм; следовательно, предельная толщина фольги равна 24 и 30 мкм соответственно.

С увеличением плотности потока скорость ударной волны возрастает:  $D \propto p_a^{1/2} \propto q^{0,4}$ . Таким образом, существует максимальное значение плотности потока лазерного излучения, определяемое, с одной стороны, требо-

ванием малого предпрогрева мишени, а с другой – конечной длительностью лазерного импульса. Для рассмотренных выше условий эксперимента [101] максимальная плотность потока на длине волны  $\lambda = 1,06$  мкм составляет  $q = 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> (соответственно максимально достижимое давление  $p_{ув} = 15$  Мбар). При переходе к лазерному излучению с длиной волны  $\lambda = 0,53$  мкм благодаря меньшему коэффициенту конверсии в сверхтепловые электроны и большей скорости ударной волны максимальная плотность потока достигает  $q = 1,5 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> (давление до  $p_{ув} = 60$  Мбар на глубине  $d = 28$  мкм). Дальнейшее укорочение длины волны лазерного излучения способствует достижению еще более высоких давлений в генерируемых ударных волнах. На установке "Нова" [105] излучение на длине волны третьей гармоники Nd-лазера ( $\lambda = 0,35$  мкм) с энергией  $E = 2$  кДж в импульсе  $\tau = 1$  нс фокусировалось на Al-мишень в пятно диаметром от 150 мкм до 1 мм (плотности потока  $q = 10^{13} \div 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>). По измерениям времени выхода ударной волны на тыльную поверхность определено давление  $p_{ув} = 100$  Мбар. О достижении давлений более 100 Мбар в экспериментах на установке "Греко" (длина волны  $\lambda = 0,26$  мкм, плотность потока на мишени  $q = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>) сообщалось в работе [100].

Всестороннее исследование генерации ударных волн проведено в работах [56, 103]. В этих экспериментах толщины алюминиевых фольг были согласованы с длительностью лазерного импульса ( $\tau = 0,6$  нс). Плотность потока излучения на длине волны  $\lambda = 1,05$  мкм изменялась при изменении площади фокального пятна: при диаметре пучка 300 мкм (плотность потока  $q = 1,2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) скорость ударной волны составила  $D = 1,5 \times 10^6$  см/с, при более острой фокусировке пучка до диаметра 69 мкм (плотность потока  $q \approx 3,5 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>) скорость ударной волны возросла до  $D \approx 2,4 \cdot 10^6$  см/с. Анализ экспериментов показал, что эффективность генерации ударных волн падает при уменьшении диаметра пятна фокусировки. Потери лазерной энергии из-за бокового разлета плазменной короны возросли до 90%. Влияние эффектов бокового разлета плазмы на параметры генерируемой ударной волны исследовалось также в работе [57], в которой эксперименты проводились на CO<sub>2</sub>-лазере (длина волны  $\lambda = 10,6$  мкм) при плотности потока  $q = 4,5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> в пятне фокусировки диаметром 600 мкм при длительности импульса  $\tau = 1,1$  нс.

Как показывает обзор работ по измерениям скорости ударных волн, проходящих через тонкие мишени, получаемые экспериментальные данные могут использоваться для достаточно точного (с погрешностью 10% [95]) определения абляционного давления плазмы. Следует, однако, отметить ограниченность этого метода плоской геометрией мишени, а также соответствующим выбором вещества мишени (для которого имеются расчетные таблицы  $p(D)$ ) и параметров лазера.

ДИАГНОСТИКА СЖАТОГО ЯДРА МИШЕНИ

Информация о состоянии плазмы в заключительной стадии процесса сжатия мишени дает представление об эффективности энерговклада и позволяет определить условия эксперимента, необходимые для решения конкретной задачи. К настоящему времени выполнен большой объем исследования плазмы в сверхсжатом состоянии при сферическом нагреве термоядерных мишеней. Для осуществления этих исследований разработан целый комплекс диагностических методов, позволяющих определять характеристики плазмы сжатого ядра (термоядерного вещества и окружающей его оболочки) — плотность, электронную и ионную температуры, параметр  $\rho r$  (и  $\rho \Delta r$  для оболочки). Эти методы основаны на исследовании непрерывного и линейчатого рентгеновского излучения (как возникшего в самом ядре, так и прошедшего сквозь ядро от дополнительного источника), а также продуктов термоядерных реакций и их активационного действия на вещества мишени. В данной главе мы рассмотрим

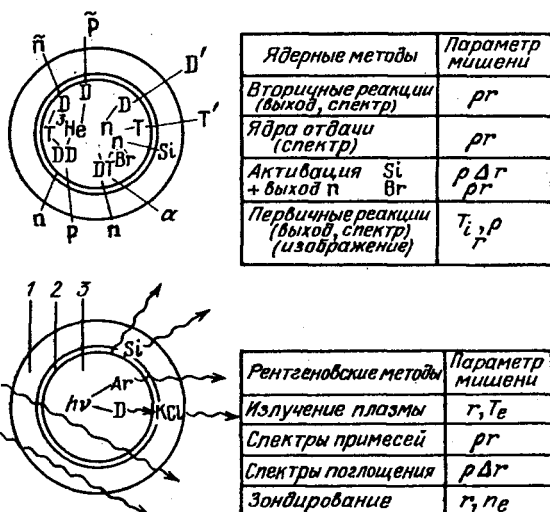


Рис. 11.1. Ядерные и рентгеновские методы диагностики сжатого ядра мишени: 1 — плазменная корона, 2 — сжатая оболочка, 3 — термоядерный топливный газ (DD и DT — реакции синтеза, Br и Ar — примесные газы)



основы диагностики состояния сжатого ядра и ее особенности в различных режимах сжатия.

На рис. 11.1 схематично представлены ядерные и рентгеновские методы, применяемые в экспериментах по лазерному нагреву и сжатию термоядерных оболочечных мишеней. При диагностике параметров сжатого ядра (на рис. 11.1 область 1) необходимо учитывать влияние, которое оказывают на измеряемые характеристики вещества оболочки (область 2) и плотные слои плазменной короны (область 3). В зависимости от реализующихся в эксперименте условий более предпочтительным становится тот или иной метод. Наибольшую достоверность имеют результаты, полученные при комплексном применении принципиально различных диагностик.

### § 11.1. Рентгеновская диагностика сжатого ядра

В диагностике сжатого ядра рентгеновские методы применяются для определения плотности термоядерного вещества и сжатой оболочки. Рентгеновское излучение из ядра появляется, когда движущаяся к центру не-испаренная часть оболочки останавливается противодавлением сильно сжатого и нагретого вещества, наполняющего мишень, и кинетическая энергия направленного движения переходит в тепловую. При этом плотный и горячий слой вещества оболочки, прилегающий к газовой полости, интенсивно излучает в рентгеновской части спектра. Получая изображение плазмы в рентгеновском излучении, можно по размерам этой области свечения оценить объемное сжатие газа.

Изображение плазмы в рентгеновском излучении может быть получено с помощью камеры-обскуры, микроскопов различных схем, зонной пластины Френеля (см. гл. 6).

11.1.1. Регистрации изображений в собственном излучении ядра. Трудности получения изображений в собственном излучении ядра обусловлены, с одной стороны, значительным поглощением сжатой оболочки (параметр  $\rho\Delta r > \mu^{-1}$ , где  $\mu$  – массовый коэффициент поглощения) наиболее интенсивной части континуума с энергией квантов  $h\nu < 2$  кэВ, а с другой стороны, малой светосилой широко применяемых камер-обскур для более жесткого диапазона рентгеновского излучения. Отметим, что возможность применения в такой ситуации более светосильных микроскопов скользящего падения ограничены, так как при отражении излучения происходит отсечка его со стороны больших энергий кванта  $h\nu < 4$  кэВ (см. гл. 6).

В этом смысле интерес представляет использование зонной пластины Френеля, работающей в диапазоне энергий квантов  $h\nu \approx 0,5 \div 40$  кэВ и обладающей высокой светосилой [1–4]. Для получения в одной вспышке с помощью зонной пластины нескольких изображений ядра в различных спектральных диапазонах за пластиной устанавливается набор поглотителей с расположенными между ними фотоэмульсиями. Для примера на рис. 11.2 представлены денситограммы изображений короны и ядра для четырех выделенных спектральных диапазонов. Эти изображения получены в экспериментах [5, 6] на установке "Шива" для квазиабляционного режима сжатия стеклянной оболочки ( $2r_0 = 140$  мкм,  $\Delta_0 = 5$  мкм), покрытой слоем тефлона толщиной 15 мкм и наполненной DT-газом с

начальным давлением  $p_0 = 50$  атм. Энергия лазерного импульса составляла  $E_{\text{л}} = 3,4$  кДж при  $\tau_{\text{л}} = 200$  пс. Обращает на себя внимание то, что при малых энергиях квантов наблюдается асимметрия свечения как тефлонового аблятора, так и ядра, имеющего форму эллипса. Эта асимметрия, отражающая неоднородность облучения мишени на установке "Шива", существенно уменьшается для изображения, соответствующего более жесткому излучению ( $h\nu \approx 16$  кэВ). Видно, что наиболее узкий пик свечения ядра соответствует  $h\nu \approx 6,1$  кэВ и имеет размер 12 мкм (по половине интенсивности), что соответствует объемному сжатию DT-смеси  $\delta > 10^3$ .

Одной из основных проблем рентгеновской диагностики сжатого ядра является проникновение излучения через слой сжатой оболочки. На рис. 11.3 показана зависимость массового коэффициента поглощения стеклянной оболочки от энергии квантов при температуре  $T_e = 500$  эВ [7]. При параметре сжатия оболочки  $\rho\Delta r = 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup> можно воспользоваться излучением примесных газов Вг и Р (L-линии и резонансные He-подобные линии соответственно), в то время как излучение аргона (He-подобные линии) практически полностью поглощается ( $\mu\rho\Delta r \approx 3$ ). В области жестких рентгеновских квантов (например, излучение континуума) удовлетворительная для измерений прозрачность наблюдается при  $h\nu > 4$  кэВ.

**11.1.2. Излучение примесных газов.** Как уже отмечалось выше, измеряя объемное сжатие газа по размерам светящегося слоя оболочки, прилегающего к газовой полости, можно получить информацию лишь о средней по сжатой области плотности вещества, наполняющего мишень. Поэтому для исследования распределения плотности в сжатом ядре особую актуальность приобрели методы диагностики, основанные на регистрации излучения самого термоядерного вещества. Однако оболочка, сжимающая газ, имея большую, чем газ, плотность и большой заряд иона, является и гораздо более интенсивным источником, что препятствует регистрации излучения газа. Преодолеть эту трудность оказывается возможным посредством введения в термоядерное вещество добавок с большим атомным номером  $Z$ , какими могут служить, например, инертные газы. Это позволяет не только непосредственно визуализировать область сжатого топлива на рентгеновских изображениях, но и определять его температуру с помощью спектральных измерений тормозного континуума.

Спектр рентгеновского излучения, прошедшего сквозь вещество сжатой оболочки, несет также информацию о ее плотности (точнее, о значении параметра  $\rho\Delta r$ ). Следует отметить, что исследование рентгеновского излучения сжатого ядра для определения параметра  $\rho\Delta r$  оболочки имеет определенные преимущества по сравнению со спектральными исследованиями продуктов реакций синтеза, о которых ниже будет идти речь. Это обусловлено тем, что замедление ядерных частиц происходит за счет ионизации и возбуждения внешних электронов атомов вещества оболочки, т.е. замедление зависит от степени ионизации и вырождения. Ослабление же потока рентгеновского излучения связано с фотоионизацией атомов вещества оболочки за счет электронов внутренних орбит и почти не зависит от вышеуказанных параметров [8].

В экспериментах [8] с мишенями, наполненными неоном (с начальной плотностью  $\rho_0 \approx 2 \div 7$  мг/см<sup>3</sup>), типичная обскурограмма состояла

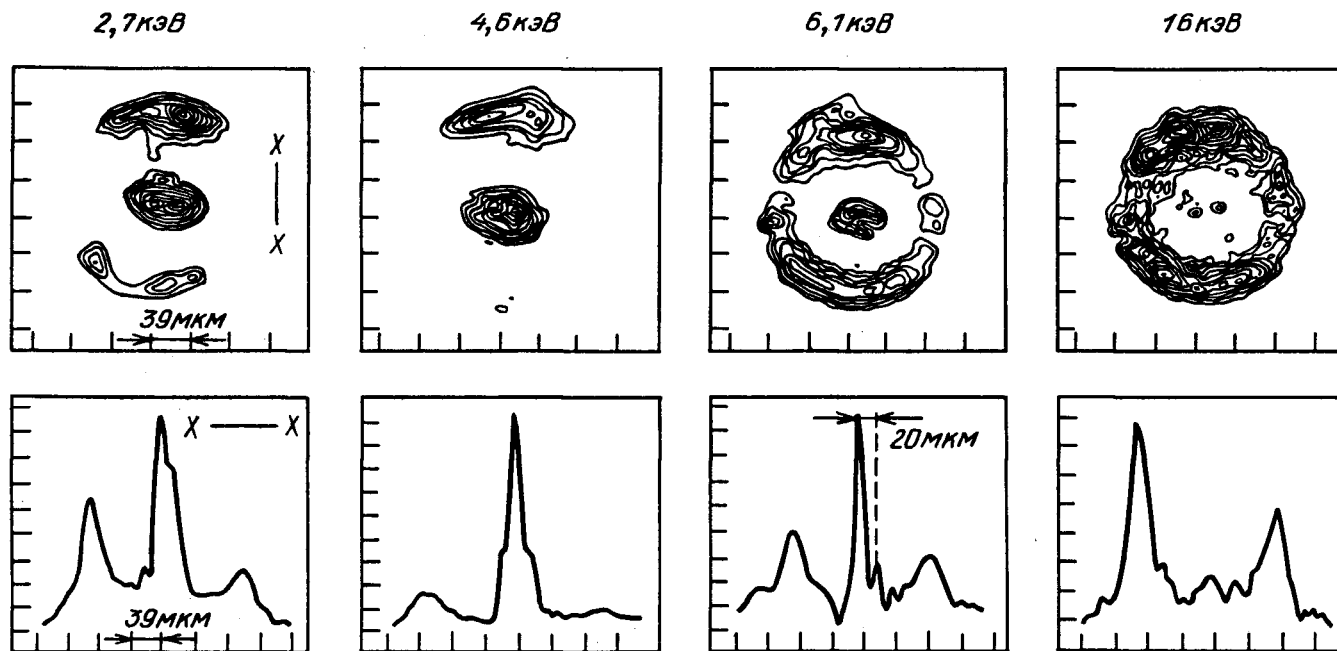


Рис. 11.2 Фотографии и денситограммы рентгеновских изображений плазменной короны и сжатого ядра, полученные с помощью зонной пластины в узких спектральных диапазонах [5, 6]

из кольца и центрального пика, причем было установлено, что этот пик обусловлен тормозным континуумом именно сжатого неона, поскольку для мишеней, наполненных дейтерием, он был на порядок величины менее интенсивным, а для ненаполненных мишеней вообще отсутствовал. Высокая интенсивность континуума сжатого неона обуславливалась его большой начальной плотностью. Исследование тормозного континуума сжатого неона позволило определить электронную температуру ядра  $T_e \approx 0,9 \pm 0,3$  кэВ и величину  $\rho \Delta r$  сжатой оболочки  $\rho \Delta r \lesssim 2,5 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>2</sup> [8].

**11.1.3. Спектроскопия линий примесных ионов.** Введение в термоядерное вещество добавок с большим атомным номером открывает широкие диагностические возможности, связанные с исследованием линейчатого рентгеновского излучения с помощью методов, развитых в спектроскопии многозарядных ионов [9, 10]. Область спектра, пригодная для такой диагностики, ограничивается условием малости тормозного поглощения [11]:

$$K(\nu)L \approx 0,26 \cdot 10^{-4} \bar{z} (Ry/T_e)^{1/2} (Ry/h\nu)^3 [1 - \exp(-h\nu/T_e)] n_e^2 L < 1, \quad (11.1)$$

где  $K(\nu)$  — коэффициент тормозного поглощения на частоте  $\nu$ ,  $L$  — линей-

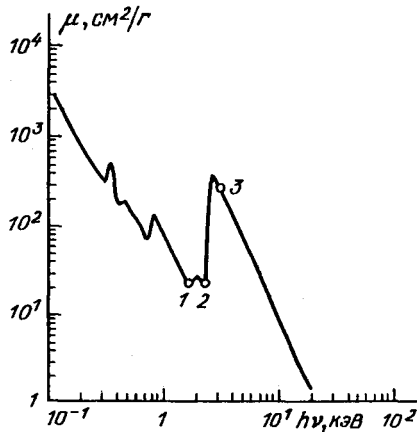
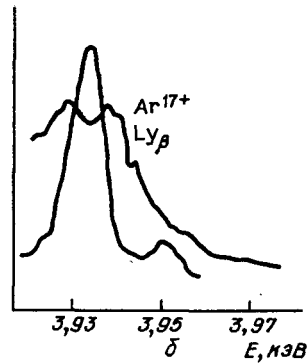
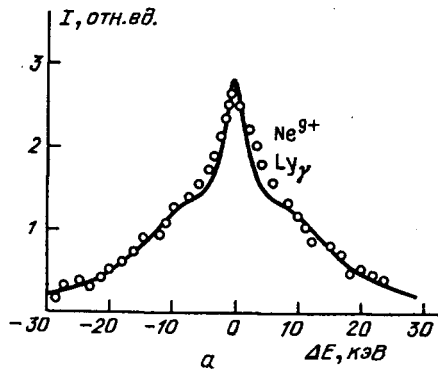


Рис. 11.3. Спектральная зависимость массового коэффициента поглощения стеклянной оболочки при температуре  $T_e \approx 500$  эВ [7]. Цифрами отмечено положение рентгеновских линий примесных газов: 1 — L-линии Вг, 2 — резонансные переходы Не-подобного иона Р, 3 — переходы Не-подобного иона Аг

Рис. 11.4. Формы линий излучения примесных газов: а — экспериментальная (сплошная кривая) и расчетная (точки) формы линии  $L\gamma$  водородоподобного неона [12]; б — формы линии  $L\gamma$  водородоподобного аргона для двух различных опытов [20]



ный размер плазмы,  $\bar{z}$  — средний заряд ионов в плазме,  $Ry = 13,6$  эВ. При  $L \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$  см в диапазоне плотностей  $10^{21} \leq n_e \leq 10^{26}$  см $^{-3}$  условие (11.1) будет выполнено, если  $h\nu \approx i \div 10$  кэВ. Это соответствует длинам волн  $\lambda \approx 1 \div 10$  Å, т.е. резонансным линиям водородо- и гелиеподобных ионов с зарядом  $z \approx 10 \div 30$ .

Как известно, в спектроскопии многозарядных ионов используются несколько методов, позволяющих диагностировать плотность плазмы, теоретическое обоснование которых проведено, например, в работе [11]. Это диагностика плотности по уширению спектральных линий по интенсивности запрещенных переходов, по спутникам спектральных линий, обусловленных возбуждением ленгмюровских колебаний. Методы диагностики по собственному излучению плазмы применимы лишь для горячей плазмы, поскольку, согласно (11.1), требуют наличия в плазме ионов с  $z \geq 10$ . Оценки с помощью различных моделей ионизационного равновесия [11] показывают, что дискретные спектры из плотного ядра мишени можно наблюдать при температурах ядра  $T_e \geq 200 \div 300$  эВ.

Согласно теории Хольцмарка, уширение резонансной линии  $\Delta\nu$  за счет линейного эффекта Штарка дается формулой [11]

$$h\Delta\nu \approx 21,6 Ry(a_0^3 n_i)^{2/3} n^2/z, \quad (11.2)$$

где  $n$  — главное квантовое число уровня, на который происходит переход,  $n_i$  — ионная плотность,  $a_0$  — боровский радиус. Область применимости этой формулы для линий водородоподобных ионов с  $z > 10$  заключена в пределах  $10^{20} < n_i < 10^{24}$  см $^{-3}$ . При этом нижняя граница соответствует плотностям, при которых становится существенным доплеровское уширение линии, а верхняя — плотностям, при которых начинают влиять кулоновское отталкивание между излучающим и возмущающими ионами, дебаевское экранирование поля ионов, а также квадрупольный эффект Штарка. Уширение линий неводородоподобных ионов тоже может использоваться для диагностики плотности плазмы, причем в диапазоне еще больших плотностей, а именно  $10^{22} < n_i < 10^{26}$  см $^{-3}$ . Однако ширины этих линий малы и требуется высокое разрешение спектральной аппаратуры. Например, линии ионов FeXXIV ( $\lambda \approx 11$  Å) и FeXXV ( $\lambda \approx 1,87$  Å) имеют ширину  $\Delta\lambda \approx 10^{-2}$  Å.

В настоящее время диагностика плотности ядра по штарковскому уширению резонансных линий водородо- и гелиеподобных ионов широко применяется в экспериментах с мишенями, наполненными либо тяжелыми инертными газами, либо смесью этих газов с термоядерным веществом [6, 12–17]. Для примера на рис. 11.4,а показана форма линии  $Ly_\gamma$  водородоподобного неона ( $h\nu \approx 1,28$  кэВ), зарегистрированная в экспериментах [12] при нагреве мишеней, наполненных этим газом. Она наиболее хорошо согласуется с теоретически рассчитанной формой данной спектральной линии (также показанной на рис. 11.4,а) при  $T_e = T_i \approx 300$  эВ и  $n_e \approx 7 \cdot 10^{22}$  см $^{-3}$ , что соответствует эквивалентной плотности термоядерного вещества  $\rho \approx 0,26$  г/см $^3$ . В экспериментах с оболочечными мишенями [13, 14] газообразный неон использовался уже лишь как добавка к DT-смеси и не оказывал влияния на динамику оболочки. В работе [16] излучение неона было зарегистрировано при плотности ядра 3 г/см $^3$  ( $\rho r \approx 7 \cdot 10^{-3}$  г/см $^2$ ) и  $T = 200$  эВ.

При переходе к абляционным режимам сжатия, каким является, например, режим "сжимающейся" оболочки, возникает необходимость в использовании более жесткого излучения. В соответствии с рис. 11.3 линия гелиеподобного аргона ( $h\nu \approx 3,14$  кэВ) может позволить диагностировать ядро при параметре оболочки  $\rho \Delta r \approx 5 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>2</sup> и  $T_e \approx 0,5$  кэВ, что и было реализовано в [6, 18, 19]. В этих экспериментах линейчатые спектры аргона в ядре и кремния в короне регистрировались с пространственным разрешением кристаллическим спектрографом с целью, что позволяло непосредственно измерять размер сжатого ядра и объемное сжатие DT-газа, к которому был добавлен аргон. Однако малая концентрация (0,1 атм) аргона в DT-газе ( $p_0 \approx 50$  атм) и связанное с этим малое значение отношения сигнал/шум не позволили в [6, 18] определить плотность ядра по уширению линии аргона. При увеличении же начального давления аргона в оболочке в экспериментах [20, 21] удавалось диагностировать плотность ядра по уширению еще более коротковолновой линии  $\text{Ly}_\beta$  водородоподобного аргона  $\text{Ar}^{17+}$  ( $h\nu \approx 3,93$  кэВ), а в экспериментах [15] – линии  $\text{Ar}^{17+} \text{Ly}_\alpha$ . На рис. 11.4,б показаны формы линии  $\text{Ar}^{17+} \text{Ly}_\beta$ , зарегистрированные в [20] для двух опытов с оболочками из стекла, наполненными аргоном:

- 1)  $E_{\text{пл}} \approx 75$  Дж,  $\tau_{\text{пл}} \approx 46$  пс,  $2r_0 \approx 58$  мкм,  $\Delta_0 \approx 0,6$  мкм,  $p_{0\text{Ar}} \approx 11$  атм;
- 2)  $E_{\text{пл}} \approx 130$  Дж,  $\tau_{\text{пл}} \approx 65$  пс,  $2r_0 \approx 62$  мкм,  $\Delta_0 \approx 2,9$  мкм,  $p_{0\text{Ar}} \approx 7$  атм.

Для более толстой оболочки наблюдается не только большее уширение линии, свидетельствующее о достижении более высокой плотности аргона ( $\rho \approx 4$  г/см<sup>3</sup>), но и расщепление линии в соответствии с предсказаниями теории [22, 23].

**11.1.4. Спектроскопическое измерение плотности сжатого ядра.** Определение электронной плотности сжатого ядра может быть проведено по измерениям сдвига рекомбинационного скачка  $1s$  примесного иона [24–26]. Данный эффект объясняется снижением ионизационного потенциала излучателя, когда потенциальная энергия заряженной частицы становится сравнимой с ее кинетической энергией. Хотя сдвиг рекомбинационного скачка зависит как от плотности, так и от температуры плазмы, тем не менее зависимость от плотности более сильная, поэтому данные измерения могут служить методом определения плотности в диапазоне  $n_e \approx 10^{24}$  см<sup>-3</sup>. Отмечается, что сечение ионизации уменьшается с ростом заряда ядра излучающего иона, поэтому для спектроскопических измерений следует выбирать примесь с не очень большим атомным номером. С другой стороны, примесь с низким атомным номером может быть полностью ионизована и не будет излучать.

Другой спектроскопический метод диагностики плотности плазмы основан на зависимости от плотности отношения интенсивности резонансных ( $2^1p - 1^1s$ , синглет – синглет) и интеркомбинационных ( $2^3p - 1^1s$ , триплет – синглет) линий в спектрах гелиеподобных ионов. Он неоднократно использовался и обсуждался в литературе (см., например, [10, 11, 27–29]). Метод может применяться для диагностики плазмы с плотностью  $n_e < 10^{23}$  см<sup>-3</sup>. При больших плотностях заметный вклад в заселение уровней  $2^1p$  и  $2^3s$  может давать тройная рекомбинация на высоковозбужденные уровни иона с последующим радиационным распадом и применение метода становится затруднительным.

Взаимодействие излучающего иона с окружающими частицами плазмы помимо уширения спектральных линий может приводить к появлению сателлитов, сдвинутых относительно частот переходов на ленгмюровскую частоту  $\omega_{Le} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$  [63, 79, 80]. Регистрация подобных сателлитов, которые могут наблюдаться при  $n_e > 10^{24} \text{ см}^{-3}$ , в принципе позволяет определить плотность плазмы. При этом отношение интенсивностей сателлита и резонансной линии составляет  $I_{\text{сат}}/I_{\text{рез}} \approx 10\%$ . Это означает, что положение сателлита и плотность плазмы могут быть определены с достаточной точностью.

**11.1.5. Спектры поглощения.** Для диагностики параметров сжатой оболочки ( $\rho \Delta r$  и  $T$ ) в работе [30] был разработан метод, основанный на анализе спектров поглощения непрерывного излучения горячего сжатого ядра мишени в специальном диагностическом слое KCl, входящем в состав оболочки. При прохождении излучения через оболочку наибольшее поглощение происходит на резонансных переходах типа  $1s - 2p$  ионов K и Cl, которое отчетливо регистрируется рентгеновским кристаллическим спектрографом (рис. 11.5 [30]).

Для успешного применения данного метода необходимо согласовывать режим сжатия, местоположение, химический состав и толщину диагностического слоя. В частности, этот слой располагается между аблятором (испаряемым к моменту коллапса) и плотной частью оболочки. Структура энергетических уровней элементов должна соответствовать температуре оболочки, при которой происходит необходимая ионизация. Толщина слоя (точнее, параметр  $(\rho \Delta r)_{\text{KCl}}$ ) выбирается из условий обеспечения достаточной для измерения степени поглощения на резонансных переходах.

В экспериментах [30] слой KCl толщиной 0,5 мкм наносился на стеклянную оболочку диаметром 430 мкм. Снаружи наносился СН-аблятор толщиной 40 мкм. Оболочка имела DT-наполнение (20 атм) с добавкой диагностического газа (Ar,  $p = 0,1$  атм). Благодаря высокой температуре (700 эВ) сжатого газа в момент коллапса сквозь оболочку проникало интенсивное излучение континуума ( $h\nu \gtrsim 3 \text{ кэВ}$ ), а также линии Ar с  $\lambda = 3 \div 4 \text{ \AA}$  (рис. 11.5).

Соотношение линий поглощения на переходе  $1s - 2p$  в ионах Cl (от  $\text{Cl}^{9+}$  до  $\text{Cl}^{15+}$ ) может быть использовано для определения температуры диагностического слоя (при использовании зависимости ионизационного состава от температуры). В рассматриваемом эксперименте  $T_{\text{KCl}} = 200 \div 230 \text{ эВ}$ . Параметр сжатия диагностического слоя  $(\rho \Delta r)_{\text{KCl}}$  находится из соотношений сечений фотопоглощения  $\sigma_\nu = \sigma_0 \Phi(\nu)$ , определяющих интенсивность регистрируемого излучения ( $\Phi(\nu)$  — профиль линии):

$$I_\nu = I_0 \exp(-\sigma_\nu n_p \Delta r) = I_0 \exp(-\sigma_\nu \alpha \rho \Delta r / m_i), \quad (11.3)$$

где  $n_p$  — концентрация поглощающих ионов,  $\alpha$  — доля ионов в ионизационном состоянии  $p$ . Отсюда

$$(\rho \Delta r)_{\text{KCl}} = (m_i / \sigma_0 \alpha) \int \ln(I_0 / I_\nu) d\nu. \quad (11.4)$$

В рассматриваемом эксперименте  $(\rho \Delta r)_{\text{KCl}} \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^2$ , что соответствует в пересчете на всю оболочку  $\rho \Delta r \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$ .

**11.1.6. Рентгеновское зондирование с использованием внешнего источника.** Зондирование сжатого ядра рентгеновским излучением внешнего

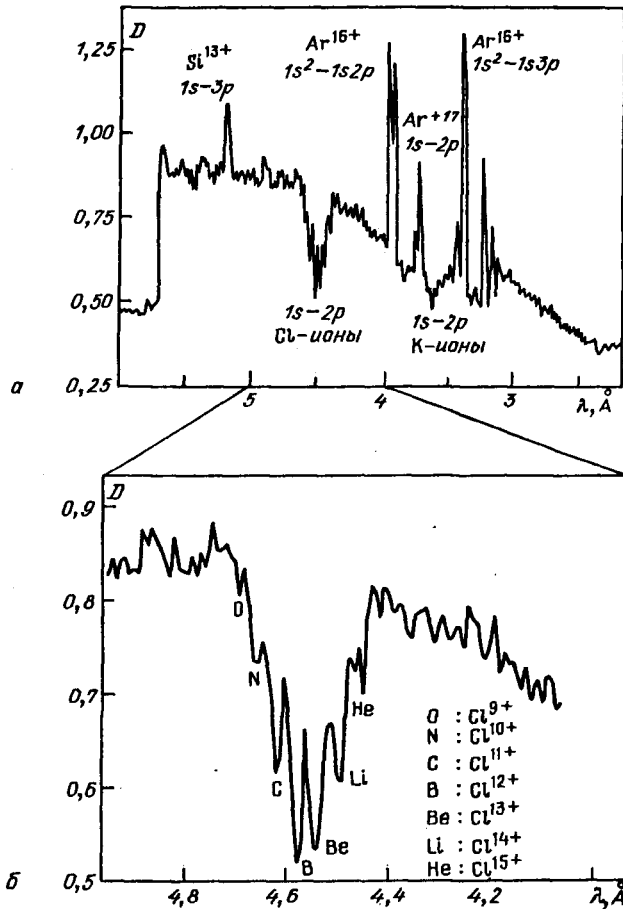


Рис. 11.5. Спектры поглощения в диагностическом слое KCl: *а* – зарегистрированный спектр излучения (мишень –  $\text{SiO}_2$ -оболочка, наполненная DT-газом с примесью Ar); *б* – спектр поглощения на переходе  $1s-2p$  в ионах Cl

источника обладает с точки зрения получения достоверной информации важным преимуществом перед методом регистрации собственного излучения ядра. Оно заключается в том, что при анализе теневых изображений имеется возможность измерить пространственное распределение поглощающих областей мишени. Использование же метода, основанного на собственном излучении, предполагает наличие информации об источнике светимости. На приведенных в [17, 31] фотографиях рентгеновских тенеграмм, а также фэрограмме теневого изображения, показывающих динамику процесса сжигания, отчетливо фиксируется момент коллапса оболочки и может быть измерен размер занятой сжатым газом области, соответствующий этому моменту. Для определения плотности или, что еще более важно, для определения пространственного распределения плотности сжатого ядра по поглощению зондирующего излучения внешний источник должен иметь высокую яркость в диапазоне энергий квантов  $h\nu > 2,5 \text{ кэВ}$ .



В работе [31] источником рентгеновского зондирования являлись плоские медная или алюминиевая мишени ( $h\nu = 1,2$  и  $2,4$  кэВ соответственно), облучаемые синхронизованным лазерным импульсом длительностью 100 пс. Сопоставление экспериментально измеренных профилей пропускания с результатами численных расчетов позволило определить профили плотности сжатой оболочки и ее массу в момент коллапса. По минимальному радиусу сжатой оболочки  $r_f \approx 0,2 r_0$  оценена максимальная плотность сжатого ядра  $\rho_f \approx 10$  г/см<sup>3</sup>. Спектроскопическое определение плотности ядра оказалось затруднительным из-за малой энергии зондирующих квантов.

Анализ источников зондирования в жестком рентгеновском диапазоне ( $h\nu > 4$  кэВ) выявил сложности его создания. Действительно, использование вспомогательной лазерной плазмы при удобстве синхронизации требует значительной лазерной энергии. Так, по данным работы [17], измеренная эффективность конверсии в К-линии титана ( $h\nu \approx 4,5$  кэВ) составляет  $\eta = 0,05\%$  для лазерного излучения на  $\lambda = 1$  мкм. Таким образом, в эксперименте по лазерному облучению микросферы пучками с  $E = 20$  кДж необходима энергия  $E_{\text{л}} > 2$  кДж, для того чтобы яркость зондирующего источника (лазерная плазма на Ti-мишени) превзошла яркость плазмы исследуемой мишени. Аналогичные результаты для ряда мишеней (Cs, Mn, Ni), используемых для рентгеновского зондирования, получены в [32].

### § 11.2 Диагностика заряженных продуктов термоядерных реакций

Наряду с рентгеновским излучением другим важным источником информации о состоянии сжатого ядра являются продукты протекающих в нем термоядерных реакций. Различают первичные и вторичные термоядерные частицы. Первичные частицы образуются в результате реакций синтеза между ионами плазмы, а вторичные — в результате реакций ионов плазмы с первичными частицами. В табл. 11.1 приведены первичные и

Таблица 11.1

Первичные реакции синтеза	
$D + T \rightarrow$	${}^4\text{He}$ (3,5 МэВ) + $n$ (14,1 МэВ)
$D + D \rightarrow$	$T$ (1,01 МэВ) + $p$ (3,02 МэВ)
	${}^3\text{He}$ (0,82 МэВ) + $n$ (2,45 МэВ)
Вторичные реакции синтеза	
$D + {}^3\text{He}$ (0 – 0,8 МэВ) $\rightarrow$	${}^4\text{He}$ (3,7 МэВ) + $p$ (12,5 – 17,5 МэВ)
$D + T$ (0 – 1 МэВ) $\rightarrow$	${}^4\text{He}$ (3,5 МэВ) + $n$ (12 – 17 МэВ)

вторичные термоядерные реакции синтеза для DT- и DD-плазмы, а также начальные энергии рождающихся частиц.

**11.2.1 Область применения масс-спектрометрического метода.** Возможность построения корпускулярной диагностики лазерной плазмы на основе измерения характеристик (спектров и выходов) заряженных первичных и вторичных термоядерных частиц [33–38] связана с тем, что длина их замедления за счет кулоновского взаимодействия с ионами и электронами сравнима с размерами самой мишени и в общем случае зависит от плотности и температуры плазмы [39]. Это обуславливает сильную деформацию спектров и уменьшение выхода этих частиц из мишени в отличие от плазмы с магнитным удержанием, где из-за невысокой плотности плазмы ( $n_e \approx 10^{13} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) заряженные продукты синтеза тормозятся очень слабо. В табл. 11.2 даются аппроксимационные формулы для вычисления длин свободного пробега заряженных термоядерных частиц при торможении на электронной компоненте плазмы [40].

На рис. 11.6 показана расчетная зависимость доли количества термоядерных частиц, прошедшей сквозь сжатую стеклянную оболочку, от ее параметра  $\rho \Delta r$  для диапазона изменения электронной температуры оболочки 100–500 эВ [6]. Из приведенных зависимостей следует, что при  $\rho \Delta r \gg 5 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$  регистрация  $\alpha$ -частиц становится невозможной, а при достижении  $\rho \Delta r > 3 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^2$  протоны с  $E_p = 3 \text{ МэВ}$  не выходят из мишени, при еще больших плотностях оболочки ( $\rho \Delta r \gg 3 \cdot 10^{-1} \text{ г/см}^2$ ) только нейтроны с  $E_p = 14,1 \text{ МэВ}$  могут быть надежно зарегистрированы после прохождения сжатого стекла.

В режиме "взрывающейся" оболочки при характерных значениях  $\rho \Delta r \lesssim \lesssim 10^{-3} \text{ г/см}^2$   $\alpha$ -частицы, свободно покидающие мишень, могут быть использованы для целей диагностики. В частности, поток  $\alpha$ -частиц или протонов из ядра мишени может формировать изображение ядра при использовании камеры-обскуры [41] или зонной пластины Френеля [3, 42]. Прошедшие сквозь отверстие камеры-обскуры или зонную пластину  $\alpha$ -частицы

Таблица 11.2

Частицы	Скорость, см/с	Температура плазмы, кэВ	Длина пробега, см
$^3\text{He}$	$7,1 \cdot 10^8$	$\leq 4,6 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{19}/n_e$
		$\geq 4,6 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{21} T_e^{3/2}/n_e$
T	$8 \cdot 10^8$	$\leq 6 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{19}/n_e$
		$\geq 6 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{21} T_e^{3/2}/n_e$
$^4\text{He}$	$1,3 \cdot 10^9$	$\leq 1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{20}/n_e$
		$\geq 1,6 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{21} T_e^{3/2}/n_e$
p (первичные)	$2,4 \cdot 10^9$	$\leq 5,4 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{21}/n_e$
		$\geq 5,4 \cdot 10^{-1}$	$4,8 \cdot 10^{21} T_e^{3/2}/n_e$
$\tilde{p}$ (вторичные)	$5,3 \cdot 10^9$	$\leq 2$	$4,6 \cdot 10^{22}/n_e$
		$\geq 2$	$1,1 \cdot 10^{22} T_e^{3/2}/n_e$

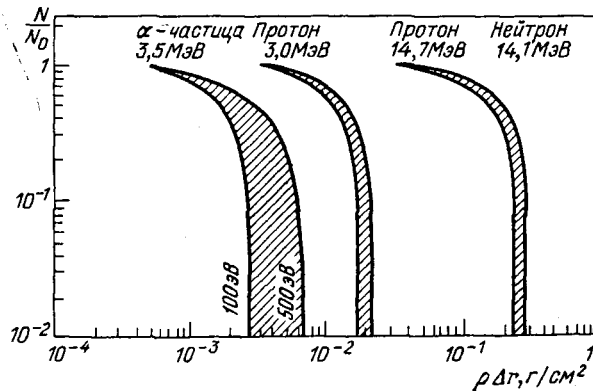


Рис. 11.6. Расчетная зависимость доли количества термоядерных частиц, прошедшей сквозь сжатую стеклянную оболочку, от ее параметра  $\rho \Delta r$  для диапазона изменения температуры оболочки 100–500 эВ [6]

создают микроразрушения в твердом трековом детекторе из нитрата целлюлозы или пластика CR-39, которые после соответствующей обработки превращаются в треки, образующие изображение (см. гл. 8). При этом камера-обскура или зонная пластина перекрывается фильтром, поглощающим многозарядные ионы вещества оболочки и часть рентгеновского излучения. Полученное изображение сжатого ядра позволяет определить его размер (объемное сжатие) и пространственное распределение плотности в ядре с высоким разрешением по объекту. Например, в экспериментах [3] восстановленное с помощью зонной пластины изображение сжатого ядра имело размер  $L \approx 11$  мкм при достигнутом пространственном разрешении  $d \approx 3$  мкм. Достоинством зонной пластины Френеля (см. гл. 6), как известно, является получение трехмерного изображения излучающего объекта.

**11.2.2. Спектры заряженных частиц.** В экспериментах с оболочечными мишенями, наполненными DT-газом [16, 43–45], ионная температура (до 4–7 кэВ) сжатого ядра определялась по уширению энергетического спектра  $\alpha$ -частиц и нейтронов. Кроме того, в [16, 44] определялся параметр  $\rho \Delta r$  сжатого стекла по измерению смещения максимума спектра  $\alpha$ -частиц относительно начальной энергии. Теоретически возможность такой диагностики сжатого вещества оболочки была предсказана в [35].

Согласно выводам работ [36, 37, 46], при  $T_i < 10$  кэВ и параметрах  $\rho r \lesssim 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup> энергия от высокоэнергетичных заряженных термоядерных частиц передается практически только электронной компоненте плазмы. Рассчитанный в [47] спектр  $\alpha$ -частиц, покидающих мишень в условиях экспериментов на установке "Аргус", оказался слегка уширенным по сравнению с начальным (из-за торможения  $\alpha$ -частиц в DT-газе), а максимум его смещен относительно начальной энергии  $E_\alpha = 3,52$  МэВ в сторону меньших энергий на  $\Delta E \approx 200$  кэВ (из-за торможения в оболочке), что хорошо согласуется с измерениями [48].

Спектры и выходы заряженных термоядерных частиц, реализующиеся в экспериментах в режиме "сжимающейся" оболочки, значительно отли-

чаются от начальных, поскольку частицы испытывают сильное торможение в слое сжатой оболочки [40]. Начальный гауссовский спектр  $\alpha$ -частиц в результате их торможения в DT-ядре мишени уширен, а максимум его, первоначально приходившийся на значение скорости  $v_{0\alpha} \approx 1,3 \cdot 10^9$  см/с, в результате торможения в слое стекла толщиной  $\Delta r$  смещен в сторону меньших скоростей на

$$\Delta v = \begin{cases} v_{0\alpha} [1 - (1 - 2\Delta r/\lambda_{0\alpha})^{1/4}] & \text{при } T_e < 0,1 \text{ кэВ,} \\ v_{0\alpha} [1 - (1 - 2\Delta r/\lambda_{0\alpha})] & \text{при } T_e > 0,5 \text{ кэВ,} \end{cases} \quad (11.5)$$

где длина замедления в стекле с плотностью электронов  $n_e$  и температурой  $T_e$  ( $L_{\alpha e}$  – кулоновский логарифм) равна

$$\lambda_{0\alpha} = \begin{cases} 1,6 \cdot 10^{21} (L_{\alpha e} n_e)^{-1} & \text{при } T_e < 0,16 \text{ кэВ,} \\ 2,6 \cdot 10^{22} T_e^{3/2} (L_{\alpha e} n_e)^{-1} & \text{при } T_e > 0,5 \text{ кэВ.} \end{cases} \quad (11.6)$$

На рис. 11.7а [40] показан спектр  $\alpha$ -частиц, выходящих из сжатой микросферы, для случая, когда они не термализуются в ядре. Из (11.5) видно, что при малых температурах оболочки (что характерно для режима "сжимающейся" оболочки) смещение максимума спектра  $\alpha$ -частиц в основном зависит от параметра  $\rho \Delta r$ , так как  $L_{\alpha e}$  – медленно изменяющаяся функция температуры и плотности. Таким образом, измерение сдвига максимума спектра является эффективным методом определения  $\rho \Delta r$ . Такие измерения с использованием трекового детектора CR-39 были проведены в [16] ( $\rho \Delta r \approx 2 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>2</sup> при  $T_e \approx 0,2$  кэВ). Отметим также работы [43, 44] с использованием магнитных масс-спектрометров.

Сложность аналитического рассмотрения спектров  $\alpha$ -частиц в диапазоне температур  $T_e = 0,2 \div 0,5$  кэВ потребовала проведения численных расчетов [49] с тщательным учетом теплопереноса. На рис. 11.7б представлены

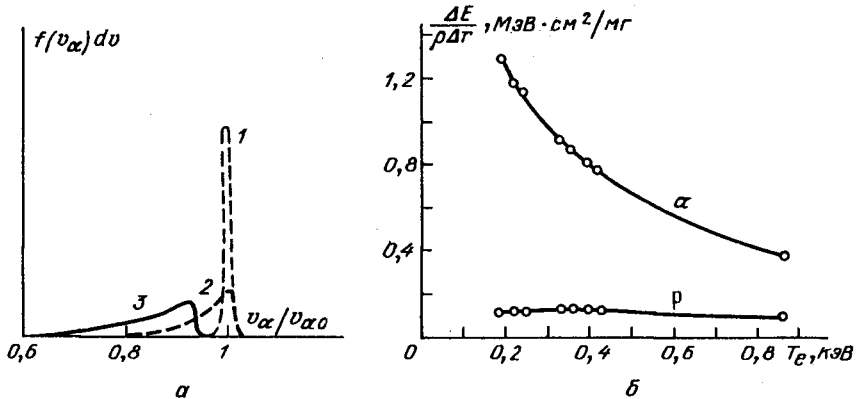


Рис. 11.7. Спектр  $\alpha$ -частиц из DT-плазмы: а – трансформация спектра  $\alpha$ -частиц (1 – начальный спектр, 2 – спектр, уширенный при торможении в сжатом ядре, 3 – спектр после прохождения стеклянной оболочки) [40]; б – сдвиги спектров  $\alpha$ -частиц и протонов (р) из DT-плазмы при прохождении через оболочку (параметр  $\rho \Delta r$ ) с электронной температурой  $T_e$  [49]

результаты расчетов сдвигов спектров  $\alpha$ -частиц и протонов. Для протонов может быть использована формула (11.5) с заменой  $\lambda_{0\alpha}$  на  $\lambda_{0p}$ . Как следует из [40], характер зависимости  $\Delta E$  в расчете [49] оказался иным, чем для  $\alpha$ -частиц. Объясняется это тем, что  $\alpha$ -частицы и протоны имеют различную скорость, а значит, и различное время взаимодействия с плазмой. Следует отметить, что измерения протонного спектра являются весьма перспективной диагностикой сжатой оболочки, поскольку она однозначно позволяет определить параметр  $\rho \Delta r$  вплоть до значений  $\rho \Delta r \approx 4 \times 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup>, что на порядок превышает аналогичное ограничение для  $\alpha$ -частиц. Особенности измерения спектра протонов с помощью магнитного масс-спектрометра рассмотрены в гл. 8.

**11.2.3. Ядра отдачи.** Масс-спектрометрия ядер отдачи плазмы, образующихся при упругом рассеянии на них термоядерных нейтронов, применяется для измерения параметра  $\langle \rho r \rangle$  в момент максимума нейтронного выхода [50, 51]. При использовании трекового детектора CR-39 процедура обработки экспериментальных данных заключается в подсчете числа высокоэнергетических дейтронов и тритонов, получивших энергию при столкновении с DT-нейтронами:

$$N_{TD} = [\sigma_T \langle n_{Tr} \rangle + \sigma_D \langle n_{Dr} \rangle] N_n, \quad (11.7)$$

$\sigma_{T,D}$  – сечение упругого рассеяния нейтрона с энергией 14 МэВ на тритоне (0,62 б) и дейтроне (0,92 б). С учетом телесного угла регистрации  $\Omega_k$  и эффективности  $\epsilon$  образования трека для эквимолярной смеси DT можно написать ( $\langle \rho r \rangle$  в г/см<sup>2</sup>)

$$\langle \rho r \rangle = 5,4 N_{TD} \frac{4\pi}{\Omega_k} \frac{1}{\epsilon N_n}. \quad (11.8)$$

Данный метод применялся для измерения  $\langle \rho r \rangle$  сжатых газонаполненных (20 атм DT) стеклянных микросфер с начальным радиусом  $r_0 = 100 \div 200$  мкм и аспектным отношением  $A_s = 100 \div 200$ . Отмечается, что ошибка измерения  $\langle \rho r \rangle$  в диапазоне  $10^{-4} - 10^{-3}$  г/см<sup>2</sup> составила всего лишь 20% (нейтронный выход  $N_n = 10^{10} \div 10^{11}$  [51]).

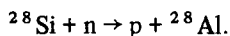
Спектр ядер отдачи после столкновения с нейтроном имеет ярко выраженный максимум в области энергий 10,6 МэВ у тритона и 12,5 МэВ у дейтрона, а также малоэнергетичный хвост. В работе [50] проверка формы спектра проводилась с помощью разнотолщинных (50–115 мкм) танталовых фильтров. При прохождении ядер отдачи через плотный слой оболочки будет происходить сдвиг спектра аналогично сдвигу для  $\alpha$ -частиц и протонов. Расчеты сдвига спектров по методу Монте-Карло в зависимости от  $\rho \Delta r$  оболочки проведены в работе [52]. Термализация ядер отдачи в сжатом ядре ограничивает применение метода значением  $\langle \rho r \rangle_{\max} \approx 7 \cdot 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup> [53].

### § 11.3. Нейтронная диагностика

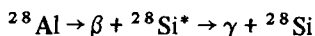
Использование методов спектроскопии нейтронов, рождающихся в момент максимального сжатия DT-газа, а также измерения активации вещества оболочки и примесных газов являются одним из перспективных подходов получения достоверной информации о сжатом ядре в крупномасштабных экспериментах.

**11.3.1. Времяпролетные измерения температуры ионов сжатого ядра.** Как уже отмечалось выше, нейтроны свободно проходят через оболочку с высоким значением  $\rho \Delta r$ , поэтому их спектр остается неизменным и на значительном расстоянии от мишени (см. гл. 8). Для измерения ионной температуры используются соотношения  $\Delta E_n \approx 177 T_i^{1/2}$ , где  $\Delta E_n$  – ширина спектра DT-нейтронов [54], и  $\Delta E_n \approx 82,5 T_i^{1/2}$ , где  $\Delta E_n$  – ширина спектра DD-нейтронов [55]. С увеличением выхода нейтронов точность данного метода улучшается, так как становится возможным разместить сцинтилляционный детектор на значительном расстоянии от мишени и облегчить требования на временное разрешение. Так, в работе [56] при нейтронном выходе  $N_n \approx 10^{12}$  детектор находился на расстоянии 43,7 м, что при временном разрешении  $\Delta t \approx 2$  нс соответствовало спектральному разрешению  $\delta E \approx 1$  кэВ. При температуре ионов  $T_i \approx 2 \div 7$  кэВ погрешность составила 1–2%. Термоядерная энергия  $E_{т-я} = 3N_i T_i$  достигала 100 Дж, что соответствовало эффективности сжатия 2,4% при поглощенной энергии  $E_a \approx 4$  кДж.

**11.3.2. Активационная диагностика параметра  $\langle \rho \Delta r \rangle$ .** Активационная диагностика, методические особенности которой рассмотрены в гл. 8, приобретает большую актуальность в связи с использованием сложных многослойных и многокаскадных мишеней в экспериментах на крупных лазерных установках. Структура многослойной мишени позволяет в принципе решить ряд проблем, важных для обеспечения предельных величин сжатия при облучении непрофилированным лазерным импульсом. К ним относятся, в частности, защита от предварительного прогрева быстрыми электронами, симметризация процесса сжатия при неоднородности облучения (всегда имеющей место), увеличение скорости движения внутренних каскадов и др. В условиях таких экспериментов (с высокими параметрами  $\rho r$  и  $\rho \Delta r$ ) активация нейтронным излучением, являющимся единственным видом выходящего из сжатого ядра излучения, атомов отдельных слоев сложной мишени позволяет получать информацию о параметрах каждого из каскадов в отдельности. Используя активационное действие DT-нейтронов на сжатую стеклянную оболочку, можно определять значение ее параметра  $\rho \Delta r$  в момент генерации нейтронов. Действительно, при прохождении сжатого стекла происходит активация кремния с образованием неустойчивого изотопа  $^{28}\text{Al}$  [57, 58]:



Изотопы  $^{28}\text{Al}$  претерпевают  $\beta^-$ - и  $\gamma$ -распад:



с периодом полураспада  $T_{1/2} \approx 2,2$  мин. Схема эксперимента выглядит следующим образом. Цилиндрический алюминиевый контейнер с вложенной в него коллекторной титановой или танталовой фольгой располагается на расстоянии  $l \approx 1$  м от мишени [59]. Необходимо, чтобы материал фольги коллектора не содержал кремниевых компонентов, которые могли бы активизироваться термоядерными нейтронами. После выстрела контейнер автоматически переправляется по трубопроводу в специальное экранированное от фоновых излучений помещение. Коллекторная фольга с осажденным слоем изотопа  $^{28}\text{Al}$  помещается в сцинтилляционный детектор NaI для

измерения  $\gamma$ -квантов. В непосредственном контакте с фольгой находится пластмассовый люминофорный детектор  $\beta^+$ -частиц (например, NE-102 [59]).

Эффективность сбора разлетающихся изотопов  $^{28}\text{Al}$  составляет  $\eta_{\text{к}} \approx 50 \div 60\%$ , эффективность счета  $\beta^+$ -излучения —  $\eta_{\beta} = 100\%$ , а для  $\gamma$ -излучения —  $\eta_{\gamma} = 40\%$ . Использование электронной схемы совпадений для счета  $\beta^+$  —  $\gamma$ -сигналов необходимо для устранения влияния космического фона. Применяют методы дополнительной дискриминации полезных сигналов (вычитание сигналов от счетчиков Гейгера, установленных вокруг детектора [59]).

Поскольку количество изотопов  $^{28}\text{Al}$  пропорционально числу ДТ-нейтронов и значению параметра  $\rho \Delta r$  оболочки, то, измерив нейтронный выход, можно определить параметр  $\rho \Delta r$  стекла, реализовавшийся в опыте в момент максимального сжатия [57]:

$$\rho \Delta r = 4\pi f \frac{\sigma_a}{\Omega_{\text{к}}} \frac{A_0}{A_{\text{об}}} \frac{N_n}{N_{\text{ак}}}, \quad (11.9)$$

где  $f$  — доля ионов кремния в оболочке ( $f = 0,33$  для чистого  $\text{SiO}_2$ ),  $\sigma_a$  — сечение реакции активации ( $\sigma_a = 0,250$  б для нейтронов с  $E_n = 14,1$  МэВ),  $A_{\text{об}}$  — средний атомный номер оболочки,  $A_0$  — постоянная Авогадро,  $\Omega_{\text{к}}$  — телесный угол сбора,  $N_{\text{ак}}$  — число активированных атомов, рассчитываемое по числу зарегистрированных отсчетов  $N_c$  за время  $\Delta t$ , начиная с момента  $t$  после выстрела:

$$N_{\text{ак}} = N_c [\eta_{\text{к}} \eta_{\beta} \eta_{\gamma} e^{-t/T_{1/2}} (1 - e^{-\Delta t/T_{1/2}})]^{-1}. \quad (11.10)$$

Условие применимости данного метода вытекает из допустимого уровня сигнал/шум при счете сигналов  $\beta$ -распада активированного изотопа. Так, в работе [60, 61] космический фон составлял 0,54 отсчета/мин, что соответствовало при  $\Delta t = 5$  мин минимальному  $N_c = 10$ . Отсюда получаем условие применимости активационного метода:  $N_n \langle \rho \Delta r \rangle \geq 10^7$  г/см<sup>2</sup>. При  $\langle \rho \Delta r \rangle \approx 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup> необходим нейтронный выход  $N_n \geq 10^9$  (для  $\Omega_{\text{к}} \approx 10^{-2}$  ср). Отметим, что активироваться нейтронами может не только кремний, но и ряд других веществ, например медь, тантал, золото (см. табл. 8.2). Если оболочка состоит из этих веществ или содержит их, то в результате реакций активации  $^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$ ,  $^{181}\text{Ta}(n, 2n)^{180}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$  образуются неустойчивые изотопы с периодами полураспада соответственно 9,78 мин, 8,12 ч, 9,7 ч, что позволяет диагностировать параметр  $\rho \Delta r$  оболочки, но при больших временах регистрации  $\Delta t$  (для меди оптимальное  $\Delta t = 19$  мин [62]).

При переходе к крупномасштабным экспериментам с параметрами сжатия  $\rho \Delta r$  и  $\rho r$  более  $3 \cdot 10^{-1}$  г/см<sup>2</sup> в расчет по формуле (11.9) необходимо вносить поправки на деформацию спектра нейтронов [63]. Расчет нейтронного спектра для оболочек с большим параметром сжатия показывает, что появляется заметное количество замедленных нейтронов с энергиями до  $E_n \lesssim 0,1$  МэВ, для которых сечение активации сильно отличается от  $\sigma_{\text{ак}}$ , используемой в (11.9).

**11.3.3. Активационная диагностика параметра  $\langle \rho r \rangle$ .** Для непосредственного измерения параметра  $\rho r$  самого термоядерного вещества в ядре мишени может быть использовано активационное действие нейтронов на различные вещества, которые в малых количествах добавляются к ДТ-смеси

Таблица 11.3

$\rho$ ДТ-газа, г/см <sup>3</sup>	Реакции активации			
	$^{14}\text{N}(n, 2n)^{13}\text{N}$	$^{40}\text{Ar}(n, p)^{40}\text{Cl}$	$^{40}\text{Ar}(n, \alpha)^{37}\text{S}$	$^{79}\text{Br}(n, 2n)^{78}\text{Br}$
2	$1,3 \cdot 10^{10}$	$2,7 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^6$
20	$2,7 \cdot 10^9$	$6,7 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^7$
200	$6 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^9$	$6 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^6$

(например,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{79}\text{Br}$  [6, 58, 60]). Большой интерес представляет использование в качестве добавки брома из-за большого сечения его активации ДТ-нейтронами ( $\sigma_{\text{ак}} = 0,86$  б) и удобного для регистрации периода полураспада ( $T_{1/2} = 6,5$  мин) [62].

В табл. 11.3 приведены наименьшие величины нейтронного выхода, которые требуются для измерения различных плотностей сжатой ДТ-смеси при добавлении 0,1 атм  $^{14}\text{N}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  или  $^{79}\text{Br}$  к 50 атм ДТ-газа в условиях активационного эксперимента [6]. В частности, при добавлении  $^{79}\text{Br}$  для диагностики плотности  $\rho_{\text{ДТ}} \approx 20$  г/см<sup>3</sup> требуется нейтронный выход  $4 \cdot 10^7$  нейтронов, а для  $\rho_{\text{ДТ}} \approx 2$  г/см<sup>3</sup>  $1,3 \cdot 10^8$  нейтронов.

Для определения активационным методом параметра  $\rho r$  в криогенных мишенях наиболее удобен инертный газ криптон. При достаточно большом сечении активации ( $\sigma_{\text{ак}} \approx 0,415$  б, реакция  $^{80}\text{Kr}(n, 2n)^{79\text{m}}\text{Kr}$ ) и периоде полураспада  $T_{1/2} \approx 4,48$  ч криптон химически неактивен по отношению к любым материалам, входящим в состав оболочки и сжимаемого топлива, в том числе и к слоям ДТ-льда. По оценкам [64] криптон имеет хорошую растворимость в жидком водороде  $((0,7 \div 3) \cdot 10^{-3}$  моль при температуре 24 К). Чтобы проводить измерения в диапазоне  $\rho r \geq 5 \cdot 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup> при относительной концентрации  $^{80}\text{Kr}$  в топливе 0,1%, минимальный нейтронный выход должен превышать  $10^9$  (в предположении, что эффективность сбора атомов  $^{79\text{m}}\text{Kr}$  не менее 1%).

#### § 11.4. Вторичные термоядерные реакции

Исследование спектров и выходов продуктов вторичных термоядерных реакций, происходящих в сжатом ядре оболочечной мишени, позволило сформулировать принципы диагностики состояния термоядерной плазмы [36, 37, 40, 47]. Данный метод не мог быть применен в ранних экспериментах в связи с невысоким нейтронным выходом. Впервые о регистрации вторичных нейтронов сообщалось в работе [65]. Перспективность измерения параметра  $\rho r$  по вторичным нейтронам и протонам обусловлена высокой вероятностью их вылета из сжатой мишени (для вторичных протонов предельное значение  $\rho \Delta r = 0,9$  г/см<sup>2</sup> [40]). Следует отметить, что данный метод свободен от недостатков активационной диагностики  $\rho r$  мишеней с примесными газами (малая чувствительность, влияние примесей на измеряемые параметры).

**11.4.1. Спектры вторичных протонов и нейтронов.** Наиболее эффективным для применения диагностики по вторичным продуктам является случай дейтериевого заполнения сжимаемой оболочки (при условии, что



нейтронный выход превышает  $N_n \approx 10^7$ ). Используются следующие вторичные реакции:  $T(d, n)\alpha$  и  ${}^3\text{He}(d, p)\alpha$ , в которых участвуют первичные T и  ${}^3\text{He}$  с относительно невысокими энергиями (1 и 0,8 МэВ соответственно). Их длины пробега в сжатом ядре составляют [40]

$$\lambda_T \approx 4,8 \cdot 10^{21} T_e^{3/2}/n_e, \quad \lambda_{\text{He}} \approx 1,1 \cdot 10^{21} T_e^{3/2}/n_e. \quad (11.11)$$

Таким образом, при  $n_e \geq 10^{24} \text{ см}^{-3}$  пробеги T и  ${}^3\text{He}$  становятся сравнимыми с размерами сжатого ядра, что и обеспечивает достаточно высокий выход вторичных частиц ( $N_2/N_1 > 10^{-5}$ ).

С точки зрения экспериментальной регистрации вторичных протонов и нейтронов преимущество заключается прежде всего в том, что их средняя энергия (14,7 МэВ; см. табл. 11.1) значительно превышает энергии первичных частиц. Поэтому импульс вторичных нейтронов отчетливо виден на осциллограммах времяпролетного детектора (см. рис. 8.18). Также надежно развиты активационные методы. Регистрация вторичных протонов не вызывает принципиальных трудностей: наиболее просто использовать трековый детектор (например CR-39), защищенный фильтром, толщина которого достаточна для поглощения первичных продуктов.

Теоретический анализ [40] показал, что в случае высокой степени термализации ядер  ${}^3\text{He}$  в сжатой области мишени протоны также частично термализуются. Такая ситуация возникает при  $n_e > 10^{25} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e \approx 1 \text{ кэВ}$ . При этом спектр вторичных протонов имеет тот же вид, что и спектр первичных протонов и  $\alpha$ -частиц (см. рис. 11.7): узкий максимум около средней энергии и малоэнергетический хвост. В случае слабой термализации ядер  ${}^3\text{He}$  спектр вторичных протонов имеет горизонтальный участок, причем спектр симметричен относительно начальной скорости  $v_{p_2}$ . Форма спектра вторичных нейтронов аналогичным образом зависит от степени термализации ядер трития, однако в связи с тем, что все вторичные нейтроны выходят из мишени, в их спектре отсутствует низкоэнергетический хвост. Ширина горизонтального участка спектра вторичных нейтронов (а также протонов) рассчитывается по формуле [33]

$$\Delta E = 4(E_1 E_2)^{1/2} (m_1 m_2)^{1/2} / (m_1 + m_2) \quad (11.12)$$

и составляет для вторичных нейтронов  $\Delta E_{n_2} = 6,6 \text{ МэВ}$ . Результат математического моделирования спектров вторичных частиц методом Монте-Карло [66, 67] приведен на рис. 11.8. Расчет проводился для стеклянной оболочки радиусом 200 мкм и толщиной стенки 1,5 мкм с начальной плотностью дейтерия  $\rho_0 = 10^{-3} \text{ г/см}^3$ ; поглощенная энергия лазера  $E_{\text{л}} = 10^3 \text{ Дж}$  при  $\tau = 4,4 \text{ нс}$ . Расчетные значения  $\Delta E_{n_2} = 5,5 \text{ МэВ}$ ,  $\Delta E_{p_2} \approx 5 \text{ МэВ}$ .

**11.4.2. Выходы вторичных частиц.** Как показано в [33], измерение отношения выходов вторичных и первичных термоядерных частиц

$$N_2/N_1 \propto \rho r \sigma_2, \quad (11.13)$$

где  $\sigma_2$  — сечение вторичной реакции, позволяет определять среднее значение параметра  $\langle \rho r \rangle$ . В случае низкой степени термализации первичных частиц ("прозрачная" мишень)

$$\langle \rho r \rangle = \begin{cases} 6,8 N_{p_2}/N_{n_1}, \\ 10,3 N_{n_2}/N_{n_1}. \end{cases} \quad (11.14)$$

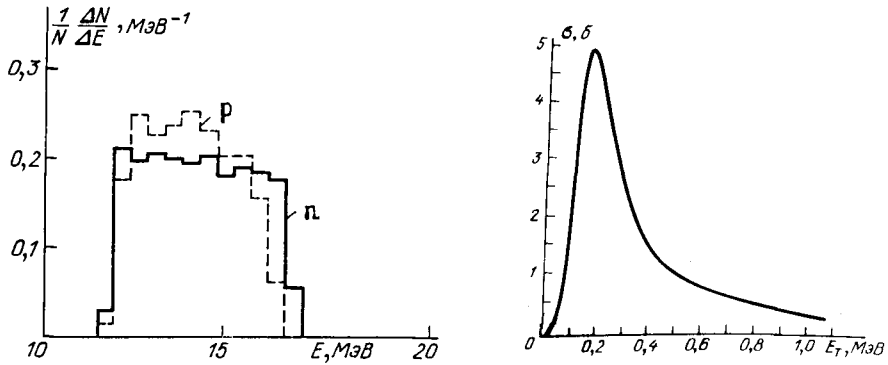


Рис. 11.8. Спектры вторичных нейтронов и протонов, рассчитанные методом Монте-Карло [66]

Рис. 11.9. Зависимость сечения вторичной реакции  $T(d, n)\alpha$  от энергии тритона [67]

Для моделирования выхода вторичных частиц необходимо знать энергетическую зависимость сечений  $\sigma_{He}(E)$  и  $\sigma_T(E)$  в диапазоне энергий 0–2 МэВ. Учет различных факторов, влияющих на сечения вторичных реакций, проведен в [38]. На рис. 11.9 [67] представлена зависимость  $\sigma_T(E)$  в наиболее важном диапазоне энергий (0,1–1 МэВ). Очевидно, что при значительном замедлении тритонов с начальной энергией 1 МэВ в сжатом

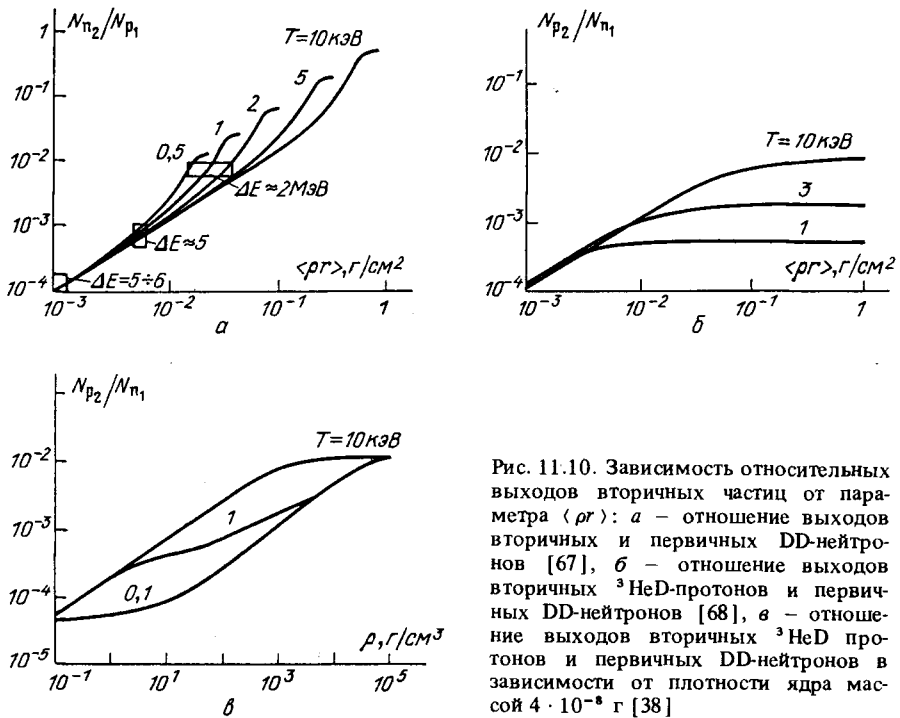


Рис. 11.10. Зависимость относительных выходов вторичных частиц от параметра  $\langle \rho r \rangle$ : *а* – отношение выходов вторичных и первичных DD-нейтронов [67], *б* – отношение выходов вторичных  ${}^3\text{HeD}$ -протонов и первичных DD-нейтронов [68], *в* – отношение выходов вторичных  ${}^3\text{HeD}$  протонов и первичных DD-нейтронов в зависимости от плотности ядра массой  $4 \cdot 10^{-8}$  г [38]

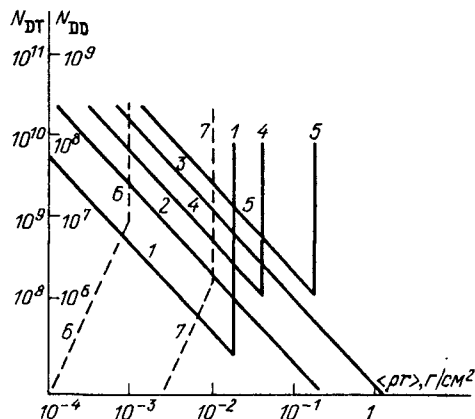
ядре сечение возрастает более чем на порядок (при  $E_T \approx 160$  кэВ). Для реакции  ${}^3\text{He}(d, p)\alpha$  ситуация несколько проще, так как  $\sigma_{\text{He}}$  имеет максимум, практически совпадающий с начальной энергией  ${}^3\text{He}$  (0,8 МэВ). Поэтому при замедлении  ${}^3\text{He}$  сечение монотонно убывает и уже при  $E_{\text{He}} = 0,2$  МэВ составляет незначительную долю (10%) от начальной [38]. В связи с этим формула (11.14) не может быть использована, и требуются тщательные численные расчеты для определения параметра  $\langle \rho r \rangle$  мишени.

На рис. 11.10 показаны зависимости относительных выходов вторичных частиц от параметра  $\langle \rho r \rangle$  при различных температурах сжатого ядра. Поскольку выход вторичных частиц зависит не только от  $\langle \rho r \rangle$ , но и от температуры (ошибка в температуре в два раза может привести к ошибке в определении  $\langle \rho r \rangle$  до трех раз), то было предложено [68] использовать одновременную регистрацию как вторичных нейтронов, так и протонов, что особенно эффективно при термализации ( $\langle \rho r \rangle > 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup>). При этом выход вторичных протонов не зависит от  $\langle \rho r \rangle$ , а зависит только от температуры, значение которой можно использовать для определения  $\langle \rho r \rangle$  по выходам вторичных нейтронов.

Экспериментальная реализация диагностики  $\langle \rho r \rangle$  по вторичным частицам осуществлялась в ряде работ [56, 67–70]. В экспериментах [67–69] при  $T_i = 6,2$  кэВ и выходе первичных нейтронов  $N_n = 4,9 \cdot 10^9$  зарегистрированы следующие выходы вторичных нейтронов: времяпролетным детектором  $(1,7 \pm 0,5) \cdot 10^5$ , активацией Na  $(4,7 \pm 4,1) \cdot 10^5$ , активацией Cu  $(2,2 \pm 0,4) \cdot 10^5$ ; вторичных протонов: трековые детекторы CR-39  $(3,4 \pm 0,6) \cdot 10^5$  (первый канал) и  $(6,3 \pm 1,5) \cdot 10^5$  (второй канал). По результатам измерений определен параметр  $\langle \rho r \rangle$  в диапазоне 0,4–1,1 мг/см<sup>2</sup> с относительной погрешностью 20–80%. Значительный разброс зарегистрированных выходов вторичных частиц может свидетельствовать об отклонении от сферически-симметричного режима сжатия, так как различные детекторы располагались по различным направлениям от мишени.

**11.4.3. Области применимости методов диагностики  $\langle \rho r \rangle$ .** Центральной проблемой диагностики сжатого ядра мишени инерциального термоядерного синтеза является определение параметра  $\langle \rho r \rangle$ . Поскольку развитие экспериментальных программ на крупнейших установках направлено

Рис. 11.11. Области применимости методов диагностики параметра  $\langle \rho r \rangle$ . Измерения  $\langle \rho r \rangle$  возможны при значениях нейтронного выхода  $N_n$ , которые лежат выше и правее кривых: 1 – спектрометрия ядер отдачи, 2, 3 – метод активации примесных газов (Вг и Кг соответственно), 4, 5 – измерения выхода вторичных протонов и нейтронов соответственно, 6 – регистрация изображения ядра в  $\alpha$ -частицах, 7 – регистрация изображения ядра и спектра излучения примесного Аг



на увеличение  $\langle \rho r \rangle$  (от достигнутого в настоящее время значения  $\langle \rho r \rangle \approx 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup> до необходимого для зажигания реакции синтеза  $\langle \rho r \rangle \approx 0,3$  г/см<sup>2</sup>), при разработке новых диагностических методов необходимо проводить анализ их области применимости.

На рис. 11.11 представлены зависимости минимального нейтронного выхода (DT- или DD-реакция), требуемого для измерения параметра  $\langle \rho r \rangle$ . При построении этих зависимостей использовались соотношения из предыдущих разделов данной главы, а также результаты работ [40, 56, 60, 62, 69]. Кроме того, предполагалось, что эффективность сбора и регистрации активированных изотопов составляет  $\eta_c \eta_d \approx 1\%$ , а телесный угол регистрации  $\Omega_k/4\pi \approx 1\%$ .

Для ядер отдачи (кривая 1) ограничением снизу является условие получения не менее 100 треков в детекторе CR-39; предел на максимальное значение  $\langle \rho r \rangle$  устанавливается влиянием на спектр дейтронов и тритонов сжатой стеклянной оболочки (так как всегда  $\langle \rho \Delta r \rangle / \langle \rho r \rangle > 1$ ).

Метод активации примесных газов (Vg и Kr, кривые 2 и 3 соответственно) не имеет ограничений со стороны сжатой оболочки, так как при разлете активированных изотопов не происходит взаимодействия с атомами оболочки. Кривые рассчитаны для массового содержания примесей в DT-газе  $m_{пр}/m_{DT} \approx 10\%$ .

Кривые 4 и 5, ограничивающие область применимости диагностики по вторичным термоядерным частицам (протонам и нейтронам соответственно), рассчитаны в предположении, что число вторичных термоядерных реакций превышает  $N_2 \approx 10^4$ . При этом максимальное значение  $\langle \rho r \rangle$  определяется условием термализации ядер  ${}^3\text{He}$  и T при температуре  $T_e \approx 10$  кэВ.

Определение размеров сжатого ядра по изображениям, получаемым в  $\alpha$ -частицах (6) и рентгеновском излучении (3,14 кэВ) примесного газа (Ag), ограничивается условием выхода эмиссии из сжатой оболочки ( $\langle \rho \Delta r \rangle \lesssim 10^{-2}$  г/см<sup>2</sup>). Для метода регистрации рентгеновского изображения проведен пересчет от необходимой температуры газа Ag к соответствующему выходу нейтронов.

Рассмотрение областей применимости диагностических методов позволяет сделать вывод о перспективности развития ядерных методов. Причем следует отметить методы, основанные на регистрации вторичных термоядерных частиц, так как эти измерения обладают наилучшей точностью в диапазоне  $\langle \rho r \rangle = 10^{-2} \div 10^{-1}$  г/см<sup>2</sup>. При увеличении параметра  $\langle \rho r \rangle$  возрастает роль активационных методов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

### К главе 1

1. Басов Н.Г., Крохин О.Н. // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 46, вып. 1. – С. 171–175.
2. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизков Г.В. // Тр. ФИАН. – 1970. – Т. 52. – С. 171–236.
3. Басов Н.Г., Захаров С.Д., Крюков П.Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1968. – Т. 8, вып. 1 – С. 26–29.
4. Floux F., Cognard D., Denoeud L.G. et al. // Phys. Rev. – 1970. – V. 1. – P. 321–324.
5. Shearer J.W., Mead S.W., Petruzzi J. et al. // Phys. Rev. – 1972. – V. 6. – P. 764–767.
6. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой // Итоги науки и техники: Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1978. – Т. 17.
7. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером // Итоги науки и техники: Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1982. – Т. 26; Basov N.G., Zakharenkov Yu.A., Zorev N.N. et al. Heating and compression of Thermonuclear Targets by Laser Beam. – Cambridge: Cambridge University Press, 1986.
8. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизков Г.В. и др. // ЖЭТФ. – 1972. – Т. 62, вып. 1. – С. 203–212.
9. Basov N.G., Gamaly E.G., Krokhin O.N. et al. // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H.J. Schwarz, H. Hora. – N.Y.: Plenum Press, 1974. – V. 3B. – P. 553–591.
10. Басов Н.Г., Михайлов Ю.А., Склизков Г.В., Федотов С.И. Лазерные термоядерные установки // Итоги науки и техники: Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1984. – Т. 25.
11. Басов Н.Г., Быковский Н.Е., Данилов А.Е. и др. // Тр. ФИАН. – 1978. – Т. 103. – С. 3–51.
12. Басов Н.Г., Калашиников М.П., Михайлов Ю.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1983. – Т. 37, вып. 8 – С. 359–362.
13. Basov N.G., Chebotarev S.I., Danilov A.E. et al. // Phys. Lett. – 1984. – V. 105A, № 8. – P. 410–414.
14. Hunt J.T. // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Hora et al. – N.Y.: Plenum Press, 1986. – V. 7. – P. 9–20.
15. Nuckolls J., Wood L., Thiessen A., Zimmerman G. // Nature. – 1972. – V. 239. – P. 139–142.
16. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Волоsevич П.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1975. – Т. 21, вып. 2. – С. 150–155.
17. Шиканов А.С. // Тр. ФИАН. – 1978. – Т. 103. – С. 164–201.
18. Басов Н.Г., Кологривов А.А., Крохин О.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1976. – Т. 23, вып. 8. – С. 474–477.
19. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др. // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 71, вып. 6. – С. 1788–1798.

20. *Basov N.G., Zakharenkov Yu.A., Zorev N.N. et al.* Plasma Physics. — N.Y.: Plenum Press, 1977. — P. 47–63; // Proc. 36th Nobel Symposium on Nonlinear Effects in Plasmas. — Lerum, Sweden, 1976.
21. *Басов Н.Г., Ерохин А.А., Захаренков Ю.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. — 1977. — Т. 26, вып. 8. — С. 581–585.
22. *Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Васин Б.Л. и др.* // ЖЭТФ. — 1979. — Т. 77, вып. 6. — С. 2539–2554.
23. *Басов Н.Г., Волоосевич П.П., Гамалий Е.Г. и др.* // ЖЭТФ. — 1980. — Т. 78, вып. 1. — С. 420–430.
24. *Afanas'ev Yu.A., Basov N.G., Demchenko N.N. et al.* // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Hora et al. — N.Y.: Plenum Press, 1986. — V. 7. — P. 209.
25. *Басов Н.Г., Ерохин А.А., Захаренков Ю.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. — 1983. — Т. 37, вып. 10. — С. 503–506.
26. *Obenschain S.P., Lehmburg R.H., Pronko S.P. et al.* // Phys. Rev. Lett. — 1985. — V. 56. — P. 2807–2810.
27. *Lemburg R., Schmitt A., Bodner S.* // J. Appl. Phys. — 1987. — V. 62. — P. 2680–2687.
28. *Lemburg R., Goldhar J.* // Fusion Technology. — 1987. — V. 11. — P. 532–543.
29. *Kato Y., Mina K., Miyana N. et al.* // Phys. Rev. Lett. — 1984. — V. 53, № 11. — P. 1057–1060.
30. LLE Review, July–September 1986. — V. 28. — P. 155–163.
31. *Kato Y., Mochizuki T., Yabe T. et al.* // ILE Quartely Progress Report, January–March 1987, ILE-QPR-87-21. — P. 6–17.
32. *Storm E., Lindl J.D., Campbell E.M. et al.* — Preprint/LLNL. — 1988. — UCRL.
33. *Ahlstrom H.G.* // Appl. Opt. — 1981. — V. 20, № 11. — P. 1902–1925.
34. *Manes K.R., Speck D.R., Suski G.J. et al.* // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Hora et al. — N.Y.: Plenum Press, 1984. — V. 6. — P. 1–23.
35. *Kornblum H.N., Kauffman R.L., Smith J.A.* // Rev. Sci. Instrum. — 1986. — V. 57, № 8. — P. 2179–2181.
36. *Okada K., Mochizuki T., Hamada M. et al.* // Jap. J. Appl. Phys., 1983. — V. 22, № 11. — P. L671–L673.
37. *Goldstone P.D., Goldman S.R., Mead W.C. et al.* // Phys. Rev. Lett. — 1987. — V. 59, № 1. — P. 56–59.
38. *Mochizuki T., Yabe T., Azechi H. et al.* // Proc. 11th Intern. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, 1986. Kyoto, 13–20 Nov. 1986; // Nucl. Fusion, Suppl. — 1987. — P. 25–36.
39. *Okada K., Mochizuki T., Ikeda N. et al.* // J. Appl. Phys. — 1986. — V. 59, № 8. — P. 2332–2337.
40. *Sigel R., Pakula R., Sakabe S., Tsakiris G.D.* // Phys. Rev. A. — 1988. — V. 38, № 4. — P. 838–845.
41. *Shen H.Z., Peng H.S., Zheng Z.J. et al.* // Proc. 11th Intern. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, 1986. Kyoto, 13–20 Nov. 1986; // Nucl. Fusion, Suppl. — 1987. — P. 123–127.
42. *Seka W., Jakobs S.D., Rizzo J.E. et al.* // Opt. Commun. — 1980. — V. 34, № 2. — P. 469–473.
43. *Speck D.R., Godwin R.C., Simmons W.W.* // Proc. Conf. Lasers and Electro-Opt., Baltimore, 21–24 May 1985. Dig. Techn. Pap. — Washington. — 1985. — P. 255–256.
44. *Goldstone P.D., Allen G., Jansen H. et al.* // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Hora et al. — N.Y.: Plenum Press, 1984. — V. 6. — P. 21–32.
45. *Jensen R.J.* // Fusion Technol. — 1987. — V. 11, № 3. — P. 481–485.
46. *O'Neill F., Shaw M.J., Key M.H. et al.* // Proc. Conf. Lasers and Electro-Opt., Baltimore, 21–24 May 1985. Dig. Techn. Pap. — Washington. — 1985. — P. 192–194.
47. *Gupta P.D., Offenberger A.A., Fedosejevs R. et al.* // Current Science. — 1987. — V. 56, № 22. — P. 1140–1146.
48. Laser Program Annual Report 84. Lawrence Livermore National Lab. Report UCRL-50021-84.
49. Laser Program Annual Report 85. Lawrence Livermore National Lab. Report UCRL-50021-85.

50. *Fabre F., Amiranoff F., David F. et al.* // Proc. 8th Int. Conf. Plasma Phys and Contr. Nucl. Fusion Research, 1980. Brussels, Belgium, July 1–10 1980.
51. *Campbell E.M., Lindl J.D., Phillion D.W. et al.* // Rev. Sci. Instrum. – 1986. – V. 57, № 8. – P. 210–215.
52. *Ze F., Sutez L.J., Lane S.M. et al.* // Comments Plasma Phys. Controlled Fusion. – 1986. – V. 10, № 1. – P. 33–41.
53. *Yamanaka C.* Inertial Confinement Fusion // Proc. Intern. School of Plasma Physics, 6–16 Sept. 1988, Varenna, Italy.
54. Laser Program Annual Report 83. Lawrence Livermore National Lab. Report UCRL-50021-83.
55. *Powell H.T.* Inertial Confinement Fusion // Proc. Intern. School of Plasma Physics), 6–16 Sept. 1988, Varenna, Italy.
56. *Johnson J.H.* // Proc. IEEE. – 1984. – V. 75, № 5. – P. 548–594.
57. *Attwood D.T.* // IEEE J. Quant. Electron. – 1978. – V. QE-14, № 12. – P. 909–923.
58. *Ahlstrom H.G.* – Preprint / LLNL. – 1982. – N USRL-53106.
59. *Richardson M.C., McKenty P.W., Marshall F.J. et al.* // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Hora et al. – N'Y.: Plenum Press, 1986. – V. 7. – P. 421–448.
60. *Sigel R., Maaswinkel A.G.M., Tsakiris G.D.* // Proc. SPIE. – 1984. – V. 491. – P. 814–824.
61. *Васин Б.Л., Ерохин А.А., Зорев Н.Н. и др.* // Тр. ФИАН. – 1983. – Т. 133. – С. 51–145.
62. *Зорев Н.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* // ЖЭТФ. – 1982. – Т. 82, вып. 4. – С. 1104–1113.
63. *Matthews D.L., Hagelstein P.L., Rosen M.D. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1985. – V. 54, № 1. – P. 110–115.
64. *Mac Gowan B.J., Brown S., Campbell E.M. et al.* // Proc. SPIE. – 1986. – V. 668. – P. 36–42.
65. *Ahlstrom H.G., Coleman L.W., Rienecker F., Slivinsky V.W.* // J. Opt. Soc. Am. – 1978. – V. 68, № 12. – P. 1731–1741.

## К главе 2

1. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 856 с.
2. *Phillion D.W., Lerche R.A., Rupert V.C.* // Phys. Fluids. – 1977. – V. 20. – P. 1892–1904.
3. *Бронштейн И.Н., Семендяев К.А.* Справочник по математике. – М.: Наука, 1986. – 544 с.
4. *Долгов Г.Г., Мандельштам С.Л.* // ЖЭТФ. – 1953. – Т. 24, № 6. – С. 691–698.
5. *Skilzov G.V.* // Laser Handbook. – Amsterdam: North-Holland, 1972. – V. 2. – P. 1545–1576.
6. *Захаренков Ю.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* // Квант. электрон. – 1976. – Т. 3, № 5. – С. 1068–1079.
7. *Evans D.E., Katzenstein J.* // Rep. Progr. Phys. – 1969. – V. 32, № 2. – P. 207–221.
8. *Басов Н.Г., Быченков В.Ю., Крохин О.Н. и др.* // Квант. электрон. – 1979. – Т. 6, № 9. – С. 1829–1865.
9. *Басов Н.Г., Быченков В.Ю., Зорев Н.Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 30. – С. 439–443.
10. *Захаренков Ю.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* // Физика плазмы. – 1980. – Т. 6, № 2. – С. 453–462.
11. *Attwood D.T.* // IEEE J. Quant. Electron. – 1978. – V. QE-14, № 12. – P. 909–923.
12. *Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Васин Б.Л. и др.* // ЖЭТФ. – 1979. – Т. 77, вып. 6. – С. 2539–2554.
13. *Attwood D.T., Sweeney D.W., Auerbach J.M., Lee P.H.Y.* // Phys. Rev. Lett. – 1978. – V. 40, № 3. – P. 184–187.
14. *Burgess M.D.J., Dragila R., Luther-Davis B.* // Phys. Rev. A. – 1985. – V. 32. – P. 2899–2908.
15. *Ааров А.И., Быченков В.Ю., Крохин О.Н. и др.* // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 72, вып. 3. – С. 970–982.

16. Гамалий Е.Г., Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. // Тр. ФИАН. – 1985. – Т. 149. – С. 60–65.
17. Rosen M.D., Hagelstein P.L., Matthews D.L. // Phys. Rev. Lett. – 1985. – V. 54. – P. 106–109.
18. Matthews D.L., Hagelstein P.L., Rosen M.D. // Phys. Rev. Lett. – 1985. – V. 54. – P. 110–115.
19. Rosen M.D., Trebes J.E., Matthews D.L. – Preprint/UCRL. – 1986. – № 94697. – 12 p.
20. Matthews D.L., Eckart M., Eder D. // Intern. Colloquium on X-ray Lasers. – Aussois (France), 1986; Preprint/UCRL. – 1986. – № 94766. – 14p.
21. Rosen M.D., Matthews D.L., Hagelstein P.L. // Proc SPIE Conf. – Quebec (Canada), 1986; Preprint/UCRL. – 1986. – № 94823. – 10 p.
22. Дубовик А.С. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. – М.: Наука, 1975. – 456 с.
23. Фольрат К. // Физика быстропротекающих процессов. – М.: Мир, 1971. – Т 1. – С. 96–199.
24. Саламандра Г.Д. Фотографические методы исследования быстропротекающих процессов. – М.: Наука, 1974. – 201 с.
25. Душин Л.А., Павличенко О.С. Исследование плазмы с помощью лазеров. – М.: Атомиздат, 1968. – 143 с.
26. Кругляков Э.П. // Диагностика плазмы. – М.: Атомиздат, 1973. – Вып. 3. – С. 97–120.
27. Пятницкий Л.Н. Лазерная диагностика плазмы. – М.: Атомиздат, 1976. – 424 с.
28. Зайдель А.Н., Островская Г.В. Лазерные методы исследования плазмы. – Л.: Наука, 1977. – 221 с.
29. Стаселько Д.И. // Оптическая голография / Под ред. Ю.Н. Денисюка, Ю.И. Островского. – Л.: Наука, 1975. – С. 4–70.
30. Клишкин В.Ф., Папырин А.Н., Солоухин Р.И. Оптические методы регистрации быстропротекающих процессов. – Новосибирск: Наука, 1980. – 208 с.
31. Sigel R., Maaswinkel A.G.M., Tsakiris G.D. // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. – 1984. – V. 491. – P. 814–824.
32. Schürmann D., Grelot P., Rabeau M., Tonon G. // Phys. Lett. – 1970. – V. 33A, № 8. – P. 514–515.
33. Attwood D.T., Pierce E.L., Coleman L.W. // Opt. Commun. – 1975. – V. 15, № 9. – P. 10–12.
34. Azechi H., Oda S., Tanaka K. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1977. – V. 39, № 18. – P. 1144–1147.
35. Benattar R., Popovics C., Sigel R., Vermont J. // Phys. Rev. Lett. – 1979. – V. 42, № 12. – P. 766–769.
36. Raven A., Willi O. // Phys. Rev. Lett. – 1979. – V. 43, № 4. – P. 278–282.
37. Martineau J., Bocher J.L., Elie J.P., Rabeau M. // Europ. Conf. – on Laser Interaction, Palaiseau (France). – October 18–22, 1976.
38. Carman R.L., Englarth A.G., Clabo N. // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H.J. Schwarz, H. Hora. – N.Y.: Plenum, 1977. – V. 4. – P. 619–638.
39. Fedoseievs R., Tomov I.V., Burnett N.H. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1977. – V. 39, № 15. – P. 932–935.
40. Басов Н.Г., Грибков В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В. // ЖЭТФ. – 1968. – Т. 54, вып. 4. – С. 1073–1087.
41. Demus S., Kasprczuk A., Paduch M. et al. // J. Techn. Phys. – 1977. – V. 18, № 4. – P. 395–405.
42. Захаренков Ю.А., Роде А.В., Склизков Г.В. и др. // Квант. электрон. – 1977. – Т. 4, № 4. – С. 815–821.
43. Ripin B.H., Young F.C., Stamper J.A. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1977. – V. 39, № 10. – P. 611–614.
44. Raven A., Willi O., Rumsby P.T. // Phys. Rev. Lett. – 1978. – V. 41, № 8. – P. 554–557.
45. Alcock A.J., Ramsden S.A. // Appl. Phys. Lett. – 1966. – V. 8, № 8. – P. 187–188.
46. Евтушенко Т.П., Малышев Т.М., Островская Г.В. и др. // ЖТФ. – 1966. – Т. 36, вып. 6. – С. 1115–1117.
47. Alcock A.J., De Michelis C., Hamal K., Tozer B.A. // IEEE J. Quant. Electr. – 1968. – V. QE-4, № 10. – P. 593–597.



48. *Van Der Linde D., Bernecker O., Lauberean A.* // Opt. Commun. – 1970. – V. 2, № 5. – P. 215–218.
49. *Грибков В.А., Склизков Г.В., Федотов С.И., Шиканов А.С.* // ПТЭ. – 1970. – № 4. – С. 213–216.
50. *Alcock A.J., Richardson M.C.* // Opt. Commun. – 1970. – V. 2, № 2. – P. 65–68.
51. *Склизков Г.В., Федотов С.И.* // ПТЭ. – 1972. – № 2. – С. 176–178.
52. *Захаренков Ю.А., Шиканов А.С.* // ПТЭ. – 1974. – № 5. – С. 166–168; Proc. 11th Intern. Congress on High Speed Photography. – London, 1974. – P. 616–620.
53. *Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Крохин О.Н. и др.* // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 70, вып. 2. – С. 547–559.
54. *Гончаров С.Ф., Пашинин П.П., Серов Р.В. и др.* // Квант. электрон. – 1985. – Т. 12, № 2. – С. 378–380.
55. *Gellert B., Heupts C.* // Appl. Optics. – 1983. – V. 22, № 17. – P. 2709–2711.
56. *Wuylsteke A.A.* // J. Appl. Phys. – 1963. – V. 34, № 6. – P. 1615–1622.
57. *Ernest J., Michon M., Debric J.* // Phys. Lett. – 1966. – V. 22, № 2. – P. 147–149.
58. *Kasperczuk A., Paduch M., Pokora L., Wereszczynski Z.* // Biuletyn WAT. – 1977. – V. 26, № 2. – P. 159–164.
59. *Hook W.R., Dishington R.H., Hilberg R.P.* // Proc. IEEE. – 1966. – V. 54, № 12. – P. 1954–1955.
60. *Key M.N., Preston D.A., Donaldson T.P.* // J. Phys. B. – 1970. – V. 3, № 3. – P. L88–L89.
61. *Houtman H., Meyer J.* // J. Appl. Phys., 1985. – V. 57, № 11. – P. 4892–4896.
62. *Кривошеков Г.В., Никулин Н.Г., Смирнов В.А.* // Квант. электрон. – 1975. – Т. 2, № 9. – С. 2019–2026.
63. *Томов I.V., Fedosejevs R., Richardson M.C., Orr W.J.* // Appl. Phys. Lett. – 1976. – V. 29, № 3. – P. 193–195.
64. *Maaswinkel A.G.M., Sigel R., Baumhaecker H., Brederlow G.* // Rev. Sci. Instrum. – 1984. – V. 55, № 1. – P. 48–51.
65. *Цернике Ф., Мидвингер Дж.* Прикладная нелинейная оптика. – М.: Мир, 1976. – 261 с.
66. *Machewirth J.P., Webb R., Anafi D.* // Laser Focus. – 1976. – V. 12, № 5. – P. 104–107.
67. *Reintjes J., Eckardt R.C.* // Appl. Phys. Lett. – 1977. – V. 30, № 2. – P. 91–93.
68. *Loth C., Bruneau D., Fabre E.* // Appl. Opt. – 1980. – V. 19, № 7. – P. 1022–1023.
69. *Schmidt H., Salzmann H., Strohwalde H.* // Appl. Opt. – 1975. – V. 14, № 9. – P. 2250–2251.
70. *Herden W., Bloss W.H.* // Appl. Phys. Lett. – 1977. – V. 31, № 2. – P. 66–67.
71. *Hugenschmidt M., Wey I.* // Opt. Commun. – 1979. – V. 29, № 2. – P. 191–194.
72. *Nawrot W., Pokora L.* // EKON-80, IX Conf. quantum electronics a. nonlinear optics. – Poznan, April 1980. – P. 66–69.
73. *Pert G.J.* // Proc. Int. Conf. Plasma Phys. – Lausanne, 1984. – V. 2. – Brussels. – P. 713–732.
74. *Richardson M.C., Epstein R., Barnouin O.* // Phys. Rev. A. – 1986. – V. 33, № 6. – P. 1246–1253.
75. *Rosen M.D., London R.A., Hagelstein P.L.*: Preprint/UCRL. – 1986. – №95137. – 16p.
76. *MacGowan B.J., Rosen M.D., Eckart M.J.* – Preprint/UCRL. – 1986. – №95154. – 27p.
77. Рентгеновская оптика и микроскопия: Пер. с англ./Под ред. Г. Шмалля, Д. Рудольфа. – М.: Мир, 1987. – 464 с.
78. *Attwood D., Halbach K., Kim K.* // Science. – 1985. – V. 228, № 4705. – P. 1265–1272.
79. *Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизков Г.В., Федотов С.И.* // Тр. ФИАН. – 1974. – Т. 76. – С. 146–185.
80. *Ерохин А.А., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др.* // Физика плазмы. – 1978. – Т. 4, № 3. – С. 648–661.
81. *Shikanov A.S., Sklizkov G.V., Zorev N.N.* // Phys. Lett. A. – 1981. – V. 81, № 6. – P. 343–346.
82. *Зорев Н.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – Т. 31, вып. 10. – С. 610–614.
83. *Зорев Н.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* // ЖЭТФ. – 1982. – Т. 82, вып. 4. – С. 1104–1113.

84. *Васильев Л.А.* Теневые методы. – М.: Наука, 1968. – 400 с.
85. Физические измерения в газовой динамике и при горении / Под ред. *Л.У. Ланденбурга, Б. Льюиса, Пиза Р.Н., Тейлора Х.С.* – М.: ИЛ, 1957. – 484 с.
86. *Ascoli-Bartoli V., Martellucci S., Mazzucato E.* // *Nuovo Cimento.* – 1964. – V. 32, № 2. – P. 298–316.
87. *Ascoli-Bartoli V.* // *Plasma Physics.* – Vienna: IAEA, 1965. – P. 287–321.
88. *Erokhin A.A., Shikanov A.S., Sklizkov G.V.* et al. // *Proc. 13th Intern. Cong. High Speed Photography a Photonics.* – Tokio, 1978. – P. 540–543.
89. *Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизков Г.В.* и др. // *ЖЭТФ.* – 1972. – Т. 62, вып. 11. – С. 203–212.
90. *Грибков В.А., Дубровский А.В., Исаков А.И.* и др. // *ЖЭТФ.* – 1977. – Т. 26, вып. 4. – С. 322–327.
91. *Mayer I., Stritzke P.* // *J. Phys. D.* – 1977. – V. 10, № 12. – P. 1635–1641.
92. *Veil C.F., Maccabee B.S.* // *Appl. Opt.* – 1974. – V. 13, № 3. – P. 605–609.
93. *Зимин В.Д., Фрик П.П.* // *ЖЭТФ.* – 1976. – Т. 46, вып. 2 – С. 408–411.
94. *Ашмарин И.И., Быковский Ю.А., Гридин В.А.* и др. // *Квант. электрон.* – 1971. – № 6. – С. 815–821.
95. *Koortman D.W., Siebeneck H.J., Jellinson G.* // *Phys. Fluids.* – 1979. – V. 22, № 3. – P. 526–533.
96. *Басов Н.Г., Бойко В.А., Грибков В.А.* и др. // *ЖЭТФ.* – 1971. – Т. 61, вып. 1. – С. 154–161.
97. *Lubin M., Sources T., Goldman E.* et al. // *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*/Ed. *H.J. Schwarz, H. Hora.* – N.Y.: Plenum Press, 1972. – V. 2. – P. 433–467.
98. *Sigel R.* // *Z. Naturf.* – 1970. – V. 25a, № 4. – S. 488–503.
99. *Attwood D.T., Coleman L.M., Sweeney D.W.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1975. – V. 26, № 11. – P. 616–618.
100. *Illingworth R., Thareja R.K.* // *Opt. Commun.* – 1980. – V. 32, № 1. – P. 51–53.
101. *Данилов А.Е., Меркульев Ю.А., Савченко С.М.* и др. // *Кратк. сообщ. по физ. ФИАН* – 1980. – № 5. – С. 3–9.
102. *Смирнов В.И.* Курс высшей математики. – М.: Гостехиздат, 1953. – Т. 2. – 627 с.
103. *Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н.* и др. // *ЖЭТФ.* – 1976. – Т. 71, вып. 5. – С. 1788–1798.
104. *Nomarski M.G.* // *J. Phys. Radium.* – 1955. – V. 16, № 2. – P. 95–99.
105. *Эртель Х.* // *Физика быстропотекающих процессов.* – М.: Мир, 1971. – Т. 3. – С. 103–208.
106. *Vryngdahl O.* // *Progress in Optics*/Ed. *E. Wolf.* – Amsterdam: North-Holland, 1965. – V. 4. – P. 39–83.
107. *Коломийцев Ю.В.* Интерферометры. Основы инженерной теории, применение. – Л.: Машиностроение, 1976. – 296 с.
108. *Захаренков Ю.А., Крохин О.Н., Пустовалов В.В.* и др. // *Письма в ЖЭТФ.* – 1976. – Т. 23, вып. 1. – С. 40–43.
109. *Грибков В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В.* и др. // *Тр. ФИАН.* – 1976. – Т. 85. – С. 193–237.
110. *Рытов С.М.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. I. Случайные процессы. – М.: Наука, 1976. – 496 с.
111. *Голант В.Е.* Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. – М.: Наука, 1968. – 328 с.
112. *Захаренков Ю.А., Крохин О.Н., Пустовалов В.В.* и др. // *Физика плазмы.* – 1977. – Т. 3, № 4. – С. 733–742.
113. *Кисляков А.И., Ларионов М.М., Рождественский В.В.* // *ЖТФ.* – 1967. – Т. 37, вып. 3. – С. 584–587.
114. *Островский Ю.И., Бугусов М.М., Островская Г.В.* Голографическая интерферометрия. – М.: Наука, 1977. – 315 с.
115. *Pierce E.L.* // *Appl. Opt.* – 1980. – V. 19, № 6. – P. 952–961.
116. *Вест Ч.* Голографическая интерферометрия: Пер. с англ. – М.: Мир, 1982. – 504 с.
117. *Willi O., Raven A.* // *Appl. Opt.* – 1980. – V. 19, № 2. – P. 192–194.
118. *Burgess M.D.J., Gillman G.B., Luther-Davis B.* // *J. Appl. Phys.* – 1983. – V. 54. – P. 1787–1795.

119. *Burgess M.D.J., Dragila R., Luther-Davis B.* // Laser Interaction a. Related Plasma Phenomena. – N.Y.; London, 1984. – V. 6. – P. 461–477.
120. *Busch G.E., Johnson R.R., Shepard C.L.* – Preprint/KMSF. – 1984. – № U1445. – 5 p.
121. *Max C.E., Manheiner W.M., Thomson J.J.* // Phys. Fluids. – 1978. – V. 21. – P. 128–139.
122. *Stamper A., Papadopoulos K., Sudan R.N. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1971. – V. 26. – P. 1012.
123. *Kilodner R., Yablonovitch E.* // Phys. Rev. Lett. – 1979. – V. 43. – P. 1420.
124. *Mora P., Pellat R.* // Phys. Fluids. – 1981. – V. 24. – P. 2219.
125. *Willi O., Rumsby P.T., Lin Z.Q., Saring S.* – Preprint / Rutherford a. Appleton Laboratories. – 1981. – RL-81-015. – P. 23.
126. *Stamper A., Tidman D.A.* // Phys. Fluids. – 1973. – V. 16. – P. 2004.
127. *Tidman D.A., Shanny R.A.* // Phys. Fluids. – 1974. – V. 17. – P. 1207.
128. *Ramani A., Laval G.* // Phys. Fluids. – 1978. – V. 21. – P. 980.
129. *Haines M.G.* // Can. J. Phys. – 1986. – V. 64. – P. 912–919.
130. *Лохте-Хольгеревен Б.* Диагностика плазмы. – М.: Мир, 1970. – 423 с.
131. *Гамалий Е.Г., Тихончук В.Т.* // Физика плазмы. – 1987. – Т. 13, вып. 11. – С. 1512–1516.
132. *Басов Н.Г., Воловски Е., Гамалий Е.Г. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1987. – Т. 45, вып. 4. – С. 173–176.
133. *Thareja R.K., Illingworth R.* // Proc. Indian natn. Sci. Acad. – 1982. – V. 48A, Suppl. № 2. – P. 131–149.
134. *Raven A.* // D. Phil. thesis. Univ. of Oxford. – 1979. – P. 66–74.
135. *Stamper J.A., Ripin B.H.* // Phys. Rev. Lett. – 1975. – V. 34, № 3. – P. 138–141.
136. *Stamper J.A., McLean E.A., Ripin B.H.* // Phys. Rev. Lett. – 1978. – V. 40, № 18. – P. 1177–1181.
137. *Raven A., Rumsby P.T., Stamper J.A. et al.* // Appl. Phys. Lett. – 1979. – V. 35, № 7. – P. 526–528.
138. *Willi O., Rumsby P.T., Duncam C.* // Opt. Commun. – 1981. – V. 37, № 1. – P. 40–44.
139. *Burgess M.D.J., Luther-Davis B., Nugent K.A.* // Phys. Fluids. – 1985. – V. 28, вып. 7. P. 2286–2297.
140. *Stamper J.A.* // NRL Memorandum Report 3872. – 1978.
141. *Colles M.J.* // Opt. Commun. – 1969. – V. 1. – P. 169–172.
142. *Бункин Ф.В., Касьянов Ю.С., Коробкин В.В., Мотылев С.Л.* // Квант. электрон. – 1983. – Т. 10, № 11. – С. 2149–2151; *Бункин Ф.В., Коробкин В.В., Мотылев С.Л.* – Препринт/ФИАН. – М, 1983. – 21 с.
143. *Briand J., Adrian V., Tamer M.El. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1985. – V. 54, № 1. – P. 38–41.
144. *Grek B., Martin F., Johuston T.W. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1978. – V. 41, № 26. – P. 1811–1814.
145. *Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б.* // ЖЭТФ. – 1978. – Т. 74, вып. 2. – С. 516–521.
146. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я., Бурдонский И.Н. и др.* // Диагностика плазмы. / Под ред. М.И. Пергамент. – М.: Энергоатомиздат, 1986 – Вып. 5. – С. 267–270.
147. *Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В., Пергамент М.И. и др.* // Диагностика плазмы. Вып. 5 / Под ред. М.И. Пергамент. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – С. 276–281.
148. *Преображенский Н.Г., Пикалов В.В.* Неустойчивые задачи диагностики плазмы. – Новосибирск: Наука, 1982. – 235 с.
149. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1979. – 288 с.
150. *Пергамент А.Х.* // Диагностика плазмы. Вып. 5 / Под ред. М.И. Пергамент. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – С. 250–262.
151. *Преображенский Н.Г.* Инверсия Абеля и ее обобщения. – Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978. – С. 6–24.
152. *Vest C.M.* // Appl. Optics. – 1975. – V. 14, № 7. – P. 1601–1606.
153. *Sweeney D.W., Attwood D.T., Coleman L.W.* // Appl. Optics. – 1976. – V. 15, № 5. – P. 1126–1128.

154. Пирс У.Д. // Получение и исследование высокотемпературной плазмы. – М.: ИЛ, 1962. – С. 221–229.
155. Грибков В.А., Никулин В.Я., Склизков Г.В. // Квант. электрон. – 1971. – № 6. – С. 60–68.
156. Bennett F., Carter W., Bergdolt V. // J. Appl. Phys. – 1952. – V. 23, № 3. – P. 453–459.
157. Емельянов В.А., Жаврид Г.П. // Инж.-физ.ж. – 1962. – Т. 5, № 4. – С. 64–70.
158. Vockasten K. // J. Opt. Soc. Am. – 1961. – V. 51, № 9. – P. 943–947.
159. Freeman M.P., Katz S. // J. Opt. Soc. Am. – 1960. – V. 50, № 8. – P. 826–830.
160. Van Trigh C. // Proc. 10th Intern. Conf. on Ionized Gases. Oxford, 1971. – P. 397.
161. Kogelschatz V., Schneider W.R. // Appl. Opt. – 1972. – V. 11, № 8. – P. 1822–1832.
162. Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. // Физика горения и взрыва. – 1974. – Т. 10, № 6. – С. 923–930.
163. Misiol K. // Optica Applicata. – 1975. – V. 1, № 1. – P. 41–46.
164. Ugniewski S., Sadowski M. // Acta Physica Polonica. – 1977. – V. A51, № 2. – P. 293–300.
165. Добрынин В.М., Кисляков В.Б., Масленников В.Г. // ЖТФ. – 1980. – Т. 50, вып. 2. – С. 317–326.
166. Линник Ю.В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений. – М.: Физматгиз, 1958. – 248 с.
167. Fisher R. Statistical methods and Scientific Interference. – N.Y., 1956.
168. Худсон Д. Статистика для физиков. – М.: Мир, 1970. – 296 с.
169. Басов Н.Г., Шиханов А.С., Склизков Г.В. и др. // Физика плазмы. – 1980. – Т. 6, № 5. – С. 1167–1173; Preprint/UCRL, 1980. – № 83902. – 8 р.
170. Зимин В.Д., Фрик П.Г. // ЖТФ. – 1976. – Т. 46, вып. 2. – С. 408–411.
171. Горбунов Е.П., Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П., Мульченко Б.Ф. // Диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1968, вып. 2. – С. 188–199.
172. Петров Г.Д., Самарский П.А. // Квант. электрон. – 1974. – Т. 1, № 12. – С. 2615–2618.
173. Пикалов В.В., Федосов В.П. Инверсия Абеля и ее обобщения. – Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978. – С. 190–199.

### К главе 3

1. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой // Итоги науки и техники: Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1978. – Т. 17.
2. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером // Итоги науки и техники: Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1982. – Т. 26, ч. 1, 2. – 492 с.
3. Денисов Н.Г. // ЖЭТФ. – 1956. – Т. 31, вып. 4. – С. 609–620.
4. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. – М.: Наука, 1973. – 288 с.
5. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Физматгиз, 1961. – 684 с.
6. Ерохин Н.С., Захаров В.Е., Моисеев С.С. // ЖЭТФ. – 1969. – Т. 56, вып. 1. – С. 177–189.
7. Виноградов А.В., Пустовалов В.В. // ЖЭТФ. – 1972. – Т. 63, вып. 4. – С. 940–950.
8. Erokhin N.S., Moiseev S.S., Mukhin V.V. // Nucl. Fusion. – 1974. – V. 14. – P. 333–339.
9. Басов Н.Г., Быченков В.Ю., Крохин О.Н. и др. // Квант. электрон. – 1979. – Т. 6, № 9. – С. 1829–1865; Препринт / ФИАН. – М., 1978. – № 196. – 74 с.; Препринт / ФИАН. – М., 1978. – № 256. – 39 с.
10. Басов Н.Г., Быченков В.Ю., Крохин О.Н. и др. // ЖЭТФ. – 1979. – Т. 76, вып. 6. – С. 2094–2109.
11. Vanft G.P., Gobbi P.G., Malvezzi A.M. // Opt. Comm. – 1983. – V. 44, № 5. – P. 337–342.
12. Balmer J.E., Schwarzenbach A.P., Weber H.P. // Opt. Comm. – 1982. – V. 42, № 2. – P. 121–124.

13. Zhizhan X., Yuguang X., Guangyu Y. et al. // J. Appl. Phys. – 1983. – V. 54, № 9. – P. 4902–4908.
14. Min G., Weiha T., Zunqi L. et al. // Phys. Fluids. – 1987. – V. 30, № 5. – P. 1515–1520.
15. Tanaka K., Seka W., Goldman L.M. et al. // Phys. Fluids. – 1984. – V. 27, № 8. – P. 2187–2190.
16. Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Крохин О.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1975. – Т. 21, вып. 9. – С. 557–561.
17. Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Крохин О.Н. и др. // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 70, вып. 2. – С. 547–559.
18. Басов Н.Г., Ерохин А.А., Захаренков Ю.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1977. – Т. 26, вып. 8. – С. 581–585.
19. Billon D., Holstein P.A., Launspach J. et al. // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora. – N.Y.: Plenum Press, 1977. – V. 4A. – P. 503–535; Jackel S., Perry B., Lubin M. // Phys. Rev. Lett. – 1976. – V. 37, № 2. – P. 95–98.
20. Jackel S.M. LLE Report. – 1977, № 68.
21. Быченко В.Ю., Захаренков Ю.А., Крохин О.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1977. – Т. 26, вып. 6. – С. 500–505.
22. Vasov N.G., Kologrivov A.A., Krokhin O.N. et al. // Proc. 13th Int. Congr. High Speed Photography and Photonics. – Tokyo, 1978. – P. 739–742.
23. Басов Н.Г., Волосевич П.П., Гамалий Е.Г. и др. // ЖЭТФ. – 1980. – Т. 78, вып. 1. – С. 420–430.
24. Басов Н.Г., Волосевич П.П., Гамалий Е.Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1978. – Т. 28, вып. 3. – С. 135–139.
25. Басов Н.Г., Калашиников М.П., Михайлов Ю.А. // Письма в ЖЭТФ. – 1983. – Т. 37, вып. 8. – С. 359–362.
26. Vasov N.G., Chebotarev S.I., Danilov A.E. et al. // Phys. Lett. – 1984. – V. 105A, № 8. – P. 410–414.
27. Baldis H.A., Pepin H., Grek B. // Appl. Phys. Lett. – 1975. – V. 27, № 5. – P. 291–292.
28. Burnett N.H., Baldis H.A., Richardson M.C., Enright G.D. // Appl. Phys. Lett. – 1977. – V. 31, № 3. – P. 172–174.
29. Baldis H.A., Burnett N.H., Enright G.D., Richardson M.C. // Appl. Phys. Lett. – 1979. – V. 34, № 5. – P. 327–329.
30. Carman R.L., Forslund D.W., Kindel J.M. // Phys. Rev. Lett. – 1981. – V. 46, № 1. – P. 29–32.
31. Carman R.L., Rhodes C.K., Benjamin R.F. // Phys. Rev. A. – 1981. – V. 24, № 5. – P. 2649–2662.
32. McLean E.A., Stamper J.A., Ripin V.H. et al. // Appl. Phys. Lett. – 1977. – V. 31, № 12. – P. 825–827.
33. Владимирский А.Б., Силин В.П. // Физика плазмы. – 1980. – Т. 6, № 2. – С. 354–362.
34. Пустовалов В.В., Троценко Н.П. – Препринт / ФИАН. – М., 1988. – № 55. – 28 с.
35. Ковалев В.Ф., Пустовалов В.В. – Препринт / ФИАН. – М., 1988. – № 56. – 35 с.
36. Bezzerides B., Jones R.D., Forslund D.W. // Phys. Rev. Lett. – 1982. – V. 49, № 3. – P. 202–205.
37. Горбунов А.М., Домрин В.И., Рамазашвили Р.Р. // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 70, вып. 6. – С. 2161–2168.
38. Горбунов Л.М., Рамазашвили Р.Р. // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. – 1977. – № 9. – С. 44–47.
39. Горбунов Л.М., Широков А.С. // Физ. плазмы. – 1980. – Т. 6, № 3. – С. 85–92.
40. Drake J.F., Lee Y.C. // Phys. Rev. Lett. – 1973. – V. 31. – P. 1197–1200.
41. White R., Raw P., Pesme P. et al. // Nuclear Fusion. – 1974. – V. 14. – P. 45–54.
42. Силин В.П., Стародуб А.Н. // ЖЭТФ. – 1974. – Т. 67, вып. 6. – С. 2110–2118.
43. Железняков В.В., Златник Е.Я. // Изв. вузов: Радиофизика. – 1952. – Т. 5, № 4. – С. 644–648.
44. Силин В.П. // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. – 1979. – № 10. – С. 35–39.
45. Авров А.И., Быченко В.Ю., Крохин О.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1976. – Т. 24, вып. 5. – С. 293–296.

46. *Bobin J.L.* Plasma Physics / Ed. *H.W. Wilhelmson*. – N.Y.: Plenum Press. – 1977. – P. 102–121.
47. *Breizman B.N., Pekker L.S.* // Phys. Lett. – 1978. – V. 65A. – P. 121–124.
48. *Гусаков Е.З.* // Письма в ЖТФ. – 1977. – Т. 3, вып. 22. – С. 1219–1223.
49. *Carter P.D., Sim S.M.L., Barr H.C., Evans R.G.* // Phys. Rev. Lett. – 1980. – V. 44, № 4. – P. 1407–1410.
50. *McGoldrick E., Sim S.M.L.* // Opt. Comm. – 1981. – V. 39, N 3. – P. 172–174.
51. *McGoldrick E., Sim S.M.L., Turner R.E., Willi O.* // Opt. Comm. – 1984. – V. 50, № 2. – P. 107–110.
52. *Aboites V., Hughes T.P., McGoldrick E. et al.* // Phys. Fluids. – 1985. – V. 28, № 8. – P. 2555–2562.
53. *Быченко В.Ю., Зозуля А.А., Касьянов Ю.С. и др.* // ЖЭТФ. – 1983. – Т. 84, вып. 3. – С. 936–945.
54. *Short R.W., Seka W., Tanaka K., Williams A.* // Phys. Rev. Lett. – 1984. – V. 52, № 17. – P. 1496–1499.
55. *Turner R.E., Phillion D.W., Lasinski B.F., Campbell E.M.* // Phys. Fluids. – 1984. – V. 27, № 2. – P. 511–515.
56. *Richardson M.C.* Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. V. 6. // Proc. 6 Workshop. Monterey, 1982. – N.Y.; London: Plenum Press, 1982. – P. 903.
57. *Tanaka K., Goldman L.M., Seka W.* // Phys. Rev. Lett. – 1982. – V. 48. – P. 1179.
58. *Villeneuve D.M., Keck R.L., Afegan B.B. et al.* // Phys. Fluids. – 1984. – V. 27. – P. 721.
59. *Figueroa H., Joshi C., Azechi H. et al.* // Phys. Fluids. – 1984. – V. 27. – P. 1887.
60. *Tanaka K.A., Bosweel B., Craxton R.S. et al.* // Phys. Fluids. – 1985. – V. 29. – P. 2910.
61. *Baldis H.A., Walsh C.J.* // Phys. Fluids. – 1983. – V. 26, № 5. – P. 1364–1375.
62. *Mejer J., Houtman H.* // Phys. Fluids. – 1985. – V. 28. – P. 1549.
63. *Villeneuve D.M., Baldis H.A., Walsh C.J.* // Phys. Fluids. – 1985. – V. 28. – P. 1454.
64. *Phillion D.W., Campbell E.M., Estabrook K.G. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1982. – V. 49, № 19. – P. 1405–1408.
65. *Seka W., Afeyan B.B., Boni R. et al.* // Phys. Fluids. – 1985. – V. 28. – P. 2570–2579.
66. *Goldman L.M., Seka W., Tanaka K. et al.* // Can. J. Phys. – 1986. – V. 64. – P. 969–976.
67. *Lin Z.* // Opt. Comm. – 1982. – V. 42, № 5. – P. 351–355.
68. *Zunqi L., Weihan T., Min G. et al.* // Laser and Particle Beams. – 1986. – V. 4, p. 2. – P. 223–230.
69. *Boyd T.J.M.* // Can. J. Phys. – 1986. – V. 64. – P. 944–955.
70. *Басов Н.Г., Быченко В.Ю., Зозуля А.А. и др.* // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 92, вып. 5. – С. 1700–1713.
71. *Авров А.И., Быченко В.Ю., Крохин О.Н. и др.* // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 72, вып. 3. – С. 970–982.
72. *Basov N.G., Zakharenkov Yu.A., Zorev N.N. et al.* Plasma Physics / Ed. *H.W. Wilhelmson*. – N.Y.: Plenum Press, 1977. – P. 47–63.
73. *Basov N.G., Kologrivov A.A., Krokhin O.N. et al.* – Preprint / P.N. Lebedev Phys. Inst., Academy of Sciences of the USSR. – M., 1976. – № 177. – 35 p.; Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. *H. Schwarz, H. Hora*. – N.Y.: Plenum Press, 1977. – V. 4A. – P. 479–501.
74. *Быченко В.Ю., Силин В.П., Тихончук В.Т.* // Физика плазмы. – 1977. – Т. 3. – С. 1314.
75. *Barr H.C.* // Rutherford Laboratory Annual Report NRL-79-036. – 1979. – Sec. 8.3.3.
76. *Offenberger A.A., Ng A., Pitt L., Cervenan M.R.* // Phys. Rev. A. – 1978. – V. 18. – P. 746.
77. *Зозуля А.А., Силин В.П.* // Физика плазмы. – 1982. – Т. 8. – С. 859.
78. *Зозуля А.А., Силин В.П.* // Физика плазмы. – 1982. – Т. 8. – С. 1156.
79. *Vuschenkov V.Yu., Zozulia A.A., Silin V.P., Tikhonchuk V.T.* // Beitr. Plasmaphysics. – 1983. – V. 23. – P. 331.
80. *Крупнова Л.В., Силин В.П.* // Физика плазмы. – 1978. – Т. 4. – С. 867.
81. *Росляков В.А., Старостин А.Н.* // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 73, вып. 5. – С. 1747.
82. *Barr H.C., Boyd J.J.M., Cardner L.A.T., Rankin R.* // Phys. Fluids. – 1984. – V. 27. – P. 2730.

83. *Saleres A., Decroisette M., Patou C.* // Opt. Comm. – 1975. – V. 13, № 3. – P. 321–323.
84. *Jackel S., Albritton J., Goldman E.* // Phys. Rev. Lett. – 1975. – V. 35, № 8. – P. 514–517.
85. *Shikanov A.S., Sklizkov G.V., Zakharenkov Yu.A.* // Fusion Energy-1981. – Vienna: IAEA, 1982. – P. 175–179.
86. *Быченко В.Ю., Зозуля А.А., Силин В.П., Тихончук В.Т.* – Препринт / ФИАН. – М., 1981. – № 136. – 19 с.
87. *Горбунов Л.М., Касьянов Ю.С., Коробкин В.В. и др.* – Препринт / ФИАН. – М., 1979. – № 126. – 15 с.
88. *Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* // Тезисы докладов 14-го Международного конгресса по высокоскоростной фотографии и фотонике. – М., 1980. – С. 212.
89. *Александров В.В., Бреннер М.В., Вихарев В.Д. и др.* – Препринт / ИАЭ. – М., 1977. – № 2852. – 10 с.
90. *Robin J.L., Decroisette M., Meyer B., Vitel Y.* // Phys. Rev. Lett. – 1973. – V. 30. – P. 594–597.
91. *Кильшио А.В., Малютин А.А., Пашинин П.П.* // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – Т. 32, вып. 7. – С. 520–523.
92. *Aboites V., McGoldrick E., Sim S.M.L., Karttunen S.J.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1986. – V. 28, № 10. – P. 1527–1537.
93. *McGoldrick E., Sim S.M.L.* // Opt. Comm. – 1982. – V. 40, № 6. – P. 433–436.
94. *Elazar J., Toner W.T., Wooding E.R.* // Plasma Physics. – 1981. – V. 23, № 9. – P. 813–818.

#### К главе 4

1. *Basov N.G., Kologrivov A.A., Krokhin O.N. et al.* // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora. – N.Y.: Plenum Press, 1977. – V. 4A. – P. 479–501.
2. *Авров А.И., Быченко В.Ю., Крохин О.Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1976. – Т. 24, вып. 5. – С. 293–296; ЖЭТФ. 1977. – Т. 72, вып. 3. – С. 970–982.
3. *Быченко В.Ю., Захаренков Ю.А., Крохин О.Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1977. – Т. 26, вып. 6. – С. 500–505.
4. *Basov N.G., Kologrivov A.A., Krokhin O.N. et al.* // Proc. 13th Intern. Congr. High Speed Photography and Photonics. – Tokyo, 1978. – P. 739–742.
5. *Басов Н.Г., Быченко В.Ю., Крохин О.Н. и др.* // ЖЭТФ. – 1979. – Т. 76. – С. 2094–2109; Квантовая электроника. – 1979. – Т. 6. – С. 1829–1865.
6. *Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н. и др.* Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой // Итоги науки и техники: Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1978. – Т. 17.
7. *Силин В.П.* Взаимодействие мощного излучения с плазмой. – М.: Наука, 1973.
8. *Денисов Н.Г.* // ЖЭТФ. – 1956. – Т. 31, вып. 4. – С. 609.
9. *Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др.* Электродинамика плазмы / Под ред. А.И. Ахиезера. – М.: Наука, 1974. – Гл. 12.
10. *Подгорный И.М.* Лекции по диагностике плазмы. – М.: Атомиздат, 1968. – Гл. 4.
11. *Лукьянов С.Ю.* // Диагностика плазмы, Под ред. М.И. Пергамента. – М.: Атомиздат, 1973. – Вып. 3. – С. 5–24.
12. *Быченко В.Ю., Силин В.П., Тихончук В.Т.* // Физика плазмы. – 1977. – Т. 3. – С. 1314–1322.
13. *Быченко В.Ю., Зозуля А.А., Силин В.П., Тихончук В.Т.* – Препринт / ФИАН. – М., 1981. – № 136. – 19 с.
14. *Schuss J.J., Chu T.K., Johnson L.C.* // Phys. Rev. Lett. – 1978. – V. 40. – P. 27–30.
15. *Baldis N.A., Samson J.C., Corkum P.B.* // Phys. Rev. Lett. – 1978. – V. 41. – P. 1719–1722.
16. *Басов Н.Г., Быченко В.Ю., Зорев Н.Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 30, вып. 7. – С. 439–443.
17. *Basov N.G., Vyshenkov V.Yu., Osipov M.V. et al.* // Phys. Lett. – 1980. – V. 77A. – P. 163–166.

18. Jackson E.A. // Phys. Rev. – 1967. – V. 153. – P. 235.
19. Басов Н.Г., Осипов М.В., Рупасов А.А. и др. // ЖЭТФ. – 1983. – Т. 85, вып. 3 (9). С. 919–931.
20. Basov N.G., Osipov M.V., Rupasov A.A. et al. Laser Interaction and Related Plasma Phenomena // Proc. of the 6th Int. Workshop / Ed. H. Hora, G. M. Miley. – 1984. – V. 6. – P. 285–298.
21. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. – М.: Физматгиз, 1963. – Гл. 7. – С. 345–358.
22. Baldis H.A., Walsh C.J. // Physica Scripta. – 1982. – V. T2/2. – P. 492–497.
23. Baldis H.A., Walsh C.J. // Phys. Fluids. – 1983. – V. 26(5). – P. 1364–1375.
24. Baldis H.A., Villeneuve D.M., Walsh C.J. // Can. J. Phys. – 1986. – V. 64. – P. 961–968.
25. Baldis H.A., Villeneuve D.M., Walsh C.J. Laser Interaction and Related Plasma Phenomena // Proc. 7th Int. Workshop, Monterey, Calif. 1985. – N.Y.; London. – 1986. – V. 7. – P. 299–306.
26. Басов Н.Г., Осипов М.В., Рупасов А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1981. – Т. 33, вып. 3. – С. 210–214.
27. Basov N.G., Osipov M.V., Rupasov A.A. et al. // Phys. Lett. – 1982. – V. 87A, № 7. – P. 353–356.
28. Walsh C.J., Baldis H.A., Evans R.G. // Phys. Fluids. – 1982. – V. 25 (12). – P. 2326–2333.
29. Hildum J.S. Preprint/ KMS, 1973. – U. 121.
30. Rosenbluth M.N. // Phys. Rev. Lett. – 1972. – V. 29. – P. 565.
31. Басов Н.Г., Волосевич П.П., Гамалий Е.Г. и др. // ЖЭТФ. – 1980. – Т. 78, вып. 1. – С. 420–430.
32. Baldis H.A. // Plasma Physics. – 1983. – V. 25. – P. 1297–1310.

#### К главе 5

1. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером // Итоги науки и техники: Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1982. – Т. 26. ч. 1, 2. – 492 с.
2. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой // Итоги науки и техники: Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1978. – Т. 17.
3. Бойко В.А., Виноградов А.В., Пикуз С.А. и др. Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы // Итоги науки и техники: Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1980. – Т. 27.
4. Пресняков Л.П., Шевелько В.П., Янев Р.К. Элементарные процессы с участием многозарядных ионов. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
5. Jannitti E., Nikolosi P., Tondello G. // Guad. Ric. Sci. – 1983. – № 111. – P. 491–495.
6. Nakano N., Kuroda H. // Phys. Rev. A. – 1987. – V. 35, № 11. – P. 4719–4728.
7. Вергунова Г.А., Кологривов А.А., Розанов В.Б. и др. // Физика плазмы. – 1987. – Т. 13, вып. 3. – С. 342–349.
8. McGowan B.J. // Laser Program Annual Report-1985, Lawrence Livermore National Laboratory; UCRL-50021-85, 1986. – P. 4.42–4.43.
9. Mochizuki T., Yabe T., Okada K. et al. // Phys. Rev. A. – 1986. – V. 33, № 1. – P. 525–539.
10. Eidman K., Kishimoto T. // Appl. Phys. Lett. – 1986. – V. 49 (7). – P. 377–378.
11. Eidman K., Kishimoto T., Herrmann P. et al. // Laser and Particle Beams. – 1986. – V. 4, p. 3, 4. – P. 521–536.
12. Trebes J.E. // Laser Program Annual Report-1985, Lawrence Livermore National Laboratory; UCRL-50021-85. – 1986. – P. 4.43–4.45.
13. Alexandrov Yu.A., Koshevoi M.O., Murashova V.A. et al. // Laser and Particle Beams. – 1988. – V. 6, p. 3. – P. 561–567.
14. Kornblum H.N., Kauffman R.L., Smith J.A. // Rev. Sci. Instrum. – 1986. – V. 57 (8). – P. 2179–2181.
15. Kauffman R.L. // Laser Program Annual Report-1985, Lawrence Livermore National Laboratory; UCRL-50021-85. – 1986. – P. 4.5–4.8.



16. *Blum M.* // *J. Phys. Radium.* – 1951. – V. 12. – P. 860–864.
17. *Александров А.А., Богомолов К.С., Гришкина Т.В. и др.* Тез. докл. на XXVII Всес. сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. – Л., 1977. – С. 568.
18. *Александров А.А., Гришкина Т.В., Зверев С.А. и др.* // Экспериментальные методы ядерной физики / Под ред. *В.М. Колобашкина.* – М.: Атомиздат, 1978. – Вып. 4. – С. 70.
19. *Кушин В.В., Ляпидевский В.К., Михайлов Ю.А. и др.* – Препринт / ФИАН. – М., 1979. – № 72.
20. *Jahoda F.C., Little E.M., Quinn M.E. et al.* // *Phys. Rev.* – 1960. – V. 119. – P. 843–852.
21. *Макуртгер Р.* Диагностика плазмы / Под ред. *Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда.* – М.: Мир, 1967. – Гл. 5.
22. *Elton R.C., Anderson A.D.* – Preprint / Naval Res. Lab., 1967. – № 6541.
23. *Ерохин А.А., Зверев С.А., Кологривов А.А. и др.* // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. – 1979. – № 9. – С. 27–32.
24. *Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Васин Б.Л. и др.* // ЖЭТФ. – 1979. – Т. 77. – С. 2539–2554.
25. *Victoreen J.A.* // *J. Appl. Phys.* – 1949. – V. 20. – P. 1141–1147.
26. *Тихонов А.Н.* О решении некорректно поставленных задач и методе регуляризации // ДАН СССР. – 1963. – Т. 131, № 3. – С. 501–504.
27. *Зверев С.А., Ляпидевский В.К.* Тез. III Всес. симп. по люминесцентным приемникам и преобразователям рентгеновского изображения. – Ставрополь, 1979. – С. 100.
28. *Абрамов А.Н., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. – 2-е изд. – М.: Атомиздат, 1977. – С. 518.
29. *Kornblum H.* In *Laser Fusion Annual Report-1974*, Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-50021-74. – 1975. – P. 345.
30. *Кологривов А.А., Склизков Г.В., Шиканов С.А.* – Препринт / ФИАН. – М. 1981. – № 142. – 43 с.
31. *Afanas'ev Yu.A., Basov N.G., Demchenko N.N. et al.* // *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena* / Ed. *H. Schwarz, H. Hora, M. Lubin, B. Yaakobi.* – N.Y.: Plenum Press, 1981. – V. 5. – P. 517–539.
32. *Васин Б.Л., Ерохин А.А., Зорев Н.Н. и др.* // Тр. ФИАН. – 1983. – Т. 133. – С. 51–145.
33. *Аглицкий Е.В., Бойко В.А., Калинин Т.А. и др.* // ПТЭ. – 1975. – № 4. – С. 207.
34. *Миз К., Джеймс Т.* Теория фотографического процесса. – Л.: Химия, 1973.
35. *Hobby M.G., Peacock N.J.* // *J. Phys. E. Sci. Instrum.* – 1973. – V. 6. – P. 854.
36. *Alexandrov Yu.A., Rupasov A.A., Shikanov A.S., Yakimenko M.N.* // *Intern. Scholl of Plasma Physics*, 6–16 Sept. 1988. – Varenna, Italy.
37. *Александров Ю.М., Благоев М.И., Махов В.Н. и др.* – Препринт / ФИАН. – М., 1980. – № 168. – 53 с.
38. *Alexandrov Yu.M., Koshevoi M.O., Murashova V.A. et al.* // *Proc. Intern. Conf. on Synchrotron Radiation*, 18–22 Aug., 1988. – Novosibirsk, USSR.
39. *Калашников М.П., Ляпидевский В.К., Михайлов Ю.А. и др.* – Препринт / ФИАН. – М., 1984. – № 26. – 47 с.
40. *Блаженков В.В., Киркин А.Н., Котенко Л.П. и др.* – Препринт / ФИАН. – М., 1979. – № 25. – 26 с.
41. *Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М.: Атомиздат, 1977. – С. 215.
42. *Шварц К.К., Грант З.А., Межс Т.К., Грубе М.М.* Термолюминесцентная дозиметрия. – Рига: Зиматне. – 1968.
43. *Зверев С.А., Калашников М.П., Ляпидевский В.К. и др.* – Препринт / ФИАН. – М., 1980. – № 96.
44. *Ahlstrom H.G.* – Preprint / Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-79894, 1977.
45. *Campbell P.M., Hammerling P., Johnston R.R. et al.* – Preprint / KMSF, 1976. – U491.
46. *Janesick J.R., Elliot T., Marsh H.H. et al.* // *Rev. Sci. Instrum.* – 1985. – V. 56, № 5. – P. 796–801.

47. *Marsh K., Joshi C., Janesick J., Collins S.* // *Rev. Sci. Instrum.* – 1985. – V. 56, № 5. – P. 821–823.
48. *Storm E.K., Ahlstrom H.G., Boyle M.J. et al.* – Preprint / Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-78581 (Rev. 1), 1976.
49. *Калашиников М.П., Михайлов Ю.А., Склизков Г.В., Федотов С.И.* – Препринт / ФИАН. – М., 1981. – № 75.
50. *Кильпио А.В., Малютин А.А., Пашинин П.П. и др.* // *Кратк. сообщ. по физ. ФИАН* – 1977. – № 7. – С. 43–46.
51. *Брюхневич Г.И., Касьянов Ю.С., Степанов Б.М. и др.* // *ПТЭ.* – 1975. – № 6. – С. 228–231.
52. *Касьянов Ю.С., Чевокин В.К., Шевелько А.П., Щелев Я.М.* // *Письма в ЖЭТФ.* – 1977. – Т. 3, вып. 21. – С. 1165.
53. *Tirrell K.G., Kornblum H.N., Slivinsky* // *Bull. Amer. Phys. Soc.* – 1978. – V. 23. – P. 807.
54. *Lerche R.A., Campbell D.E.* // *Laser Program Annual Report-1979*, Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-50021-79. – 1980. – P. 5.2–5.4.
55. *Attwood D.T., Kauffman R.L., Stradling G.L. et al.* – Preprint / Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-85043, 1980.
56. *Kornblum H.N., Slivinsky U.W.* // *Rev. Sci. Instrum.* – 1978. – V. 49. – P. 1204.
57. *Day R.H., Hackaday R., Ameduri S.P., Bennett E.W.* // *Bull. Am. Phys. Soc.* – 1980. – V. 25. – P. 962.
58. *Day R.H., Lee P., Solomon E.R., Nagel D.J.* // *J. Appl. Phys.* – 1981. – V. 52. – P. 6965.
59. *Ганеев А.С., Запысов А.Л., Израилев И.М. и др.* // *ПТЭ.* – 1982. – Т. 3. – С. 188–189.
60. *Ганеев А.С., Израилев И.М.* // *ЖТФ.* – 1961. – Т. 31, вып. 3. – С. 376.
61. *Adams F.P., Ng A., Gazit Y.* // *Rev. Sci. Instrum.* – 1987. – V. 58, № 6. – P. 1130–1132.
62. *Richardson M.C., Gregory G.G., Keck R.L. et al.* // *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena.* – N.Y.; London. – 1986. – V. 7. – P. 179–211.
63. *Keck R.L., Goldman L.M., Richardson M.C. et al.* // *Phys. Fluids.* – 1984. – V. 27. – P. 2762.
64. *Shockley W.* // *Solid State Electron.* – 1961. – V. 2. – P. 35.
65. *Kania D.R., Bartlett R.J., Wagner R.S., Hammond R.B.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1984. – V. 44. – P. 1059.
66. *Johnson A.M., Auston D.H., Smith P.R. et al.* // *Phys. Rev. B.* – 1981. – V. 23. – P. 6816.
67. *Wang G.L.* // *Laser Program Annual Report-1985*, Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-50021-85. – 1986. – P. 4.49–4.50.
68. *Roundy C.B.* // *Proc. SPIE.* – 1975. – V. 62. – P. 191.
69. *Attwood D.T., Coleman L.M., Larsen J.T., Strom E.K.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1976. – V. 37. – P. 499.
70. *Stradling G.L., Kauffman R.L., Henke B.L.* // *Laser Program Annual Report-1979* Lawrence Livermore National Laboratory. – UCRL-50021-79. – 1980. – P. 5.14–5.17.
71. *Chevokin V.K., Kas'yanov Yu.S., Korobkin V.V. et al.* // *Laser + Electro-optic.* – 1974. – № 4. – P. 40–42.
72. *Brukhnevich G.I., Chevokin V.K., Kas'yanov Yu.S. et al.* // *Phys. Lett.* – 1975. – V. 51A, № 4. – P. 249–250.
73. *Letzting S.A., Thorsos E.I., Friedman W.D. et al.* // *J. Appl. Phys.* – 1983. – V. 54 (11). – P. 6302–6305.
74. *Дашевский Б.Е., Подвлязников В.А., Прохоров А.М. и др.* // *Опт.-мех. пром.* – 1988. – № 8. – С. 18–20.
75. *Kauffman R.L., Stradling G.L., Pierce E.L., Medecky H.* *Low Energy X-ray Diagnostics-1981* / Ed. D.T. Attwood, B.L. Henke. – N.Y.: Am. Inst., Physics, 1981. – P. 66–73.
76. *Stradling G.L., Barbee T.W., Henke B.L. et al.* *Low Energy X-ray Diagnostics-1981* / Ed. D.T. Attwood, B.L. Henke. – N.Y.: Am. Inst. Physics, 1981. – P. 292–296.
77. *Henke B.L., Liesgang J., Smith S.D.* // *Phys. Rev. B.* – 1979. – V. 19. – P. 3004.
78. *Henke B.L., Knauer J.P., Permeratne K.* // *Bull. Am. Phys. Soc.* – 1979. – V. 24. – P. 1098.

79. *Bruckhnevitsh G.I., Zak F.I., Kil'pio A.V. et al.* // Proc. 13th Int. Congr. High Speed Photography and Photonics. – Tokyo, 1978. – P. 492–495.
80. *Heinle R.A., Tirsell K.G.* // Laser Program Annual Report-1979, Lawrence Livermore Laboratory: UCRL-50021-79. – 1980. – P. 5.5–5.7.
81. *Kauffman R.L.* // Laser Program Annual Report-1979, Lawrence Livermore Laboratory: UCRL-50021-79. – 1980. – P. 5.7–5.14.
82. *Richardson M.C., Marjoribanks R.S., Letzring S.A. et al.* // IEEE J. Quant. Electr. – 1983. – V. QE-19, № 12. – P. 1861–1869.
83. *Ceglio N.M., Kauffman R.L., Hawryluk A.M., Medeck H.* // Appl. Optics. – 1983. – V. 22, № 2. – P. 318–327.
84. Energy and Technology Review, Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-52000-85-11. – 1985. – P. 28–31.
85. *Ceglio N.M.* // Laser Program Annual Report-1984, Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-50021-84. – 1985. – P. 5.51–5.55; *Trebes J.E.* // Laser Program Annual Report-1985, Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-50021-85. – 1986. – P. 4.43–4.45.
86. *Key M.H.* // Phys. Rev. Lett. – 1980. – V. 44. – P. 1667.
87. *Stearns D.G.* // Laser Program Annual Report-1984, Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-50021-84. – 1985. – P. 5.57–5.60; // Laser Program Annual Report-1985, Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-50021-85. – 1986. – P. 4.58–4.65.
88. *Finn N., Hall T.A., McGoldrick E.* // Appl. Phys. Lett. – 1985. – V. 46, № 8. – P. 731–733.
89. *Барабаш З.Л., Брагин Б.Н., Голубев А.А. и др.* // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. – 1985. – № 5. – С. 16–20.
90. *Wang C.L., Leipelt G.R., Nilson D.G.* // Rev. Sci. Instrum. – 1985. – V. 56, № 5. – P. 833–834.
91. *Young B.K.F., Stewart R.E., Woodworth J.E., Bailey J.* // Rev. Sci. Instrum. – 1986. – V. 57, № 11. – P. 2729–2732.
92. Energy and Technology Review, Lawrence Livermore Laboratory. – UCRL-52000-85-11. – 1985. – P. 26–28.
93. *Бойко В.А., Пикуз С.А., Фаенов А.Я.* // ПТЭ. – 1980. – № 2. – С. 5–24.
94. *Тенишев В.П.* В сборнике "Спектральные методы и средства измерения параметров плазмы многозарядных ионов". – М.: Изд-во НПО ВНИИФТРИ, 1988. – С. 92–101.
95. *Nagel D.J., Burkhalter P.G., Dozier C.M. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 33. – P. 743.
96. *Burkhalter P.G., Nagel D.J., Whitlock R.R.* // Phys. Rev. A. – 1974. – V. 9. – P. 2331.
97. *Burkhalter P.G., Nagel D.J., Cowan R.D.* // Phys. Rev. A. – 1975. – V. 11. – P. 782.
98. *Couturaud J.C., Faure C.* // Opt. Comm. – 1976. – V. 17. – P. 103.
99. *Аглицкий Е.В., Жерихин А.Н., Крюков П.Г., Чекалин С.В.* // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 73, вып. 4. – С. 1344.
100. *Гетц К., Михайлов Ю.А., Пикуз С.А. и др.* // ПТЭ. – 1978. – № 3. – С. 201.
101. *Аглицкий Е.В., Бойко В.А.* – Препринт / ФИАН. – М., 1974. – № 79.
102. *Swartz M., Kastner S., Roth E., Neupert W.* // J. Phys. B. – 1971. – V. 4. – P. 1747.
103. *Аглицкий Е.В., Бойко В.А., Захаров С.М. и др.* // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. – 1971. – № 12. – С. 36.
104. *Аглицкий Е.В., Бойко В.А., Захаров С.М. и др.* // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. – 1973. – № 12. – С. 12.
105. *Аглицкий Е.В., Бойко В.А., Виноградов А.В., Юков Е.А.* // Квант. электрон. – 1974. – Т. 1. – С. 579.
106. *Бойко В.А., Крохин О.Н., Пикуз С.А., Фаенов А.Я.* // Квант. электрон. – 1974. – Т. 1. – С. 2178.
107. *Бойко В.А., Пикуз С.А., Фаенов А.Я.* // Квант. электрон. – 1975. – Т. 2. – С. 1216.
108. *Бойко В.А., Пикуз С.А., Фаенов А.Я.* // Квант. электрон. – 1978. – Т. 5. – С. 394.
109. *Voiko V.A., Pikuz S.A., Faenov A.Ya.* // J. Phys. B. – 1979. – V. 12. – P. 1889.
110. *Hamos V.L.* // Naturwissenschaften. – 1932. – V. 20. – S. 705.
111. *Касьянов Ю.С., Мазинг М.А., Чевочкин В.К., Шевелько А.П.* // Письма в ЖЭТФ. – 1977. – Т. 25, вып. 5. – С. 373.

112. *Johann H.H.* // *Z. Phys.* – 1931. – V. 69. – P. 185.
113. *Боровский И.Б.* Физические основы рентгеноспектральных исследований. – М.: Изд-во МГУ, 1956.
114. *Дицман С.А.* // *Изв. АН СССР: Физика.* – 1960. – Т. 24. – С. 376; 1961. – Т. 25. – С. 923; 1964. – Т. 28. – С. 872.
115. *Перегудов Г.В., Рагозин Е.Н., Чирков В.А.* // *Квант. электрон.* – 1975. – Т. 2. – С. 1852.
116. *Басов Н.Г., Бережной И.А., Бойко В.А. и др.* // *Письма в ЖТФ.* – 1975. – Т. 1, вып. 19. – С. 1105.
117. *Бойко В.А., Данилычев В.А., Иванова Т.Г. и др.* // *Квант. электрон.* – 1977. – Т. 4. – С. 1307.
118. *Михайлов Ю.А., Пикуз С.А., Склизов Г.В. и др.* – Препринт / ФИАН. – М., 1976. – № 21.
119. *Михайлов Ю.А., Пикуз С.А., Фаенов А.Я., Федотов С.И.* // *ПТЭ.* – 1976. – № 6. – С. 174.
120. *Дицман С.А.* // *Изв. АН СССР: Физика.* – 1961. – Т. 25. – С. 939.
121. *Couchois Y.* // *J. de Physique.* – 1932. – V. 3. – P. 320.
122. *Fraenkel B.S., Schwob J.L.* // *Phys. Lett.* – 1972. – V. 40. – P. 83.
123. *Михайлов Ю.А., Пикуз С.А., Склизов Г.В. и др.* // *Оптика и спектроскопия.* – 1977. – Т. 42. – С. 5.
124. *Беляев Л.М., Гильварг А.Б., Михайлов Ю.А. и др.* // *Квант. электрон.* – 1977. – Т. 4. – С. 129.
125. *Гетц Г., Калашников М.П., Максимчук А.М. и др.* – Препринт / ФИАН. – М., 1982. – № 41; *Квант. электрон.* – 1981. – Т. 8, № 3. – С. 615.
126. *Рентгеновская оптика и спектроскопия* / Под ред. *Г. Шмаля, Д. Рудольфа.* – М.: Мир, 1987. – 463 с.
127. *Barbee T.W. Jr., Mrowka S., Hettrick M.C.* // *Appl. Opt.* – 1985. – V. 24. – P. 883.
128. *Spiller E.* // *AIP Conf. Proc. № 75* / Ed. *D.T. Attwood, B.L. Henke.* – 1981. – P. 124.
129. *Barbee T.W.* // *AIP Conf. Proc. № 75* / Ed. *D.T. Attwood, B.L. Henke.* – 1981. – P. 131.
130. *Виноградов А.В., Зельдович Б.Я.* // *Оптика и спектроскопия.* – 1977. – Т. 42. – С. 404.
131. *Vinogradov A.V., Zel'dovich B. Ya.* // *Appl. Opt.* – 1977. – V. 16, № 1. – P. 89.
132. *Бобашев С.В., Забродин И.Г., Платонов Ю.Я. и др.* // *Письма в ЖТФ.* – 1986. – Т. 12, вып. 21. – С. 1339–1343.
133. *Афросимов В.В., Бобашев С.В., Симановский Д.М., Шмаёнок Л.А.* // *Письма в ЖТФ.* – 1984. – Т. 10, № 16. – С. 1017–1020.
134. *Зайдель А.Н., Шрейдер Е.Я.* *Вакуумная спектроскопия и ее применение.* – М.: Наука, 1976.
135. *Speer R.J., Peacock N.J., Waller W.A., Osborne P.J.H.* // *J. Phys. E.* – 1970. – V. 3. – P. 143.
136. *Кологривов А.А., Максимчук А.М., Михайлов Ю.А. и др.* – Препринт / ФИАН. – М., 1985. – № 256. – 11 с.
137. *Лукирский А.П., Савинов Е.П., Шепелев Ю.Ф.* // *Оптика и спектроскопия.* – 1963. – Т. 15. – С. 543.
138. *Speer R.J.* // *Atoms and molecules in astrophysics* / Ed. *T.R. Carson, M.J. Roberts* – N.Y.: Acad. Press, 1972. – P. 285–309.
139. *Franks A., Lindsey K., Bennett J.M. et al.* // *Phys. Trans. Royal Society of London.* – 1975. – V. 227A, № 1271. – P. 503–543.
140. *Saunce L.A., Franks A.* // *Proc. R. Soc. Lond.* – 1964. – V. 282A. – P. 356–369.
141. *Оптика мягкого рентгеновского излучения. Аналит. обзор.* – М.: МЦНТИ, ИПТМ АН СССР, 1987. – 77 с.
142. *Predehl P., Aschenbach B., Beuerman K.P. et al.* // *Jap. J. Appl. Phys.* – 1978. – V. 17, Suppl. 17-2. – P. 445.
143. *Александров Ю.М., Виноградов А.В., Зорев Н.Н. и др.* // *Письма в ЖТФ.* – 1989. – Т. 15, вып. 1. – С. 55–58.
144. *Ruggieri D.J.* // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 1982. – V. 5-19. – P. 84.
145. *Иванов В.В.* *Перенос излучения и спектры небесных тел.* – М.: Наука, 1966.
146. *Биберман Л.М.* // *ЖЭТФ.* – 1947. – Т. 17. – С. 419.
147. *Key M.H.* // *Report at the XII European Conf. on Laser Interaction with Matter.* Rutherford Lab., RL-79-014. – Moscow, Dec. 1978.

148. *Burkhalter P., Davis J., Rauch J. et al.* // J. Appl. Phys. – 1979. – V. 50. – P. 705.
149. *Couturaud J.C.* // Opt. Comm. – 1977. – V. 22. – P. 74.
150. *Ziegler A., Zmora H., Kommet Y.* // Phys. Lett. – 1977. – V. 60. – P. 319.
151. *Ziegler A., Zmora H., Paiss Y., Schwob J.L.* // J. Phys. D. – 1977. – V. 10. – P. L159.
152. *Бойко В.А., Крохин О.Н., Пикуз С.А. и др.* // Физика плазмы. – 1975. – Т. 1, вып. 1. – С. 309.
153. *Баянов В.А., Бойко В.А., Виноградов А.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1976. – Т. 24. – С. 352.
154. *Бойко В.А., Пикуз С.А., Фаенов А.Я.* – Препринт / ФИАН. – М., 1977. – № 26.
155. *Бойко В.А., Виноградов А.В., Пикуз С.А. и др.* // Физика плазмы. – 1978. – Т. 4. – С. 97.
156. *Аглицкий Е.В., Бойко В.А., Захаров С.М., Склизков Г.В.* – Препринт / ФИАН. – М., 1970. – № 143.
157. *Баянов В.И., Гулидов С.С., Мак А.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1976. – Т. 23. – С. 206.
158. *Виноградов А.В., Собельман И.И., Юков Е.А.* // Квант. электрон. – 1974. – Т. 1. – С. 268.
159. *Hooper C.F.* // Phys. Rev. – 1968. – V. 165. – P. 215.
160. *Hooper C.F.* // Phys. Rev. – 1968. – V. 169. – P. 193.
161. *Tighe R.J., Hooper C.F.* // Phys. Rev. A. – 1978. – V. 17. – P. 410.
162. *Tighe R.J., Hooper C.F.* // Phys. Rev. A. – 1973. – V. 15. – P. 1773.
163. *Lee R.W.* // J. Phys. B. – 1973. – V. 6. – P. 1044.
164. *Friest H.R., Blaha M., Kepple P.C.* // Phys. Rev. A. – 1979. – V. 19. – P. 2421.
165. *Lee R.W.* // Phys. Lett. A. – 1979. – V. 71. – P. 224.
166. *Key M.H., Lunney J.G., Ward J.M. et al.* // J. Phys. B. – 1979. – V. 12. – P. L213.
167. *Yaakobi B., Boehky T., Bourve P. et al.* // Phys. Rev. A. – 1979. – V. 19. – P. 1247.

#### К главе 6

1. *Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др.* Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером // Итоги науки и техники; Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1982. – Т. 26, Ч. I. – Гл. 6. – С. 127–158.
2. *Кологривов А.А., Михайлов Ю.А., Склизков Г.В. и др.* // Квант. электрон. – 1975. – Т. 2. – С. 2223–2230.
3. *Александров Ю.М., Брагин Б.Н., Громов А.И. и др.* // Диагностика плазмы. / Под ред. М.И. Пергамента. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – Вып. 6.
4. *Басов Н.Г., Кологривов А.А., Крохин О.Н. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1976. – Т. 23. – С. 474–477.
5. *Vasov N.G., Zakharenkov Yu.A., Zorev N.N. et al.* // Plasma Physics / Ed. H. Wilhelmson. – N.Y.: Plenum Press, 1977. – P. 47–63.
6. *Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др.* // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 71, вып. 5. – С. 1788–1798.
7. *Vasov N.G., Kologrivov A.A., Krokhin O.N. et al.* Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora. – N.Y.: Plenum Press, 1977. – V. 4A. – P. 479–501.
8. *Ерохин А.А., Зверев С.А., Кологривов А.А. и др.* // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН – 1979. – № 9. – С. 27–32.
9. *Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Васин Б.Л. и др.* // ЖЭТФ. – 1979. – Т. 77, вып. 6. – С. 2539–2554.
10. *Басов Н.Г., Ерохин А.А., Захаренков Ю.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1977. – Т. 26. – С. 581–585.
11. *Ahlstrom H.G.* – Preprint / LLL UCRL-79894, 1977.
12. *Campbell P.M., Hammerling P., Johnston R.R. et al.* – Preprint / KMSF: U 491, 1976.
13. *Виноградов А.В., Ковалев В.Ф., Кожевников И.В., Пустовалов В.В.* // ЖТФ. – 1985. – Т. 55, № 2. – С. 244–250.
14. *Виноградов А.В., Елинсон В.М., Жилина В.И. и др.* // ДАН СССР. – 1987. – Т. 292, № 3. – С. 594–596.
15. *Spiller E.* // AIP Conference Proceedings, № 75/Ed. D.T. Attwood, B.L. Henke. – 1981. – P. 124.

16. *Barbee T.W.* // AIP Conference Proceedings, № 75/Ed. *D.T. Attwood, B.L. Henke.* – 1981. – P. 131.
17. *Виноградов А.В., Зельдович Б.Я.* // Оптика и спектроскопия. – 1977. – Т. 42. – С. 404.
18. *Vinogradov A.V., Zel'dovich B.Ya.* // Appl. Opt. – 1977. – V. 16, № 1. – P. 89–94.
19. *Saxena A.M., Schonborn B.P.* // Acta Cryst. – 1977. – V. A33. – P. 85–88.
20. *Underwood J.H., Barbee T.W.* // AIP Conference Proceedings. № 75/Ed. *D.T. Attwood, B.L. Henke.* – 1981. – P. 170.
21. *Гапонов С.В., Генкин В.М., Салащенко Н.Н., Фраерман А.А.* // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 41, № 2. – С. 53–55.
22. *Spiller E.* // Proc. Conf. on Low Energy X-Ray Diagnostics. – Monterey. – 1981. – P. 124.
23. *Barbee T.W., Jr.* // Proc. Conf. on Low Energy X-Ray Diagnostics. – Monterey. – 1981. – P. 131.
24. *Ахсаланян А.Д., Гапонов С.В., Гусев С.А. и др.* // ЖТФ. – 1984. – Т. 54. – С. 755–760.
25. *Aschenbach B., Bräuningner H., Hasinger G., Trümper J.* // Proc. SPIE. – 1980. – V. 257. – P. 223–228.
26. *Богачев М.Б., Колтыгин В.М., Плоткин М.Е. и др.* // Оптика и спектроскопия. – 1981. – Т. 51. – С. 515–520.
27. *Спиллер Е.* // Рентгеновская оптика и микроскопия / Под ред. *Г. Шмаля, Д. Рудольфа.* – М.: Мир, 1987. – С. 305–311.
28. *Barbee T.W., Jr., Mrowka S., Hettrick M.C.* // Appl. Opt. – 1985. – V. 24. – P. 883–889.
29. Рентгеновская оптика и микроскопия / Под ред. *Г. Шмаля, Д. Рудольфа.* – М.: Мир, 1987. – 463 с.
30. *Бойко В.А., Виноградов А.В., Пикуз С.А. и др.* Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы // Итоги науки и техники: Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1980. – Т. 27, гл. 3. – С. 26–79.
31. *Kirkpatrick P., Baez A.V.* // J. Opt. Soc. Amer. – 1948. – V. 38. – P. 766–769.
32. *Seaward F. et al.* // Rev. Sci. Instrum. – 1976. – V. 47. – P. 464–468.
33. *Price R.H.* Low Energy X-ray Diagnostics – 1981./Ed. *D.T. Attwood, B.L. Henke.* – N.Y.: Am. Inst. Physics, 1981. – P. 189–199.
34. *McGee J.F.* – X-ray Microscopy and Microradiography. – N.Y.: Acad. Press, 1957. – P. 164.
35. *Wolter H.* // Ann. Phys. – 1952. – V. 10. – P. 94–98.
36. *Wolter H.* // Ann. Phys. – 1952. – V. 10. – P. 286–290.
37. *Boyle M., Ahlstrom H.* // Rev. Sci. Instrum. – 1978. – V. 49. – P. 746–750.
38. *Boyle M.* Laser Program Annual Report-1977, LLL UCRL-50021-77. – 1978. – P. 3.68–3.73.
39. *Price R.H.* Laser Program Annual Report-1979, LLL UCRL-50021-79. – 1980. – P. 5.54–5.57.
40. *Underwood J.H., Barbee T.W., Frieber C.* // Appl. Opt. – 1986. – V. 25, № 11. – P. 1730–1732.
41. *Underwood J.H.* // Rev. Sci. Instrum. – 1986. – V. 57(8). – P. 2119–2123.
42. *Виноградов А.В., Зорев Н.Н., Кожевников И.В.* В книге "Классические и квантовые эффекты в электродинамике" // Тр. ФИАН. – М.: Наука, 1986. – Т. 176.
43. *Smither R.K.* // Rev. Sci. Instrum. – 1982. – V. 53. – P. 131–135.
44. *Sparks I.* // Nucl. Instrum. and Methods. – 1984. – V. 222. – P. 121–127.
45. *Виноградов А.В., Кожевников И.В.* – Препринт / ФИАН. – М., 1986. – № 102, 103.
46. *Арцимович В.Л., Гапонов С.В., Касьянов Ю.С. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1987. – Т. 46, вып. 8. – С. 311–314.
47. *Борисова С.С., Кожевников И.В., Кондратенко В.В. и др.* // ЖТФ. – 1989. – Т. 59, № 3. – С. 78–83.
48. *Беляев Л.М., Гильварг А.Б., Михайлов Ю.А. и др.* // Квантовая электроника. – 1976. – Т. 3. – С. 2057–2059.
49. *Басов Н.Г., Калашиников М.П., Михайлов Ю.А. и др.* Тр. 4-й Межд. конф. "Лазеры и их применения", Лейпциг, 1981.
50. *Ceglio N.M.* Low Energy X-ray Diagnostics / Ed. *D.T. Attwood, B.L. Henke.* – N.Y.: Am. Inst. Physics, 1981. – P. 210–222.

51. *Ceglio N.M et al.* // Bull. Am. Phys. Soc. – 1976. – V. 21, No. 9. – P. 1078.
52. *Ceglio N.M., Smith H.J.* // Rev. Sci. Instrum. – 1978. – V. 49. – P. 15–20.
53. *Ceglio N.M.* J. Appl. Phys. – 1977. – V. 48. P. 1563–1565.
54. *Ceglio N.M., Attwood D.T., George E.V.* // J. Appl. Phys. – 1977. – V. 48. – P. 1566–1569; *Ceglio N.M., Coleman L.W.* // Phys. Rev. Lett. – 1977. – V. 39. – P. 20–24.
55. *Ceglio N.M., Sweeney D.W.* Progress in Optics / Ed. *E. Wolf*. – North Holland Publishing, 1984. – V. 21. – P. 289–354.
56. *Attwood D., Halbach K., Kim K.J.* // Science. – 1985. – V. 228. – P. 1265–1272.
57. Оптика мягкого рентгеновского излучения. Аналитический обзор. – М.: МЦНТИ, ИПГМ АН СССР, 1987. – 77 с.
58. *Schmahl G. et al.* In: X-ray Microscopy / Ed. *G. Schmahl, D. Rudolph*. – W. Berlin: Springer-Verlag, 1984. – P. 63–74.
59. *Kern D. et al.* // Science with Soft X-rays / Ed. *F.J. Himpsel, R.W. Klaffky*. – Washington: Bellingham, 1984. – P. 204–213; *Vladimírsky Y. et al.* // Proc. SPIE, 1984. – V. 448. – P. 25.
60. *Slivinsky V.W., Ahlstrom H.G., Tirsell K.G. et al.* // Phys. Rev. Letts. – 1975. – V. 35. – P. 1083–1085.
61. *Lerche R.A., Coleman L.W., Houghton J.W. et al.* // Appl. Phys. Lett. – 1977. – V. 31. – P. 645–647.
62. *Ceglio N.M.* AIP Conf. Proceedings №75// Low Energy X-ray Diagnostics. – 1981. – P. 210–222.
63. *Thieme J.* "X-ray Microscopy" Springer Series in Optical Sciences. – 1984. – V. 43. – P. 91–97.
64. *Aristov V.V., Babin S.V., Erko A.I.* Proc. Intern. Conf. Mocolithography. – 1983. – P. 57–63.
65. *Kratchmer E., Erko A.I., Petrashov V.T., Beneking H.* // Appl. Phys. Lett. – 1984. – V. 44, №10. – P. 1011–1013.
66. *Бабин С.В., Давыдов А.В., Ерко А.И., Свинцов А.А.* // Поверхность, физика, химия, механика. – 1988. – № 4. – С. 79–82.
67. *Бабин С.В., Давыдов А.В., Ерко А.И.* // ПТЭ – 1987. – № 2. – С. 191–195.
68. *Давыдов А.В., Ерко А.И., Панченко Л.А. и др.* // Письма в ЖТФ. – 1987. – Т. 13, вып. 16. – С. 1017–1020.
69. *Aristov V.V., Babin S.V., Davydov A.V. et al.* // Microelectronic Engineering. – 1987. – № 6. – P. 129–134.
70. *Browne M.T., Charalambous P., Burge R.E. et al.* // J. de Physique. – 1984. – V. 45. – Colloq. C. 2, Suppl. AU N 2. – P. C. 2.89–C. 2.92.
71. *Ceglio N.M.* "X-ray Microscopy". Springer Series in Optical Sciences. – 1984. – V. 43. – P. 97–109.
72. *Franks A., Lindsey K., Bennett J.M. et al.* // Phys. Trans. of the Royal Society of London. – 1975. – V. 227A, № 1271. – P. 503–543.
73. *Aristov V.V., Snigirev A.A., Basov Yu.A., Nikulin A.Yu.* // AIP Conference Proceedings, №147. – P. 253–259.
74. *Аристов В.В., Басов Ю.А., Кулипанов Г.Н. и др.* // Письма в ЖТФ. – 1988. – Т. 14, № 1. – С. 3–5.
75. *Аристов В.В., Басов Ю.А., Снигирев А.А.* // Письма в ЖТФ. – 1987. – Т. 13, № 2. – С. 114–118.
76. *Aristov V.V., Erko A.I., Nikulin A.Yu., Snigirev A.A.* // Optic Communic. – 1986. – V. 58; № 5. – P. 300–302.
77. *Aristov V.V., Nikulin A.Yu., Snigirev A.A., Zaumseil P.* // Phys. Stat. Sol. (a). – 1986. – V. 95, № 1. – P. 81–86.
78. *Аристов В.В., Кузнецов С.М., Никулин А.Ю., Снигирев А.А.* // Поверхность. – 1988. – № 6. – С. 41–46.
79. *Аристов В.В., Гапонов С.В., Генкин В.М. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т. 44, вып. 4. – С. 207–209.
80. *Aristov V.V., Garonov S.V., Salashchenko N.N., Erko A.I.* // Optics News. – 1986. – V. 12, № 9. – P. 128.
81. *Aristov V.V., Erko A.I., Martinov V.V.* // Rev. Phys. Appl. – 1988. – V. 23. – P. 1623–1630.
82. *Дез П.* // Рентгеновская оптика и микроскопия / Под ред. *Г. Шмаля, Д. Рудольфа*. – М.: Мир, 1987. – С. 188–195.

83. Dhez P. // Nuclear Instrum. and Methods in Physics Research. — 1987. — V. A261. — P. 66–71.
84. Александров Ю.М., Виноградов А.В., Зорев Н.Н. и др. // Письма в ЖТФ. — 1989, Т. 15, вып. 1. — С. 55–58.  
Alexandrov Yu.M., Fedorenko A.I., Kondratenko V.V. et al. Proceedings of the International Conference on Synchrotron Radiation, 18–22 Aug., 1988, Novosibirsk, USSR; Proceedings of the 3d International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation, 28 Aug. — 2 Sept. 1988, Tsukuba, Japan; Alexandrov Yu.M., Rupasov A.A., Shikanov A.S., Yakimenko M.N. Proceedings of the Intern. School of Plasma Physics (Inertial Confin. Fusion), 6–16 Sept. 1988, Varenna, Italy.
85. Крохин О.Н., Михайлов Ю.А., Пустовалов В.В. и др. //ЖЭТФ. — 1975. — Т. 69, вып. 1. — С. 206–220.
86. Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Крохин О.Н. и др. // ЖЭТФ. — 1976. — Т. 70, вып. 2. — С. 547–559.
87. Eidmann K., van Kessel C., Key M.H. et al. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vienna, IAEA. — 1975. — V. 2, P. 402–420.
88. Eidmann K., Key M.H., Sigel R. // Jour. of Appl. Phys. — 1976. — V. 47, № 6. — P. 2402–2414.
89. Donaldson T.P., Spalding I.J. // Phys. Rev. Lett. — 1976. — V. 36, № 9. — P. 467–470.
90. Захаренков Ю.А., Крохин О.Н., Склизов Г.В., Шиканов А.С. // Квант. электрон. 1976. — Т. 3. — С. 1068–1079.
91. Макуиртер Р. Диагностика плазмы / Под. ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. — М.: Мир, 1967. — Гл. 5.
92. Victoreen J.A. Jour. Appl. Phys. — 1949. — V. 20. — P. 1141–1147.
93. Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Крохин О.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. — 1975. — Т. 21, вып. 9. — С. 557–561.
94. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. Основы реконструкционной томографии. — М.: Мир. — 1983.
95. Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. // Успехи физ. наук. — 1983. — Т. 141, № 3. — С. 469–498.
96. Лаврентьев М.М., Кирейтов В.Р., Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. // Вопросы реконструктивной томографии. — Новосибирск: — 1985. — С. 77–86.
97. Granetz R.S., Edwards A.W., Gill R.D. et al. Basic and Advanced Diagnostic Techniques for Fusion Plasmas. — Proc. of Intern. School of Plasma Physics, 3–13 Sept. 1986, Varenna, Italy, V. 1. — P. 297–303.
98. Денисов В.И., Захаренков Ю.А., Кологривов А.А. и др. // Кр. сообщ. по физ. ФИАН. — 1985. — № 12. — С. 17–21.
99. Грачев И.Д., Латипов Р.З., Салахов М.Х. // Вопросы реконструктивной томографии. — Новосибирск. — 1985. — С. 45–57.
100. Преображенский Н.Г., Пикалов В.В. Неустойчивые задачи диагностики плазмы. — Новосибирск: Наука, 1982.
101. Пикалов В.В., Преображенский Н.Г., Трашкеев С.И. // Оптика и спектроскопия: — 1985. — Т. 58, в. 6. — С. 1357–1363.
102. Захаренков Ю.А., Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. и др. // Сб. докл. III Всес. сов. по диагностике высокотемпературной плазмы. — Дубна, 1983. — С. 89.
103. Барабаш Л.З., Брагин Б.Н., Голубев А.А. и др. // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. — 1985. — № 5. — С. 16–20.
104. Wang C.L., Leipel G.R., Nilson D.G. // Rev. Sci. Instrum. — 1985. — V. 56, № 5. — P. 833–834.
105. Александров Ю.М., Дмитриев М.В., Захаренков Ю.А. и др. // Тр. межд. конф. "Синхротронное излучение-1988", Новосибирск, 18–22 августа 1988.
106. Storm E.K., Ahlstrom H.G., Holzrichter J.F. Preprint/LLL UCRL-1976. — № 78729.
107. Mayer F.J. — Preprint / KMSF. — 1976. — № U523.
108. Басов Н.Г., Волосевич П.П., Гамалий Е.Г. и др. // ЖЭТФ. — 1980. — Т. 78, вып. 1. — С. 420–430.
109. Attwood D.T., Coleman L.M., Larsen J.T., Storm E.K. // Phys. Rev. Lett. — 1976. — V. 37. — P. 499–502.
110. Attwood D.T., Coleman L.M., Swain J.E. et al. — Preprint/ LLL UCRL. — 1976. — № 78739.



111. *Billon D., Holstein P.A., Launspach J. et al.* Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora. - N.Y.: Plenum Press, 1977. - V. 4A. - P. 503-534.
112. *Attwood D.T.* - Preprint/LLL UCRL-77743, 1976.
113. *Attwood D.T., Coleman L.M., Boyle M.J. et al.* - Preprint/LLL UCRL-78434, 1976.
114. *Attwood D.T., Coleman L.M., Boyle M.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. - 1977. - V. 38. - P. 282-285.
115. *Attwood D.T., Weinstein B.W., Wuerker R.F.* // Appl. Opt. - 1977. - V. 16. - P. 1253-1259.
116. *Billon D., Holstein P.A., Launspach J. et al.* Proc. of the 10th Europ. Conf. on Laser Interaction with Matter. Palaiseau, France, 1976.
117. *Attwood D.T.* // IEEE J. of Quantum Electron. - 1978. - V. QE-14, № 12. - P. 909-923.
118. *Billon D., Holstein P.A., Launspach J. et al.* Proc. of the Annual Meeting of the APS, San Francisco, USA, 1976.
119. *Attwood D.T., Ceglio N.M., Campbell E.M. et al.* Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora, M. Lubin, B. Yaakobi. - N.Y.: Plenum Press. - 1981. - V. 5. - P. 423-426.
120. *Afanasyev Yu.V., Basov N.G., Demchenko N.N. et al.* Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora, M. Lubin, B. Yaakobi. - N.Y.: Plenum Press. - 1981. - V. 5. - P. 517-540.
121. *Stearns D.G.*, In Laser Program Annual Report - 1984. Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-50021-84. - 1985. - P. 5.57-5.60; *Stearns D.G.* - Laser Program Annual Report - 1985. Lawrence Livermore National Laboratory: UCRL-50021-85. - 1986. - P. 4.58-4.65; *Kilkenny J.D. et al.* Proceedings of SPIE. - 1986. - V. 1913. - P. 147.
122. *Finn N., Hall T.A., McGoldrick E.* // Appl. Phys. Lett. - 1985. - V. 46, № 8. - P. 731-733.
123. *Young D.K.F., Stewart R.E., Woodworth J.E., Bailey J.* // Rev. Sci. Instrum. - 1986. - V. 57, № 11. - P. 2729-2732.

#### К главе 7

1. *Key M.H., Evans R.G., Nicholas D.J.* - Preprint / Rutherford Lab. NRL-78-020. - 1978. - 21 p.
2. *Key M.H., Rumsby P.T., Evans R.G. et al.* // Phys. Rev. Lett. - 1980. - V. 45, № 10. - P. 1801-1804.
3. *Bayer G., Billon D., Decroisette M. et al.* Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora, M. Lubin, B. Yaakobi. - N.Y.: Plenum Press, 1981. - V. 5. - P. 595-616.
4. *Yamanaka C., Nakai S., Kato Y. et al.* Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora, M. Lubin, B.A. Yaakobi - N.Y.: Plenum Press, 1981. - V. 5. - P. 541-594.
5. *Attwood D.T.* // IEEE J. Quantum Electronics. - 1978. - V. QE-14, № 12. - P. 909-923.
6. *Attwood D.T., Ceglio N.M., Campbell E.M. et al.* Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora, M. Lubin, B. Yaakobi. - N.Y.: Plenum Press, 1981. - V. 5. - P. 432-462.
7. *Grun J., Stamper J.A., Sweeney D.N.* // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. - 1982. - V. 348, № 2. - P. 789-796.
8. *Miyayana N., Kato Y., Yamanaka C.* // Appl. Phys. Lett. - 1983. - V. 42, № 2. - P. 160-162.
9. *Matthews D.L.* 1981 Laser Program Annual Report. LLNL Report NUCRL-50021-81, 1982. - P. 6-52 - 6-59.
10. *Slivinsky V.N.* 1980 Laser Program Annual Report. LLNL Report NUCRL-50021-80, 1981. - P. 5-36 - 5-37.
11. *Kilkenny J.D.* 1985 Laser Program Annual Report. LLNL Report NUCRL-50021-85, 1986. - P. 4-31 - 4-34.
12. *Okada K., Mochizuki T., Sakabe S. et al.* // Appl. Phys. Lett. - 1983. - V. 42, № 3. - P. 231-233.
13. *Toner W.T., Bell A.R., Cole A.J.* // Plasma Phys. and Contr. Fusion. - 1986. - V. 28, № 1A. - P. 239-242.

14. *Kilkenny J.D., Bond D.J., Cole A.J. et al.* Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora, M. Lubin, B. Yaakobi. - N.Y.: Plenum Press, 1981. - V. 5. - P. 483-516.
15. *Finn N., Hall T.A., McGoldrick E.* // Appl. Phys. Lett. - 1985. - V. 46, №8. - P. 731-733.
16. *Whitlock R.R., Obenschain S.P., Grun J.* // Appl. Phys. Lett. - 1982. - V. 41, №5. - P. 429-431.
17. *Grun J., Obenschain S.P., Ripin B.H. et al.* // Phys. Fluids. - 1983. - V. 26, №2. - P. 588-597.
18. *Bocher J.L., Decroisette M., Holstein P.A. et al.* // Phys. Rev. Lett. - 1984. - V. 52, №10. - P. 823-826.
19. *Corbett J., Lewis C.L.S., Robertson E.* // Laser and Part. Beams. - 1986. - V. 4, №3, 4. - P. 573-576.
20. *Cole A.J., Kilkenny J.D., Rumsby P.T. et al.* // J. Phys. D.: Appl. Phys. - 1982. - V. 15, № 11. - P. 1689-1694.
21. *Kitagawa Y., Miyanaga N., Hama H. et al.* // Phys. Rev. Lett. - 1983. - V. 51, №7. - P. 570-573.
22. *Obenschain S.P., Whitlock R.R., McLean E.A. et al.* // Phys. Rev. Lett. - 1983. - V. 50, №1. - P. 44-48.
23. *Daido H., Tateyama R., Ogura L. et al.* // Jap. J. Appl. Phys., 1983. - V. 22, №4. - P. L248-L250.
24. *Fujita M., Daido H., Nishimura H. et al.* // Jap. J. Appl. Phys. - 1985. - V. 24, №6. - P. 737-743.
25. *Grun J., Kacencar S.* // Appl. Phys. Lett. - 1984. - V. 44, №5. - P. 497-499.
26. *Key M.H., Evans T.G., Rumsby P.T. et al.* Preprint / Rutherford Lab. - NRL-80-023, 1980. - 46 p.
27. *Key M.H., Rumsby P.T., Cunningham P.F. et al.* // Opt. Commun. - 1983. - V. 44, №3. - P. 343-349.
28. *Johnson R.R.* // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. - N.Y.: London: 1986. - V. 7. - P. 477-493.
29. *Whitlock R.R., Obenschain S.P., Grun J.* // Appl. Phys. Lett. - 1982. - V. 41, №5. - P. 429-431.
30. *Lewis C., Saadat S., Lamb M. et al.* // Annual Report to the Laser Facility Committee 1983, NRL-83-043.
31. *Shimada K., Nakai M., Nishimura H. et al.* // ILE Quaterly Progress Report. Osaka University. № ILE-QPR-86-19. - 1987. - P. 16-20.
32. *Richardson M.C., Gregory G.G., Keck R.L. et al.* // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, N.Y.: 1986, V. 7, P. 459-476.
33. *Hall T.A., Djaoui A., Eason R.W. et al.* // Phys. Rev. Lett. - 1988. - V. 60. - P. 120-124.
34. *Michaelis M.M., Willi O.* // Opt. Commun. - 1981. - V. 36, №2. - P. 153-158.
35. *Benattar R., Popovics C.* // J. Appl. Phys. - 1983. - V. 54, №2. - P. 603-608.
36. *Захаренков Ю.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* // Квант. электрон. - 1976. - Т. 3, № 5. - С. 1068-1079.
37. *Ерохин А.А., Захарченков Ю.А., Зорев Н.Н. и др.* // Тр. ФИАН. - 1985. - Т. 149. - С. 97-124.
38. *Захаренков Ю.А., Костерин А.В., Шиканов А.С. и др.* // Тр. Всес. сем. по оптической томографии. - Таллин, 1988. - С. 97-101.
39. *Benattar R., Godart J.* // Opt. Commun. - 1984. - V. 49, №1. - P. 43-50.
40. *Benattar R., Godart J.* // Opt. Commun. - 1986. - V. 56, №6. - P. 418-424.
41. *Keilmann F.* // Plasma Phys. - 1971. - V. 14, №2. - P. 111-122.
42. *Miyanaga N., Kato Y., Yamanaka C.* // Opt. Commun. - 1982. - V. 44, №1. - P. 48-52.
43. *Lewis C.L.S., McGlinchey J.* Opt. Commun. - 1985. - V. 53, №3. - P. 179-186.

#### К главе 8

1. *Рафальсон А.Э., Шерешевский А.М.* Масс-спектрометрические приборы. - М.: Атомиздат, 1968. - 235 с.
2. *Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н. и др.* Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой // Итоги науки и техники. Радиотехника. - М.: ВИНТИ, 1978. - Т. 17. - 298 с.

3. Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат, 1963. — Т. 1. — С. 183–272.
4. Андреев Н.Е., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др. // ЖЭТФ. — 1979. — Т. 76, № 3. — С. 976–990.
5. Sadowski M., Skladnik-Sadowska E., Sudlitz K., Kurzyrna J. // J. Techn. Phys. 1976. — V. 17, № 3. — P. 315–333.
6. Крупник Л.И., Демченко П.А., Шулика Н.Г. Диагностика плазмы. — М.: Атомиздат, 1973. — Вып. 3. — С. 240–246.
7. Афросимов В.В. Диагностика плазмы. — М.: Атомиздат, 1973. — Вып. 3. — С. 218–240.
8. Петров М.П. // Физика плазмы. — 1976. — Т. 2, № 3. — С. 371–389.
9. Николаев В.С. // УФН. — 1965. — Т. 85, № 4. — С. 379–720.
10. Koopman D.V., Goforth R.R. // Phys. Fluids. — 1974. — V. 17, № 8. — P. 1560–1565.
11. Decoste R. Memorandum Report. — Washington, NRL, 1978. — № 3774.
12. Афанасьев Ю.В., Розанов В.Б. // ЖЭТФ. — Т. 62, № 1. — С. 247–252.
13. Быковский Ю.А., Дегтяренко Н.Н., Елесин В.Ф. и др. // ЖТФ. — 1974. — Т. 44, № 1. — С. 73–82.
14. Goforth R.R., Hammerling P. // J. Appl. Phys. — 1976. — V. 47, № 9. — P. 3918–3922.
15. Басов Н.Г., Бойко В.А., Дрожбин Ю.А. и др. // ДАН СССР. — 1970. — Т. 192, № 6. — С. 1248–1250.
16. Айронс Ф., Пикок Н., Пиз Р. // Квант. электрон. — 1972. — № 7. — С. 20–25.
17. Бойко В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В. // Тр. ФИАН. — 1974. — Т. 76. — С. 186–228.
18. Tallents G.J. // Plasma Phys. — 1980. — V. 22. — P. 709–718.
19. Charatis G., Downward J., Goforth R. et al. // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. — Vienna: IAEA, 1975, V. 2, P. 317.
20. Pelah J. // Phys. Lett. — 1976. — V. 59A, № 4. — P. 348–350.
21. Ehler A.W. // J. Appl. Phys. — 1975. — V. 46, № 6. — P. 2464–2467.
22. Pearlman J.S., Matzen M.K. // Phys. Rev. Lett. — 1977. — V. 39, № 3. — P. 140–142.
23. Young F.G., Golden J., Kapetanacos C.A. // Rev. Sci. Instrum. — 1977. — V. 48. — P. 432–435.
24. Pearlman J.S. // Rev. Sci. Instrum. — 1977. — V. 48, № 8. — P. 1064–1067.
25. Басов Н.Г., Воловски Е., Ворына Э. и др. — Препринт / ФИАН, 1978. — № 194.
26. Krebs K.H. // Fortschritte der Physik. — 1968. — V. 16, № 8. — P. 419–490.
27. Арифов У.А. Физические явления при бомбардировке твердого тела атомными частицами. — Ташкент: ФАН, 1973. — 204 с.
28. Sano G.L. // J. Appl. Phys. — 1973. — V. 44, № 12. — P. 5293–5300.
29. Large L.N., Whitlock W.S. // Proc. Phys. Soc. — 1962. — V. 79, № 2. — P. 148–151.
30. Slivinsky V.W., Ahlstrom H.G., Tirsell K.S. et al. // Phys. Rev. Lett. — 1975. — V. 16, № 15. — P. 1803–1806.
31. Goforth R.R., Mayer F.J., Brysk H., Cover R.A. — Preprint / KMS, 1976, № U477.
32. Shiraga H., Moshizuki T. // Annual Progress Report on Laser Fusion Program. 1979 / ILE, 1981. — P. 67–68.
33. Slater D.C., Mayer F.J. // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. — N.Y.: Plenum Press, 1977. — V. 4B. — P. 603–618.
34. Jones W.D., Neidigh R.V. // Appl. Phys. Lett. — 1967. — V. 10, № 1. — P. 18–20.
35. Ворына Э., Денус С., Ерохин А.А. и др. // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. — 1985. — № 5. — С. 21–24.
36. Сысоев А.А., Чупахин М.С. Введение в масс-спектрометрию. — М.: Атомиздат, 1977. — 304 с.
37. Быковский Ю.А., Дегтяренко Н.Н., Елесин В.Ф. и др. // ЖЭТФ. — 1971. — Т. 60, вып. 4. — С. 1306–1319.
38. Афанасьев Ю.В., Явор С.Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. — М.: Наука, 1978. — 224 с.
39. Eubank H.P., Wilkerson T.D. // Rev. Sci. Instrum. — 1963. — V. 34, № 1. — P. 12–18.
40. Denus S., Farny J., Wereszczynski Z. et al. // J. Techn. Phys. — 1977. — V. 18, № 1. — P. 25–43.
41. Койдан В.С. // ПТЭ. — 1971. — № 3. — С. 63–66.
42. Allen F.J. // Rev. Sci. Instrum. — 1971. — V. 42, № 11. — P. 1423–1426.
43. Goforth R.R. // Rev. Sci. Instrum. — 1976. — V. 47, № 4. — P. 548–551.

44. *Oron M., Paiss Y.* // *Rev. Sci. Instrum.* – 1973. – V. 44, № 9. – P. 1293–1296.
45. *Decoste R., Ripin B.H.* // *Rev. Sci. Instrum.* – 1977. – V. 48, № 2. – P. 232–235.
46. *Decoste R., Ripin B.H.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1978. – V. 40, № 1. – P. 34–37.
47. *McLean E.A., Decoste R., Ripin B.H. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1977. – V. 31, № 1. – P. 9–12.
48. *Бойко В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В.* // *Тр. ФИАН.* – 1974. – Т. 76. – С. 186–228.
49. *Бураков В.С., Мисаков П.Я., Науменков П.А. и др.* // *Письма в ЖЭТФ.* – 1977. – Т. 26, вып. 7. – С. 547–550.
50. *Мошкалева С.А., Раздобарин Г.Т., Семенов В.В.* // *ЖТФ.* – 1984. – Т. 54, 9. – С. 1705–1713.
51. *Воропаев С.Г., Князев Б.А.* // *Диагностика плазмы: Сб. статей. Вып. 5 / Под ред. М.И. Пергамент.* – М.: Энергоатомиздат, 1986. – С. 211–214.
52. *Dullni E.* // *Appl. Phys. A.* – 1985. – V. 38. – P. 131–138.
53. *Leismann P., Henc-Bartolic V., Rebhan U., Kunze H.-J.* // *Physica Scripta.* – 1984. – V. 30. – P. 186–188.
54. *Басов Н.Г., Воловски Е., Денус С. и др.* // *Физика плазмы.* – 1987. – Т. 13, № 11. – С. 112.
55. *Захаренков Ю.А., Карнаухов А.А., Лебо И.Г. и др.* // *Физика плазмы.* – 1988. – Т. 14. – № 5. – С. 623–627.
56. *Saraff S., Woodall D.M.* // *Rev. Sci. Instrum.* – 1978. – V. 49, № 8. – P. 1147–1150.
57. *Denus S., Farny J., Grudzien M.* – *Report / IPPLM, 1985.* – № 2/85/134.
58. *Brenot J.C., Pommier J., Dhucq D., Barat M.* // *J. Phys. B.* – 1975. – V. 8, № 3. – P. 448–459.
59. *Голубев А.А., Захаренков Ю.А., Карнаухов А.А. и др.* // *Квант. электрон.* – 1988. – Т. 15, № 3. – С. 630–633.
60. *Козлов О.В.* *Электрический зонд в плазме.* – М.: Атомиздат, 1969. – 290 с.
61. *Балдин С.А., Вартаков Н.А., Ерыхайлов Ю.В. и др.* *Прикладная спектроскопия с полупроводниковыми детекторами.* – М.: Атомиздат, 1974. – С. 254.
62. *Маренный А.М.* *Диэлектрические трековые детекторы в радиационно-физическом и радиобиологическом эксперименте.* – М.: Энергоатомиздат. – 1987. – 184 с.
63. *Флейшер Р.Л., Прайс П.Б., Уокер Р.М.* *Треки заряженных частиц в твердых телах. Ч. 1, 2, 3: Пер. с англ. / Под. ред. Ю.А. Шукомова.* – М.: Энергоатомиздат. – 1981.
64. *Jones W.P., Neidigh R.V.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1967. – V. 10, № 1. – P. 18–20.
65. *Czyzewski T., Szydowski A.* // *J. Techn. Phys.* – 1981. – V. 22, № 2. – P. 153–163.
66. *Farny J., Woryna E., Zakharenkov Yu.A., Erokhin A.A.* // *18th Europ. Conf. Laser Interaction with Matter. Prague, May 1987.* – P. 182.
67. *Ceglio N.M., Benton E.V.* // *10th Intern. Conf. Solid State Nucl. Track Detectors. Lyon, France, July 1979.* – Preprint / UCRL. – 1980. – № 82550. – 27 p.
68. *Lane S.M.* – Preprint / UCRL. – 1983, N88970. – 12 p.
69. *Kacenjaj S., Skupsky S., Entenberg A. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1982. – V. 49, № 7. – P. 463–467.
70. *Bertalot L., Herold H., Jager U. et al.* // *Phys. Lett.* – 1980. – V. 79A, № 5, 6. – P. 389–392.
71. *Shiraga H., Mochizuki T., Yamanaka C.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1980. – V. 37, № 7. – P. 602–604.
72. *Decoste R., Kieffer I.C., Pascale D., Pepin H.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1984. – V. 45, № 3. – P. 229–231.
73. *Stone G.F., Ceglio N.M.* – Preprint / UCRL. – 1983. – N 89073. – 6 p.
74. *Campbell P.M., Johnson R.R., Mayer F.J. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1977. – V. 39, № 5. – P. 274–277.
75. *Sakabe S., Mochizuki T., Yamanaka T., Yamanaka C.* // *Rev. Sci. Instrum.* – 1980. – V. 51, № 10. – P. 1314–1315.
76. *Villeneuve P.M., Enright G.D., Burgess M.D.J. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1981. – V. 47, № 7. – P. 515–518.
77. *Herold H., Mozer A., Sadowski M., Schmidt H.* // *Rev. Sci. Instrum.* – 1981. – V. 52, № 1. – P. 24–26.
78. *Smith J.R., Armstrong C.M., Doggett W.O.* // *J. Appl. Phys.* – 1984. – V. 56, № 5. – P. 1536–1539.

79. *Cremer J.T., Destler W.W.* // J. Appl. Phys. – 1985. – V. 57, № 9. – P. 4391–4395.
80. *Begay F., Grilly J.M.* – Preprint / LASL. – 1979. – NLA-851-PR. – P. 101–102.
81. *Olsen J.N., Kuswa G.W., Jones E.D.* // J. Appl. Phys. – 1973. – V. 44, № 5. – P. 2275–2283.
82. *Gusinow M.A., Dillon M.M., Lockwood G.J., Ruggles L.E.* – Preprint / SAND. – 1978. – № 78-0336.
83. *Joshi C.J., Chapman G.D., Sancton R.W.* // J. Appl. Phys. – 1979. – V. 50, № 6. – P. 3090–3094.
84. *Goldsack T.J., Kilkenny J.D., Sartang S. et al.* Central Laser Facility Annual Report 1980 / Rutherford Laboratory-NRL-80-026. – P. 4.16–4.20.
85. *Sakabe S., Moshizuki T.* Annual Progress Report on Laser Fusion Program 1979 / ILE-1981. – APR-79. – P. 52–57.
86. *Воловски Е., Ворына Э., Денус С. и др.* // ЖТФ. – 1982. – Т. 52, вып. 2. – С. 366–373.
87. *Fleischmann H.H., Ashby D.E.T.F., Larson A.V.* // Nucl. Fusion. – 1965. – V. 5, № 4. – P. 349–351.
88. *Galanti M., Gott R., Renaud J.F.* // Rev. Sci. Instrum. – 1971. – V. 42, № 12. – P. 1818–1822.
89. *Farny J., Mroz V., Pawlowicz W., Woryna E.* // Report / IFPLM. – 1979. – № 11.
90. *Joshi C., Richardson M.C., Enright G.D.* // Appl. Phys. Lett. – 1979. – V. 34, № 10. – P. 625–627.
91. *Воловски Е., Ворына Э., Денус С. и др.* // Тр. ФИАН. – 1985. – Т. 149. – С. 125–149.
92. *Басов Н.Г., Бурцев В.А., Гуськов С.Ю. и др.* // Физика плазмы. – 1980. – Т. 6, № 1. – С. 90–97.
93. *Басов Н.Г., Бойко В.А., Захаров С.М. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1973. – Т. 18, № 5. – С. 314–317.
94. *Basov N.G., Gamaly E.G., Krokhin O.N. et al.* // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora. – N.Y.: Plenum Press, 1974. – V. 3. – P. 553–590.
95. *Арцимович Л.А.* Управляемые термоядерные реакции. – М.: Физматгиз, 1963.
96. *Brysk H.* // Plasma Phys. – 1973. – V. 15. – P. 611–619.
97. *Lyons P., Tan T.H., Williams A. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. – 1980. – V. 171. – P. 459–463.
98. *Басов Н.Г., Ерохин А.А., Захаренко Ю.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. – 1977, Т. 26, вып. 8. – С. 581–585.
99. *Laser Program Annual Report-1974*, Lawrence Livermore Laboratory. – 1975. – UCRL-50021-74. – P. 337–339.
100. *Laser Program Annual Report-1975*, Lawrence Livermore Laboratory, 1976. – NUCRL-50021-75. – P. 407–409.
101. *Lerche R.A., Ozawa J.T.* – Preprint / LLL, 1979. – NUCRL-83092.
102. *Cheng J.C., Tirsell K.G., Tripp G.R. et al.* // Rev. Sci. Instrum. – 1978. – V. 49, № 5. – P. 650.
103. *Lyons P.B., Caldwell S.E., Hocker L.P. et al.* // IEEE Trans Nucl. Sci. – 1977. – V. 24. – P. 177.
104. *Lerche R.A., Kornblum H.N., Tirsell K.G.* Laser Program Annual Report-1979 / Lawrence Livermore Laboratory, 1980. – NUCRL-50021-79. – V. 2. – P. 5.29–5.32.
105. *Басов Н.Г., Воловский П.П., Гамалий Е.Г. и др.* // ЖЭТФ. – 1980. – Т. 78, вып. 1. – С. 420–430.
106. *Richardson M.C., Keck R.F., Letzring S.A.* // Rev. Sci. Instrum. – 1986. – V. 57, № 8. – P. 1737–1739.
107. *Николаев Ф.А., Сорокин В.В., Стуков О.И.* – Препринт / ФИАН. – 1980. – № 157. – 31 с.
108. *Azechi H., Miyana N., Stapf R.O.* // Appl. Phys. Lett. – 1986. – V. 49, № 10. – P. 555–557.
109. *Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М.: Атомиздат, 1970.
110. *Гранаткин Б.В., Исаков А.И., Ряжская О.Г., Тихомиров А.А.* – Препринт / ФИАН, 1972. – № 70. – 27 с.

111. Волобуев И.В., Горбунов Д.Н., Гранаткин Б.В., Исаков А.И. // ПТЭ. – 1975. – Т. 2. – С. 65.
112. Волобуев И.В., Горбунов Д.Н., Гранаткин Б.В., Исаков А.И. // Тр. ФИАН. – 1977. – Т. 94. – С. 21.
113. Басов Н.Г., Иванов Ю.С., Крохин О.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1972. – Т. 15. Вып. 1. – 10 с.
114. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизков Г.В., Федотов С.И. // Тр. ФИАН. – 1974. – Т. 76. – С. 146–185.
115. Cable M.D. // J. Appl. Phys. – 1986. – V. 60, №9. – P. 3068–3071.
116. Lerche R.A., Singh M.S., Phillips G.A. Laser Program Annual Report-1979, Lawrence Livermore Laboratory, UCRL-50021-79. 1980, V. 2. – P. 5.32–5.34.
117. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. – М.: Атомиздат, 1976. – 232 с.
118. Lane S.M., Campbell E.M., Bennett C. // Appl. Phys. Lett. – 1980. – V. 37, № 3. – P. 600–603.
119. Campbell E.M., Lane S.M., Pan Y.L. et al. // J. Appl. Phys., 1980. – V. 51, № 12. – P. 6062–6069.
120. Бурцев В.А., Кузьмин В.А., Лоскутов Н.А. и др. – Препринт /НИИЭФА. – 1985. – № П-К-0681. – 26 с.
121. Nishimura H., Niki H., Miyanaga N. et al. // Rev. Sci. Instrum. – 1985. – V. 56, № 5. – P. 1128–1132.
122. Miyanaga N., Azechi H., Stapf R.O. // Rev. Sci. Instrum. – 1986. – V. 57, № 8. – P. 1731–1733.
123. Yamataka C., Nakai S., Yamataka T. // Nucl. Fus. – 1987. – V. 27, №1. – P. 19–30.
124. Tan T.H., McCall G.H., Kopp R. et al. // Phys. Fluids. – 1981. – V. 24, № 4. – P. 754–758.
125. Wang C.L., Kalibjian R., Singh M.S. et al. // Rev. Sci. Instrum. – 1985. – V. 56, № 5. – P. 1096–1097.
126. Kislev H., Miley G.H. // Fusion Technol. – 1986. – V. 10, № 3. – P. 1270–1275.
127. Lerche R.A., Sommargren G.E. // Laser Program Annual Report 1981. Preprint / UCRL. – 1982, N 50021-81. – P. 5.33–5.37.
128. Nugent K.A., Luther-Davis B., Perry A. Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, V. 7. – 1986. – P. 531–544.
129. Lerche R.A., Lane S.M., Hawryluk A.M., Ceglio N.M. Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. 1986. – V. 7. – P. 545–559.

#### К главе 9

1. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Крохин О.Н. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой // Итоги науки и техники: Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1978. – Т. 17. – 298 с.
2. Васин Б.Л., Ерохин А.А., Зорев Н.Н. и др. // Тр. ФИАН. М.: Наука. – 1983. – Т. 133. – С. 51–145.
3. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером // Итоги науки и техники: Радиотехника. – М.: ВИНТИ, 1982. – Т. 26, ч. 1, 2. – 492 с.
4. Васин Б.Л., Зорев Н.Н., Радаев В.Н. и др. – Препринт / ФИАН. – М., 1978. – № 198.
5. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Васин Б.Л. и др. // ЖЭТФ. – 1979. – Т. 77, вып. 6. – С. 2539–2554.
6. Васин Б.Л., Зорев Н.Н., Радаев В.Н. и др. // Импульсная фотометрия. – Л.: Машиностроение, 1979, вып. 6. – С. 91–95.
7. Васин Б.Л., Зорев Н.Н., Радаев В.Н. и др. // ПТЭ. – 1980. – № 2. – С. 176–178.
8. Charatis G., Downward J., Goforth R. et al. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. – Vienna: IAEA, 1975, V. 2. – P. 317–333.
9. Ahlstrom H.G. – Preprint / UCRL-79894, 1977.
10. Gann S.R., Rupert V.C. In Laser Program Annual Report-1975, Lawrence Livermore Laboratory: UCRL-50021-75. – 1975. – P. 404–405.
11. Manes K.R., Rupert V.C., Auerbach J.M. et al. J. In Laser Program Annual Report-1977, UCRL-50021-77. – V. 2. – P. 6.7–6.11.

12. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. — Киев: Наукова думка, 1975.
13. Key M.N., Evans R.G., Nicholas D.J. et al. — Preprint / Rutherford Laboratory, 1977-RL-77-122/B.
14. Storm E.K., Ahlstrom H.G., Boyle M.J. et al. — Preprint / UCRL-78581 (Rev. 1). — 1976.
15. Krueer W.L., Haas R.A., Mead W.C. et al. In Plasma Physics / Ed. H. Wilhelmsson. — N.Y.: Plenum Press, 1977. — P. 64–81.
16. Phillion D.W., Lerche R.A., Rupert V.C. et al. // Bull. Am. Phys. Soc. — 1975. — V. 20. — P. 1286.
17. Manes K.R., Ahlstrom H.G., Hass R.A., Holzrichter J.F. // J. Opt. Soc. Amer. — 1977. — V. 67. — P. 717–725.
18. Billion D., Holstein P.A., Launspach J. et al. Report 11th Europ. Conf. on Laser Interact. with Matter. — Palaiseau, France. — 1976.
19. Billion D., Holstein P.A., Launspach J. et al. In Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora. — N.Y.: Plenum Press, 1977. — V. 4A. — P. 503–534.
20. Billion D., Holstein P.A., Launspach J. et al. Report Annual Meeting of the APS. — San Francisco, California. — 1976.
21. Rockett P.D., Friedhorsky W., Giovanielli D. Preprint / LA-UR-80-2442. — 1980.
22. Storm E.K., Ahlstrom H.G., Monjes J.A. et al. — Preprint / UCRL-78730. — 1976.
23. Storm E.K., Ahlstrom H.G., Holzrichter J.F. — Preprint / UCRL-78729. — 1976.
24. Storm E.K. Report 12th Europ. Conf. on Laser Interaction with Matter. — Moscow. — 1978.
25. Mayer F.J. — Preprint // KMSF-U523. — 1976.
26. Billion D., Cognard D., Holstein P.A. et al. // Opt. Comm. — 1976. — V. 18. — P. 100–104.
27. McCall G.H. Report 12th Europ. Conf. on Laser Interaction with Matter, LA-UR-78-3132. — 1978.
28. Slater D.C., Berger R.L., Bush G.E. et al. Report 8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, 1980, IAEA-CN-38/1–3; Preprint / KMSF-U953, 1980.
29. Campbell E.M., Rupert V.C., Mead W.C. et al. // Report 14th Europ. Conf. on Laser Int. with Matter. — Palaiseau, France. — 1980.
30. Mead W.C., Campbell E.M., Estabrook K.G. et al. — Preprint / UCRL-84684, Rev. I, 1981.
31. Fabre E., Amiranoff F., David F. et al. // Report 8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. — 1980. — IAEA-CN-38/1–4.
32. Васин Б.Л., Данилов А.Е., Калашников М.П. и др. // Квант. электрон. — 1984. — Т. 11, № 7. — С. 1313–1318.
33. Földes I.B., Pakula R., Sakabe S., Sigel R. // Appl. Phys. — 1987. — V. B43. — P. 117–122.
34. Sigel R. // Europhysics News. — 1986. — V. 17, № 9. — P. 116–120.
35. Campbell P.M., Hammerling P., Johnston R.R. et al. — Preprint / KMSF-U491, 1976.
36. Rupert V.C., Gann S.R., Holzrichter J.F. // Bull. Am. Phys. Soc. — 1975. — V. 20. — P. 1286.
37. Воловски Е., Ворына Э., Денус С. и др. // Тр. ФИАН. — 1985. — Т. 149. — С. 125–149.
38. Ehler A.W. // J. Appl. Phys. — 1975. — V. 46, № 6. — P. 2464–2467.
39. Ciovantielli D.V., Henderson D.B., McCall G.H. IEEE/OSA CLEA Confer paper. Los Alamos Report, 1977. — LA-UR-77-1074.
40. Nakano N., Kuroda H. // Phys. Rev. A: Gen. Phys. — 1983. — V. 27, № 4. — P. 2168–2177.
41. Matthews D.L., Campbell E.M., Ceglio N.M. et al. // J. Appl. Phys. — 1983. — V. 54, № 8. — P. 4260–4268.
42. Kornblum H.N., Kauffman R.L., Smith J.A. // Rev. Sci. Instrum. — 1986. — V. 57, № 8. — P. 2179–2181.
43. Jannitti E., Nicolosi P., Tondello G. // Quad. Ric. Sci. — 1983. — № 111. — P. 491–495.
44. Блаженков В.В., Куркин А.Н., Котенко Л.П. и др. — Препринт / ФИАН. — М., 1979. — № 25. — 26 с.

45. Mochizuki T., Yabe T., Okada K. et al. // Phys. Rev. A. – 1986. – V. 33, № 1. – P. 525–539.
46. Kauffman R.L. In Laser Program Annual Report-1985, Lawrence Livermore National Laboratory. – UCRL-50021-85. – 1986. – P. 4-5 – 4-8.
47. Gupta P.D., Offenberger A.A., Fedosejevs R. et al. // Curr. Sci. – 1987. – V. 56, № 22. – P. 1134–1146.
48. Ikeda N., Sakabe S., Shiraga H. et al. // Technology Reports of the Osaka Univ. – 1984. – V. 34, № 1749. – P. 69–74.
49. Eidmann K., Kishimoto T. // Appl. Phys. Lett. – 1986. – V. 49, № 7. – P. 377–378.
50. Rosen M.D., Phillion D.W., Rupert V.C. et al. // Phys. Fluids. – 1979. – V. 22. – P. 2020–2028.
51. Phillion D.W., Rupert V.C., Rosen M.D. In Laser Program Annual Report-1979, Lawrence Livermore National Laboratory. – UCRL-50021-79. – V. 2. – P. 6-2.
52. Bourgade J.L., Combis P., Launspach J. et al. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research // Proc. of 11th Int. Conf., Kyoto. – Vienna, 1987. – P. 113–121.
53. Eidmann K., Kishimoto T., Herrmann P. et al. // Laser and Particle Beams. – 1986. – V. 4, pt. 3, 4. – P. 521–536.
54. Laboratory for Laser Energetics Annual Report (1 Oct. 1986 – 30 Sept. 1987), University of Rochester. – Rochester; N.Y., 1988. – P. 101–106.
55. Шварц К.К., Грант З.А., Межс Т.К., Грубе М.М. Термолюминесцентная дозиметрия. – Рига: Зинатне. – 1968.
56. Ерохин А.А., Зверев С.А., Кологривов А.А. и др. // Кратк. сообщ. по физ. ФИАН. – 1979. – № 9. – С. 27–32.
57. Зверев С.А., Калашиников М.П., Ляпидевский В.К. и др. – Препринт / ФИАН. – М., 1980. – № 96.
58. Nakano N., Kuroda H. // Phys. Rev. A. – 1987. – V. 35, № 11. – P. 4719–4728.
59. Вергунова Г.А., Кологривов А.А., Розанов В.Б. и др. // Физика плазмы. – 1987. – Т. 13, вып. 3. – С. 342–349.
60. MacGowan B.J. In Laser Program Annual Report-1985, Lawrence Livermore National Laboratory (UCRL-50021-85). – 1986. – P. 4-42 – 4-43.
61. Trebes J.E. In Laser Program Annual Report-1985, Lawrence Livermore National Laboratory. – UCRL-50021-85. – 1986. – P. 4-43 – 4-45.
62. Aleksandrov Yu.M., Koshevoi M.O., Murashova V.A. et al. // Laser and Particle Beams. – 1988. – V. 6, pt. 3. – P. 561–567.
63. Крохин О.Н., Михайлов Ю.А., Пустовалов В.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1974. – Т. 20, вып. 4. – С. 239–243.
64. Крохин О.Н., Михайлов Ю.А., Пустовалов В.В. и др. – Препринт / ФИАН, 1975. – № 22; ЖЭТФ. – 1975. – Т. 69. – С. 206–220.
65. Захаренков Ю.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С. // Письма в ЖЭТФ. – 1977. – Т. 25, вып. 9. – С. 415–418.
66. Mayer F.J., Rensel W.B. // J. Appl. Phys. – 1976. – V. 47, № 4. – P. 1491–1495.
67. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизков Г.В. и др. // ЖЭТФ. – 1972. – Т. 62, вып. 1. – С. 203–212.
68. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. – М.: Наука, 1987. – 432 с.
69. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизков Г.В., Федотов С.И. // Тр. ФИАН. – 1974. – Т. 76. – С. 146–185.
70. Basov N.G., Gamaly E.G., Krokhin O.N. et al. In Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. H. Schwarz, H. Hora. – N.Y.: Plenum Press, 1974. – V. 3. – P. 553–590.
71. Leonard T.A., Mayer F.J. // Journ. of Appl. Phys. – 1975. – V. 46. – P. 3562–3565.
72. Basov N.G., Zakharenkov Yu.A., Zorev N.N. et al. Plasma Physics / Ed. H. Wilhelmson. – N.Y.: Plenum Press, 1977. – P. 47–63.
73. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др. // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 71, вып. 5. – С. 1788–1798.
74. Basov N.G., Kologrivov A.A., Krokhin O.N. et al. – Preprint / P.N. Lebedev Physical Institute Academy of Sciences of the USSR. – Moscow, 1976. – № 177; Laser Interaction and Related Plasma Phenomena / Ed. by H. Schwarz and H. Hora. – N.Y.: Plenum Press, 1977. – V. 4A. – P. 479–501.



75. *Ерохин А.А., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др.* // Физика плазмы. – 1978. – Т. 4, вып. 3. – С. 648–661.
76. *Erokhin A.A., Shikanov A.S., Sklizkov G.V. et al.* // Proc. 13th Intern. Cong. High Speed Photography a. Photonics. – Токуо, 1978. – P. 540–543.
77. *Зорев Н.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – Т. 31, вып. 10. – С. 610–614.
78. *Zorev N.N., Sklizkov G.V., Shikanov A.S.* Dynamisc of the Laser-Produced Shokk Waves // Abstracts Paper of the 13th European Conf. on Laser Interaction with Mater. – Leipzig. – 1979. – P. 103.
79. *Зорев Н.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* // ЖЭТФ. – 1982. – Т. 82, вып. 4. – С. 1104–1113.
80. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука, 1966.

#### К главе 10

1. *Spitzer L., Harm R.* // Phys. Rev. – 1957. – V. 89. – P. 977–981.
2. *Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Крохин О.Н., Розанов В.Б.* // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 71, вып. 2. – С. 594–602.
3. *Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Гуськов С.Ю., Розанов В.Б.* // Тр. ФИАН. – 1982. – Т. 134. – С. 52–65.
4. *Басов Н.Г., Бойко В.А., Грибков В.А. и др.* // ЖЭТФ. – 1971. – Т. 61, вып. 1 – С. 154–161.
5. *Захаренков Ю.А., Кологривов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* Оптическая диагностика плотной нестационарной плазмы: – Препринт/ ФИАН. – М., 1977. – № 74. – 16 с. // Laser und ihre Anwendungen // – Dresden(DDR): 1977. – P. 398–399.
6. *Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Рупасов А.А. и др.* // Тр. ФИАН. – 1983. – Т. 133. – С. 146–188.
7. *Айронс Ф., Пикок Н., Пиз Р.* // Квант. электрон. – 1972, № 7. – С. 20–25.
8. *Бойко В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В.* // Тр. ФИАН. – 1974. – Т. 76. – С. 186–228.
9. *McLean E.A., Decoste R., Ripin B.H.* // Appl. Phys. Lett. – 1977. – V. 31, № 1. – P. 9–13.
10. *Ананьин О.Б., Быковский Ю.А., Замышляев Б.В. и др.* // Физика плазмы. – 1983. – Т. 9, № 2. – С. 319–325.
11. *Gupta P.D., Kumbhare S.R.* // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 55, № 1. – P. 120–124.
12. *Афросимов В.В., Бобашев С.В., Голубев А.В. и др.* // Письма в ЖТФ. – 1984. – Т. 10, вып. 16. – С. 1017–1020.
13. *Goldsack T.J., Kilkenny J.D., MacGowan B.J. et al.* // Opt. Commun. – 1982. – V. 42, № 1. – P. 55–59.
14. *Tarvin J.A., Fechner W.B., Larsen J.T. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1983. – V. 51, № 15. – P. 1355–1358.
15. *Richardson M.C., Marjoribanks R.S., Letzring S.A. et al.* // IEEE J. Quant. Electr. – 1983. – V. QE-19, № 12. – P. 1861–1869.
16. *Hauer A., Mead W.C., Willi O. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1984. – V. 53, № 27. – P. 2563–2566.
17. *Крохин О.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* // Тр. ФИАН. – 1976. – Т. 85. – С. 143–192.
18. *Gusinow M.A., Anthes J.P., Matzen M.K., Woodall J.* // Appl. Phys. Lett. – 1978. – V. 33, № 9. – P. 800–802.
19. *Murdoch J.W., Kilkenny J.D., Gray D.R., Toner W.T.* // Phys. Fluids. – 1981. – V. 24, № 11. – P. 2107–2114.
20. *Ng A., Celliers P., Pasini D.* // Phys. Fluids. – V. 27, № 11. – P. 2774–2781.
21. *Charatis G., Downward J., Gofort R. et al.* // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Res. – Vienna: IAEA, 1976. – V. 2. – P. 317–335.
22. *Pelah I., Goldman E.B., Yaakobi B.* // Phys. Rev. Lett. – 1976. – V. 37, № 13. – P. 829–832.
23. *Ripin B.H., Decoste R., Obenschain S.P.* // Phys. Fluids. – 1980. – V. 23, № 5. – P. 1012–1030.

24. *Basov N.G., Shikanov A.S., Sklizkov G.V. et al.* // Proc. 14th Europ. Conf. Laser Interact. with Matter. – Palaiseau, 1980. – P. 20.
25. *Cesarz T., Denus S., Farny J.* // J. Techn. Phys. – 1981. – V. 22, № 1. – P. 103–117.
26. *Nishimura H., Azechi H., Yamada K.* // Phys. Rev. A. – 1981. – V. 23, № 4. – P. 2011–2019.
27. *Yaakobi B., Delettrez J., Goldman L.M.* // Phys. Fluids. – 1984. – V. 27, № 2. – P. 516–526.
28. *Васин Б.Л., Ерохин А.А., Зорев Н.Н. и др.* // Тр. ФИАН. – 1983. – Т. 133. – С. 51–145.
29. *Yaakobi B., Barnouin O., Delettrez J.* // J. Appl. Phys. – 1985. – V. 57, № 9. – P. 4354–4359.
30. *Воловский Е., Ворына Э., Денус С. и др.* // Тр. ФИАН. – 1985. – Т. 149. – С. 125–149.
31. *Basov N.G., Chebotarev S.I., Daniilov A.E. et al.* // Phys. Fluids. – 1984. – V. 105A, № 8. – P. 410–414.
32. *Захаренков Ю.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* // Физика плазмы. – 1980. – Т. 6, № 2. – С. 453–462.
33. *Басов Н.Г., Шиканов А.С., Склизков Г.В. и др.* // Физика плазмы. – 1980. – Т. 6, № 5. – С. 1167–1173.
34. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. – М.: Наука, 1987. – 432 с.
35. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика сплошных сред. – М.: Гостехиздат, 1954. – 795 с.
36. *Key M.H., Toner W.T., Goldsack T.J. et al.* // Phys. Fluids. – 1983, № 7. – V. 26. – P. 2011–2026.
37. *Yaakobi B., Boehly T., Bourke P. et al.* // Opt. Commun. – 1981. – V. 39, № 3. – P. 175–179.
38. *Mead W.C., Campbell E.M., Kruer W.L.* // Phys. Fluids. – 1984. – V. 27, № 8. – P. 1301.
39. *Goldsack T.J., Kilkenny J.D., MacGowan B.J. et al.* // Phys. Fluids. – 1982. – V. 25, № 9. – P. 1634–1643.
40. *Popil R., Haromy A., Fedosejevs R., Offenberger A.A.* // Rev. Sci. Instr. – 1986. – V. 57, № 10. – P. 2625–2627.
41. *Marjoribanks R.S., Letzring S.A., Richardson M.C., Jaanimagi P.A.* // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. – 1982. – V. 348/1. – P. 318–324.
42. *Max C.E., McKee C.F., Mead W.C.* // Phys. Fluids. – 1980. – V. 23. – P. 1620–1645.
43. *Delettrez J.* // Can. J. Phys. – 1986. – V. 64, № 8. – P. 932–943.
44. *Jaanimagi P.A., Delettrez J., Henke B.J., Richardson M.C.* // Phys. Rev. A. – 1986. – V. 34, № 2. – P. 1322–1327.
45. *Raven A., Azechi H., Yamanaka T., Yamanaka C.* // Phys. Rev. Lett. – 1981. – V. 47, № 15. – P. 1049–1053.
46. *Fechner W.B., Shepard C.L., Bush G.E.* // Phys. Fluids. – 1984. – V. 27, № 6. – P. 1552–1560.
47. *Boehly T., Tanaka K.A., Mochizuki T., Yamanaka C.* // J. Appl. Phys. – 1986. – V. 60, № 11. – P. 3840–3844.
48. *Sanmartin J.R., Montanes J.L., Sanz J., Ramis R.* // Plasma Phys. and Contr. Fusion. – 1985. – V. 27, № 9. – P. 983–993.
49. *Mayer F.J., Larsen J.T., Steele J.W.* // Phys. Fluids. – 1983. – V. 26, № 3. – P. 830–834.
50. *Evans R.G.* // Plasma Phys. and Contr. Fusion. – 1986. – V. 28, № 1A. – P. 157–164.
51. *Grun J., Obenschain S.P., Ripin B.H.* // Phys. Fluids. – 1983. – V. 26, № 2. – P. 588–597.
52. *Daido H., Tateyama R., Ogura K.* // Jap. J. Appl. Phys. – 1983. – V. 22, № 4. – P. L248–L250.
53. *Obenschain S.P., Whitlock R.R., McLean E.A.* // Phys. Rev. Lett. – 1983. – V. 50, № 1. – P. 44–48.
54. *Fabbro R., Faral B., Cottet F., Romain J.P.* // Opt. Commun. – 1984. – V. 49, № 3. – P. 352–354.
55. *Fabbro R., Faral B., Cottet F., Romain J.P.* // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 56, № 10. – P. 3204–3208.

56. Cottet F., Romain J.P., Fabbro R., Faral B. // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 55, № 11. – P. 4125–4127.
57. Goldstone P.D., Benjamin R.F., Schultz R.B. // Appl. Phys. Lett. – 1981. – V. 38, № 4. – P. 223–225.
58. Nishimura H., Azechi H., Yamada K. // Intern. Conf. Plasma Phys. – Nagoya (Japan), 1980.
59. Tarvin J.A., Fechner W.B., Larsen J.T. – Report/KMS Fusion Inc. – 1983. – KMSF U1303. – 13 p.
60. Goldman S.R., Canavan G.H., Dingus R.S., Mahaffy M.A. // Gas Flow and Chem. Lasers, 1984. Proc. 5th Int. Symp. – Oxford, 1984. – P. 125–130.
61. Gregg D.W., Thomas S.J. // J. Appl. Phys. – 1966. – V. 37. – P. 2787–2792.
62. Pirri A.N., Schlier R., Northam D. // Appl. Phys. Lett. – 1972. – V. 21. – P. 79–82.
63. Metz S.A. // Appl. Phys. Lett. – 1973. – V. 22. – P. 211–214.
64. Lowder J.E., Pettinghill L.C. // Appl. Phys. Lett. – 1974. – V. 24. – P. 204–207.
65. Zweigenbaum S., Gazit Y., Konet Y. // Plasma Phys. – 1977. – V. 19. – P. 1035–1043.
66. Grun J., Ripin B.H. // Rev. Sci. Instrum. – 1982. – V. 53, № 12. – P. 1878 – 1881.
67. Gunn S.R., Rupert V.C. // Rev. Sci. Instrum. – 1977. V. 48. – P. 1375–1379.
68. Gupta P.D., Naik P.A., Pant H.C. // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 56, № 3. – P. 785–794.
69. Склизков Г.В., Федотов С.И., Шиканов А.С. – Препринт/ФИАН. – М., 1972. – № 45. – 21 с.
70. Крохин О.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С. / Тр. ФИАН. – 1976. – Т. 85. – С. 143–192.
71. Бондаренко Ю.А., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. // ЖЭТФ. – 1981. – Т. 81, вып. 1. – С. 170–179.
72. Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Крохин О.Н. и др. // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 70, № 2. – С. 547–559.
73. Cole A.J., Kilkenny J.D., Rumsby P. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1982. – V. 15. – P. 1689–1694.
74. Bocher J.L., Decroisette M., Holstein P.A. // Phys. Rev. Lett. – 1984. – V. 52, № 10. – P. 823–826.
75. Raven A., Azechi H., Nakai M. // Appl. Phys. Lett. – 1982. – V. 40, № 9. – P. 776–779.
76. Grun J. Memorandum Report/NRL. – Washington, D.C. – 1981. – № 4491, 43 p.
77. Ripin B.H., Bodner S.E., Grun J. // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. – Eng. – 1981. – V. 279. – P. 46–57.
78. Anthes J.P., Matzen M.K. // J. Appl. Phys. – 1983. – V. 54. – P. 3438–3447.
79. Whitlock R.R., Obenschain S.P., Grun J. // Appl. Phys. Lett. – 1982. – V. 41, № 5. – P. 429–431.
80. Price R.H., Campbell E.M., Rosen M.D. // Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. – 1982. – V. 348/2. – P. 714–723.
81. Fabbro R., Faral B., Vermont J. // Phys. Fluids. – 1985. – V. 28, № 11. – P. 3414–3423.
82. Басов Н.Г., Ерохин А.А., Захаренков Ю.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1983. – Т. 37, № 10. – С. 503–506.
83. Basov N.G., Denuz S., Erokhin A.A. et al. // Proc. IAEA Techn. Comm. Meet. Advances in inertial confinement fusion res., 1983, Kobe. – Osaka Univer., 1984. – P. 162–168.
84. Yamanaka C., Miyanaga N., Imasaki K. // Proc. 15th Int. Congress "High Speed Photogr. and Photon." – San Diego, 1982. – P. 783–786.
85. Kitagawa Y., Miyanaga N., Hama H. // Phys. Rev. Lett. – 1983. – V. 51. – P. 570–573.
86. Kidder R.E. // Nucl. Fusion. 1968. – V. 8, № 1. – P. 3–12.
87. More R.M. // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. – N.Y.; London: Plenum, 1981. – V. 5. – P. 253–276.
88. Thompson P.C., Roberts P.D., Freeman N.J., Flynn P.T.G. // J. Phys. D. – 1981. – V. 14. – P. 1215–1221.
89. Kessel C.G.M. van, Sigel R. // Phys. Rev. Lett. – 1974. – V. 33. – P. 1020–1024.
90. Kessel C.G.M. van, Sigel R. // Z. Naturforsch. – 1975. – B. 30a. – S. 1581–1594.
91. Amiranoff F., Fedosejevs R., Schmalz R.F. // Phys. Rev. A. – 1985. – V. 32, № 6. – P. 3535–3546.

92. *Veeser L.R., Solem J.C., Lieber A.J.* // *Apl. Phys. Lett.* – 1979. – V. 35. – P. 761–764.
93. *Trainor R.J., Shaner J.W., Auerbach J.M., Holmes N.C.* // *Phys. Rev. Lett.*, 1979. – V. 42. – P. 1154–1158.
94. *McLean E.A., Gold S.H., Stimper J.A.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1980. – V. 45, № 15. – P. 1246–1249.
95. *Ng A., Parfeniuk D., DaSilva L.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1985. – V. 54, № 24. – P. 2604–2608.
96. *Billon D., Cognard D., Launspach J.* // *Opt. Commun.* – 1975. – V. 15. – P. 108–113.
97. *Arad B., Borowitz A., Eliezer S.* // *Plasma Phys. and Contr. Fusion.* – 1984. – V. 26, № 7. – P. 845–852.
98. *Pepin H., Fabbro R., Faral B.* // *Phys. Fluids.* – 1985. – V. 28, № 11, P. 3393–3406.
99. *Burnett N.H., Josin G., Ahlborn B., Evans R.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1981. – V. 38, № 4. – P. 226–228.
100. *Fabbro R., Faral B., Vermont J.* // *Las. and Part. Beams.* – 1986. – V. 4, № 3. – P. 413–419.
101. *Lee Y.T., Trainor R.J.* – Preprint/UCRL-84787. (22nd Ann. Meet. Divis. Plasma Phys., APS. – San Diego. Nov. 10–14, 1980).
102. *Cottet F., Romain J.P.* // *Phys. Rev. A.* – 1982. – V. 25. – P. 576–579.
103. *Cottet F., Fabbro R., Romain J.P.* // *Proc. Amer. Phys. Soc. Top. Conf. "Shock Waves in Condensed Matter – 1983"*. – Amsterdam, e.a., 1984. – P. 327–330.
104. *Mead W.C., Campbell E.M., Krueer W.L.* // *IEEE Int. Conf. Plasma Sci., San Diego, 1983.* – N.Y., 1983. – P. 121.
105. *Phillion D.W., Kilkenny J.D., Ze F.* // *14 Int. Conf. Quant. Electronics.* – San Francisco, 1986. – P. 112.

#### К главе 11

1. *Ceglio N.M.* // *J. Appl. Phys.* – 1977. – V. 48. – P. 1563–1565.
2. *Ceglio N.M., Attwood D.T., George E.V.* // *J. Appl. Phys.* – 1977. – V. 48. – P. 1566–1569.
3. *Ceglio N.M., Coleman L.W.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1977. – V. 39. – P. 20–24.
4. *Ceglio N.M., Smith H.I.* // *Rev. Sci. Instrum.* – 1978. – V. 49. – P. 15–20.
5. *Ceglio N.M.* *Low Energy X-ray Diagnostics – 1981* / Ed. *D.T. Attwood, B.L. Henke.* – N.Y.: American Inst. of Physics, 1981. – P. 210–222.
6. *Attwood D.T., Ceglio N.M., Campbell E.M. et al.* *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena* / Ed. *H. Schwarz, H. Hora, M.J. Lubin, B. Yaakobi.* – N.Y.: Plenum Press, 1981. – V. 5. – P. 423–426.
7. *Ahlstrom H.G.* *Diagnostics of Experiments on Laser Fusion Targets at LLNL* / *Physics of Laser Fusion. V. 11.* – Livermore: LLNL. – 1982. – 394 p.
8. *Yaakobi B., Goldman L.M.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1976. – V. 37. – P. 899–904.
9. *Бойко В.А., Пикуз С.А., Фаенов А.Я.* // *ПТЭ.* – 1980. – № 2. – С. 5–24.
10. *Бойко В.А., Виноградов А.В., Пикуз С.А. и др.* *Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы* // *Итоги науки и техники: Радиотехника.* – М.: ВИНТИ, 1980, т. 27.
11. *Виноградов А.В., Собельман И.И., Юков Е.А.* // *Квант. электрон.* – 1974. – Т. 2. – С. 268–278.
12. *Yaakobi B., Steel D., Thoros E. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1977. – V. 39. – P. 1526–1529.
13. *Auerbach J.M., Bailey D.S., Glaros S.S. et al.* // *J. Appl. Phys.* – 1979. – V. 50. – P. 5478–5484.
14. *Mitchell K.B., Van Hulsteyn D.B., McCall G.H., Lee P.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1979. – V. 42. – P. 232–235.
15. *Miyana N., Inada Y., Kawai Y.* *Annual Progress Report on Laser Fusion Program 1979.* Inst. of Laser Eng., Osaka Univ., 1980. – P. 42–51.
16. *MacGowan B.J., Kilkenny J.D., Key M.H. et al.* // *Opt. Commun.* – 1983. – V. 48, № 4. – P. 256–260.
17. *Nishimura H., Niki H., Miyana N. et al.* // *Rev. Sci. Instrum.* – 1985. – V. 56, № 5. – P. 1128–1132.

18. *Holzrichter J.F.* Advances in Inertial Confinement Systems / Ed. *C. Yamanaka*. – Osaka Univ., 1980. – P. 141–156.
19. *Yamanaka C., Nakai S., Yabe T.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – V. 56, № 15. – P. 1575–1578.
20. *Yaakobi B., McCrory R.L., Skupsky S. et al.* // Proc. Top. Meeting on Inertial Confinement Fusion. – Vienna: IAEA, 1980. – P. 92–95.
21. *Hauer A.* // *Phys. Rev. A.* – 1983. – V. 28, № 2 – P. 963–975.
22. *Tighe R.J., Hooper C.F.* // *Phys. Rev. A.* – 1978. – V. 17. – P. 410–416.
23. *Griem H.R.* // *Phys. Rev. A.* – 1978. – V. 17. – P. 214–221.
24. *Lee C.M., Hauer A.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1978. – V. 33, № 8. – P. 692–694.
25. *Yamamoto K., Narumi H.* // *J. Phys. Soc. Jap.* – 1983. – V. 52, № 2. – P. 520–527.
26. *Басов Н.Г., Калашиков М.П., Михайлов Ю.А. и др.* // *Письма в ЖТФ.* – 1984. – Т. 10, № 12. – С. 705–709.
27. *Kunze H.J., Griem H.R., Gabriel A.H.* // *Phys. Rev.* – 1968. – V. 165. – P. 261–266.
28. *Gabriel A.H., Jordan C.* Gas Studies in Atomic Collision Physics. – 1972. – V. 2. – P. 209–219.
29. *Аглицкий Е.В., Бойко В.А., Виноградов А.В., Юков Е.А.* // *Квант. электрон.* – 1974. – Т. 1, № 3. – С. 579–590.
30. *Yaakobi B., Barnouin O., Richardson M.C. et al.* // *Rev. Sci. Instrum.* – 1986. – V. 57, № 8. – P. 2124–2128.
31. *Corbett J., Lewis C.L.S., Robertson E.* // *Laser and Part. Beams.* – 1986. – V. 4, № 3, 4. – P. 573–576.
32. *Phillion D.W., Hailey C.J.* Laser Program Annual Report-85 / LLNL. – 1986. – № UCRL-50021-85. – P. 4-18–4-21.
33. *Гамалий Е.Г., Гуськов С.Ю., Крохин О.Н., Розанов В.Б.* // *Письма в ЖЭТФ.* – 1975. – Т. 21, вып. 2. – С. 156–160.
34. *Гуськов С.Ю., Крохин О.Н., Розанов В.Б.* // *Квант. электрон.* – 1975. – Т. 2. – С. 2315–2323.
35. *Гуськов С.Ю., Розанов В.Б.* // *Кратк. сообщ. по физ. ФИАН.* – 1976. – № 4. – С. 36–39.
36. *Крюченков В.Б., Лыков В.А., Шибаршов Л.И.* // *Квант. электрон.* – 1976. – Т. 3. – С. 1344–1347.
37. *Крюченков В.Б., Лыков В.А.* // *Квант. электрон.* – 1976. – Т. 3. – С. 2477–2480.
38. *Басов Н.Г., Выговский О.Б., Гуськов С.Ю. и др.* // *Физика плазмы.* – 1986. – Т. 12, № 8. – С. 916–926.
39. *Сивухин Д.В.* Вопросы теории плазмы / Под ред. *М.А. Леонтовича*. – М.: Атомиздат, 1964, вып. 4; *Трубникова Б.А.* Вопросы теории плазмы / Под ред. *М.А. Леонтовича*. – М.: Атомиздат, 1964, вып. 1.
40. *Гуськов С.Ю., Розанов В.Б.* // *Тр. ФИАН.* – 1982. – Т. 134. – С. 115–152.
41. *Slivinsky V.W., Brooks K.M., Ahlstrom H.G., Storm E.K.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1977. – V. 30. – P. 555–558.
42. *Stone G.F., Ceglio N.M.* – Preprint / LLNL, 1983. – № UCRL-89073. – 6 p.
43. *Slivinsky V.W., Ahlstrom H.G., Tirsell K.G., Larsen J.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1975. – V. 35. – P. 1083–1085.
44. *Goforth R.R., Mayer F.J., Brysk H.* // *J. Appl. Phys.* – 1976. – V. 47. – P. 4850–4856.
45. *Shiraga H., Mochizuki T., Yamanaka C.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1980. – V. 37, № 7. – P. 602–604.
46. *Гамалий Е.Г., Гуськов С.Ю., Крохин О.Н., Розанов В.Б.* // *Физика плазмы.* – 1975. – Т. 1. – С. 904–911.
47. *Басов Н.Г., Бурцев В.А., Гуськов С.Ю. и др.* // *Физика плазмы.* – 1980. – Т. 6, № 1. – С. 90–97.
48. *Lerche R.L., Coleman L.M., Houghton J.W. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* – 1977. – V. 31, № 1. – P. 10–13.
49. *Miley G.H., Harris D.B., Bennish A.H. et al.* Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. – N.Y.; London: 1984. – V. 6. – P. 263–282.
50. *Kacendar S., Skupsky S., Entenberg A. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* – 1982. – V. 49, № 7. – P. 463–467.
51. *Richardson M.C., McKenty P.W., Marshall F.J.* Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. – N.Y.; London: 1986. – V. 7. – P. 421–448.

52. *Выговский О.Б., Гуськов С.Ю., Ильин Д.В. и др.* // Физика плазмы. – 1985. – Т. 11, № 6. – С. 684–687.
53. *Kacenjar S., Goldman L., Entenberg A. et al.* // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 56, № 8. – P. 2027–2034.
54. *Brysk H.* // Plasma Phys. – 1973. – V. 15, № 4. – P. 611–616.
55. *Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизков Г.В., Федотов С.И.* // Тр. ФИАН. – 1974. – Т. 76. – С. 146–185.
56. *Yamanaka C., Nakai S., Yamanaka T.* // Nucl. Fus. – 1987. – V. 27, № 1. – P. 19–30.
57. *Lane S.M., Campbell E.M., Bennett C.* // Appl. Phys. Lett. – 1980. – V. 37, № 4. – P. 600–603.
58. *Campbell E.M., Lane S.M., Pan Y.L.* // J. Appl. Phys. – 1981. – V. 51, № 11. – P. 6062–6067.
59. *Ahlstrom H.G.* Laser Fusion Experiments at Lawrence Livermore Laboratory. North-Holland Publ. Co.: 1982. 287 p.
60. *Richardson M.C., Keck R.L., Letzring S.A.* // Rev. Sci. Instrum. – 1986. – V. 57, № 8. – P. 1737–1739.
61. *Richardson M.C., McKenty P.W., Keck R.L. et al.* // Phys. Rev. Lett. – 1986. – V. 56, № 19. – P. 2048–2051.
62. *Ahlstrom H.G.* // Appl. Opt. – 1981. – V. 20, № 11. – P. 1902–1925.
63. *Tsuji R., Nishihara K., Ido S.* // Jap. J. Appl. Phys. – 1985. – V. 24, № 12. – P. 1689–1696.
64. *Prussin S.G., Lane S.M.* Laser Program Annual Report-85 / LLNL. – 1986. – № UCRL-50021-85. – P. 4-86–4-88.
65. *Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Крохин О.Н. и др.* // Квант. электрон. – 1974. – Т. 1. – С. 2069–2071.
66. *Басов Н.Г., Выговский О.Б., Гуськов С.Ю. и др.* – Препринт / ФИАН. – 1985. – № 132. – 12 с.
67. *Cable M.D., Hatchett S.P.* // J. Appl. Phys. – 1987. – V. 62, № 6. – P. 2233–2236.
68. *Azechi H., Miyanaga N., Stapf R.O. et al.* // Appl. Phys. Lett. – 1986. – V. 49, № 10. – P. 555–557.
69. *Stapf R.O., Azechi H., Miyanaga N. et al.* Preprint / ILE – 1987, № 8704 P. – 20 p.
70. *Azechi H., Stapf R.O., Miyanaga N.* // Phys. Rev. Lett. – 1987. – V. 59, № 23. – P. 2635–2638.

## ПРИМЕЧАНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

В большинстве опубликованных к настоящему времени работ по исследованию спонтанных магнитных полей в лазерной плазме методом фарадеевского вращения плоскости поляризации зондирующего излучения [1–5] для измерения угла поворота использовалась одноканальная методика. Двухканальная схема поляриметра (с фарадеевским и теньвым каналами) была реализована в работе [6]. Для определения степени эллиптичности зондирующей волны в работах [7, 8] была использована трехканальная методика. Слабой стороной работ [1, 7, 8] является отсутствие интерферометрических измерений. Кроме того, общим недостатком всех перечисленных работ является наличие между плазмой и анализатором различных оптических элементов (линза [1–4, 6–8], объектив [4, 5], плоскопараллельная пластина [2–4]), которые могут в разной степени приводить к деполяризации зондирующего излучения, тем самым уменьшая точность измеряемых углов поворота плоскости поляризации. Поэтому в работе [9] была предложена новая схема трехканального поляроинтерферометра, позволяющего одновременно реализовать фарадеевский, теньвой и интерферометрический каналы регистрации, и лишенного указанного выше недостатка.

Оптическая схема поляроинтерферометра представлена на рис. 1. Плоскополяризованный зондирующий пучок, сформированный входным поляризатором 1, после прохождения плазмы 2 попадает на анализирующий клин из исландского шпата 4, ось которого составляет некий малый угол  $\beta$  с направлением пропускания входного поляризатора 1. Малый угол начальной раскрестки  $\beta$  вводится для согласования чувствительности поляриметра с динамическим диапазоном фотоматериала, а также для возможности определения знака проекции магнитного поля на направление распространения зондирующего пучка. В анализаторе 4 происходит разложение зондирующей волны на обыкновенную ( $o$ ) и необыкновенную ( $e$ ) компоненты со взаимно перпендикулярными поляризациями, при этом  $o$ -волна соответствует фарадеевскому каналу (поляризация составляет угол  $90^\circ - \beta$  к начальной), а  $e$ -волна соответствует теньвому каналу (поляризация составляет угол  $\beta$  к начальной). На выходе из клина 4 происходит угловое разделение  $o$ - и  $e$ -волн. Линза 5 передает изображение плазмы 2 на плоскость регистрации 8, 9, при этом в фокальной плоскости линзы формируются два пятна фокусировки  $o$ - и  $e$ -волн с расстоянием  $\Delta$  между ними. Ориентация поляризатора 7 выбирается так, что его направление пропускания перпендикулярно направлению пропускания входного поляризатора 1. При этом поляризатор 7 выделяет из  $o$ - и  $e$ -компонент пучка составляющие равной интенсивности, плоскость поляризации которых параллельна направлению пропускания поляризатора. Интенсивность этих составляющих  $I_o = I_e = I \sin^2 \beta \cos^2 \beta$ , где  $I$  – интенсивность света до входа в анализатор 4. В области перекрытия пучков в плоскости регистрации 8 возникает интерференционная картина. Необходимо при этом, чтобы зондирующий пучок был в сечении больше плазменного факела и был смещен в одну сторону от последнего, что достигается введением ножа 3, ограничивающего апертуру зондирующего пучка. Это позволяет получить в плоскости регистрации 8 одновременно интерферограмму (в области перекрытия возмущенной части одного пучка с невозмущенной частью другого) и фарадееграмму плазмы (где перекрытия пучков нет).

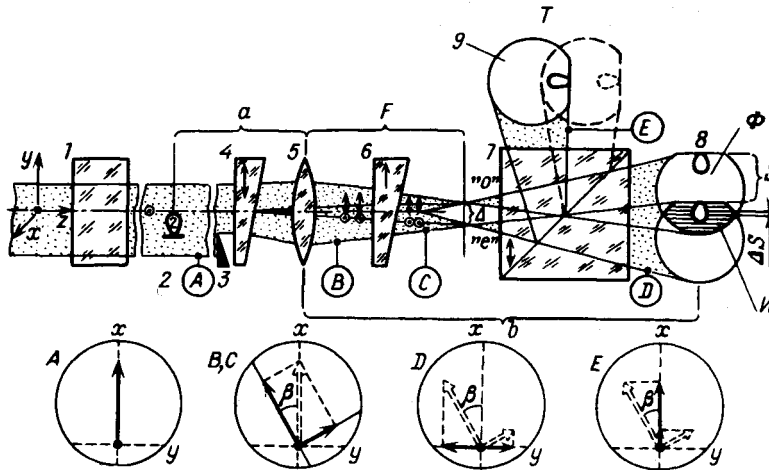


Рис. 1. Общий вид оптической схемы трехканального поляриоинтерферометра: 1 – входной поляризатор, 2 – плазма, 3 – нож, 4 – анализирующий клин, 5 – линза, 6 – регулирующий клин, 7 – поляризатор, 8 и 9 – плоскости регистрации; А, В, С, D, E – состояния поляризации зондирующего пучка в соответствующих сечениях; Т, Φ, И – теневой, фарадеевской и интерферометрический каналы

Ширина интерференционных полос (при данной длине волны  $\lambda$ ) определяется отношением величины  $\Delta$  к расстоянию  $b - F$  между фокальной плоскостью линзы и плоскостью регистрации (рис. 1). Последнее, в свою очередь, определяется выбором линзы и коэффициентом увеличения оптической системы и является фиксированной величиной. Поэтому для изменения ширины интерференционных полос  $\Delta S$  необходимо изменять величину  $\Delta$ . Для этой цели между линзой 5 и поляризатором 7 вводится второй клин 6 из исландского шпата, оптическая ось которого параллельна оптической оси клина 4, так что он, не меняя поляризации пучков, по-разному их преломляет. Изменение расстояния между линзой 5 и клином 6 позволяет изменять величину  $\Delta S$  без существенного изменения перекрытия пучков в области регистрации 8.

Теневое изображение плазмы образуется в плоскости 9 при отражении  $e$ -волны от внутренней грани призмы Глана 7. Его интенсивность  $I'_e = I \cos^2 \beta$ . При этом изображение, формируемое отражением  $o$ -волны, имеет существенно меньшую интенсивность  $I'_o = I \sin^2 \beta$  (поскольку  $\beta$  составляет лишь несколько градусов), так что, фактически на фотопленке 9 создается только одно изображение плазмы.

Существенным достоинством данной схемы по сравнению с приведенной в [5] (рис. 2.23) является отсутствие каких-либо деполаризующих элементов между плазмой и анализатором. Так, линза 5, передающая изображение плазмы, установлена после анализирующего клина 4. Это, в частности, позволяет использовать вместо линзы сложные высококачественные объективы несмотря на то, что они обладают большим деполаризующим эффектом.

Поскольку призма Глана имеет рабочую апертуру углов около  $8^\circ$ , то это накладывает определенные ограничения на угол расхождения  $\alpha$   $o$ - и  $e$ -волн после клина 6, апертуру зондирующего пучка  $D$  и фокусное расстояние линзы  $F$ . Для нормальной работы поляриоинтерферометра необходима предварительная проверка выполнения условия

$$\alpha + 2 \arctg (D/2F) < 8^\circ. \quad (1)$$

При выполнении условия (1) призма Глана будет работать как поляризатор для всех падающих на нее пучков.

Важными параметрами, характеризующими работу поляриоинтерферометра, являются величина разделения пучков на экране  $S$  и ширина интерференционных полос  $\Delta S$  (рис. 1). Изменение этих величин осуществляется путем соответствующего выбора углов  $\gamma_1, \gamma_2$  у клиньев 4, 6 и регулировкой расстояния  $x$  между линзой 5 и регули-



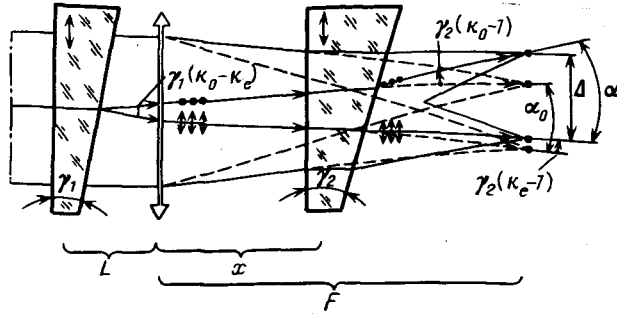


Рис. 2. Ход лучей в системе "клин анализирующий - линза - клин регулирующий". Штриховой линией изображен ход лучей в отсутствие регулирующего клина

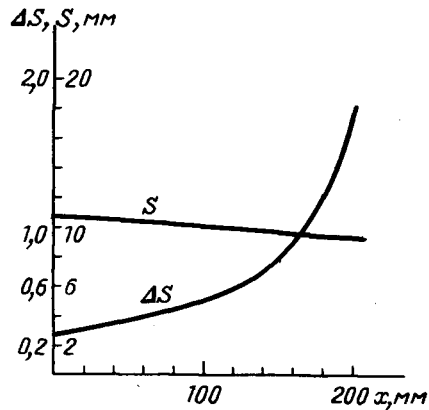


Рис. 3. Зависимость величин  $\Delta S$  и  $S$  от расстояния  $x$

ровочным клином  $b$ . Клинья изготавливаются из исландского шпата таким образом, чтобы их входная поверхность была параллельна оптической оси кристалла.

На рис. 2 изображен ход лучей в системе "клин - линза - клин". Величины  $\Delta S$  и  $S$  зависят от угла  $\alpha$  и от расстояния между фокальными пятнами  $\Delta$  следующим образом:

$$\Delta S = \lambda(b - F)/\Delta, \quad S = \Delta + \alpha(b - F), \quad (2)$$

где  $F$  - фокусное расстояние линзы,  $b$  - расстояние от линзы до пленки.

В случае малых углов клиньев можно получить следующие выражения для  $\Delta S$  и  $S$ :

$$\Delta S = \frac{\lambda(b - F)}{(\kappa_o - \kappa_e)\gamma_1[(1 + p)F - px]}, \quad (3)$$

$$S = (\kappa_o - \kappa_e)\gamma_1[(1 + p)b - L(b/F - 1) - px], \quad (4)$$

где  $\kappa_o$ ,  $\kappa_e$  - показатели преломления  $o$ - и  $e$ -волн,  $x$  - расстояние между клином  $b$  и линзой  $S$ ,  $p$  - отношение  $\gamma_2/\gamma_1$ ,  $L$  - расстояние между анализирующим клином и линзой.

Используя формулы (3), (4), можно для требуемых значений  $S$  и  $\Delta S$ , определить необходимые углы клиньев  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  и положение регулирующего клина  $x$ . При этом различные варианты будут отличаться чувствительностью ширины полос к перемещению регулирующего клина, т.е.  $d\Delta S/dx$ .

На рис. 3 представлены зависимости  $\Delta S(x)$  и  $S(x)$  для поляроинтерферометра, используемого в приводимых ниже измерениях, с параметрами  $\gamma_1 = 0,5^\circ$  и  $\gamma_2 = 2,5^\circ$ ,  $F = 200$  мм,  $b = 1200$  мм,  $\lambda = 532$  нм (вторая гармоника Nd-лазера). Видно, что при изменении  $x$  от 0 до  $F$  происходит сильное изменение ширины интерференционных полос  $\Delta S$  (от 0,3 до 1,8 мм) и слабое изменение разделения пучков  $S$  (от 11



Рис. 4. Интерферограмма (а), фарадееграмма (б) и тенеграмма (в) лазерной плазмы, полученные при помощи поляроинтерферометра, и схематическое представление этих изображений (z): (1 – мишень, 2 – область непрозрачности плазмы, 3 – область фарадеевского вращения, 4 – направление греющего пучка)

до 9 мм). Таким образом, схема позволяет производить значительные изменения  $\Delta S$  при практически неизменном  $S$ .

На рис. 4 для иллюстрации работы данного поляроинтерферометра представлены интерферограмма, фарадееграмма и тенеграмма лазерной плазмы, полученные за одну вспышку при начальной раскрестке  $\beta = 3^\circ$ . Схема позволяла получить пространственное разрешение  $\sim 20$  мкм. Минимальный измеряемый угол поворота составлял величину  $\sim 10'$ . В качестве мишени применялась фольга толщиной 50 мкм. Для нагрева плазмы использовался один канал четырехканальной лазерной установки Института физики плазмы и лазерного микросинтеза им. С. Калиского (ПНР, Варшава) с параметрами: длина волны  $\lambda = 1,06$  мкм, длительность  $t = 1$  нс, энергия  $E = 10$  Дж. Зондирование проводилось на второй гармонике лазера ( $\lambda = 0,53$  мкм) при длительности импульса  $t = 0,7$  нс с задержкой  $\Delta t = 1$  нс относительно максимума греющего излучения.

На фотографиях отчетливо видна разница в изображениях факела в фарадеевском и теновом каналах. На тенеграмме (рис. 4в) имеет место практически симметричное распределение интенсивности засветки пленки зондирующим пучком в области 3 (рис. 4z). На фарадееграмме (рис. 4б) видно локальное увеличение интенсивности

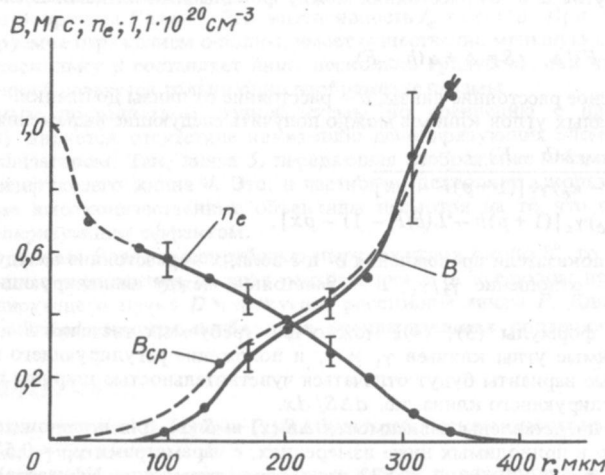


Рис. 5. Распределения  $n_e(r)$ ,  $B(r)$  и  $B_{cp}(y)$  в сечении плазменного факела на расстоянии 150 мкм от поверхности мишени, полученные при обработке изображений рис. 4

засветки в нижней половине области  $Z$  и уменьшение в верхней ее части. Такая асимметрия указывает на положительный поворот плоскости поляризации зондирующего пучка в нижней части факела и отрицательный поворот в верхней, что свидетельствует о различном знаке проекции вектора индукции магнитного поля на направление зондирования в этих областях плазмы. Это подтверждает тороидальную геометрию спонтанных магнитных полей в лазерной плазме.

Сравнением почернений в соответствующих точках фарадеевского и теневого каналов был восстановлен профиль угла поворота плоскости поляризации зондирующего излучения (см. (2.37)). Из интерферограммы плазмы получена информация о распределении набега фазы зондирующей волны, определяемого соотношением [10]

$$\delta \approx 4,46 \cdot 10^{-14} \lambda \int_0^{l_0} n_e dl, \quad (5)$$

где  $n_e$  [см<sup>-3</sup>] — электронная плотность плазмы,  $\lambda$  [см] — длина волны,  $l_0$  [см] — длина пути луча в плазме.

Зная угол поворота и набег фазы, можно просто определить среднюю величину проекции индукции магнитного поля на направление зондирования [10]:

$$B_{\text{ср}} \approx 1,7 \cdot 10^3 \varphi / \lambda \delta. \quad (6)$$

В предположении аксиальной симметрии плазменного факела можно восстановить пространственные распределения электронной плотности и индукции магнитного поля [9] путем численного решения уравнения Абеля [10]. На рис. 5 представлены результаты восстановления пространственных распределений электронной плотности  $n_e(r)$ , индукции магнитного поля  $B(r)$ , а также среднего значения проекции индукции магнитного поля  $B_{\text{ср}}(y)$  на направление зондирования в сечении плазменного факела на расстоянии  $\sim 150$  мкм от поверхности мишени. Видно, что в данном сечении наблюдается монотонный рост величины магнитного поля от предельно измеряемого значения  $\sim 10$  кГс вблизи оси греющего пучка до  $\sim 1$  МГс на радиусе 320 мкм. Надо отметить, что восстановление магнитного поля на краю области чувствительности поляроинтерферометра ( $r > 300$  мкм) проводится с невысокой точностью, так как в этой зоне набег фазы и угол поворота стремятся к нулю.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Stamper J.A., Ripin B.H.* // Phys. Rev. Lett. — 1975. — V. 34, № 3. — P. 138–141.
2. *Raven A., Willi O., Rumsby P.T.* // Phys. Rev. Lett. — 1978. — V. 41, № 8. — P. 554–557.
3. *Raven A., Rumsby P.T., Stamper J.A. et al.* // Appl. Phys. Lett. — 1979. — V. 35(7). — P. 526–528.
4. *Willi O., Rumsby P.T., Duncan C.* // Opt. Comm. — 1981. — V. 37, № 1. — P. 40–44.
5. *Burgess M.D.J., Luther-Davis B., Nugent K.A.* // Phys. Fluids. — 1985. — V. 28(7). — P. 2286–2297.
6. *Басов Н.Г., Воловски Е., Гамалий Е.Г. и др.* // Письма в ЖЭТФ, — 1987. — Т. 45, вып. 4. — С. 173–177.
7. *Stamper J.A., McLean E.A., Ripin B.H.* // Phys. Rev. Lett. — 1978. — V. 40, № 18. — P. 1177–1181.
8. *Бункин Ф.В., Касьянов Ю.С., Коробкин В.В., Мотылев С.Л.* // Квантовая электроника. — 1983. — Т. 10, вып. 11. — С. 2149–2151.
9. *Писарчик Т., Рупасов А.А., Саркисов Г.С., Шиканов А.С.* // Препринт / ФИАН. — М., 1989. — № 135.
10. *Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др.* // Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. — М. ВИНТИ. — 1982. — Т. 26, часть I.

MAUKA PUBLISHERS

Main Editorial Board for Literature on Physics and Mathematics

15, Leninsky prospect, Moscow, 117077, USSR

### DENSE PLASMA DIAGNOSTICS

BASOV N.G., ZAKHARENKOV Yu.A., RUPASOV A.A., SKLIZKOV G.V.,  
SHIKANOV A.S.

*P.N. Lebedev Physical Institute, USSR Academy of Sciences*

1989, 368 pages, ISBN 5-02-014034-1

**Readership:** Specialists in the fields of plasma and controlled thermonuclear fusion physics and physics of high-speed phenomena. Teaching staff of the institutes, postgraduates and last-year students specialized in the fields mentioned above.

**The Book:** The physical ideas of diagnostic methods of the inertially-confined plasma, i.e. the high-temperature nonstationary dense plasma produced at heating and compression of thermonuclear targets irradiated by powerful laser and charged particle beams are described. The peculiarities of the usage of the diagnostic methods with high temporal and spatial resolution of the plasma with unique parameters (the temperature is up to 100 millions degrees, the density is higher than solid state density by several orders, the velocities of implosion are up to 1000 km/s, characteristic dimensions are up to 1 micron) are discussed. The principally new methods of superdense plasma diagnostics are considered.

There is no monograph in the world scientific literature which treats the problems of dense plasma diagnostics with such completeness.

**Content.** Introduction. Methods of optic probing of the highly nonhomogeneous plasma. Diagnostic methods of radiation scattering on the plasma oscillations. Measurements of the spectrum of the plasma parametric turbulence. X-ray spectral diagnostics of the dense plasma. Methods of plasma X-ray image investigation. Probing of thermonuclear targets by X-ray radiation. Patrical diagnostics of the plasma. Measurement of the energy balance of the thermonuclear plasma heated by the laser. Research methods of target plasma "corona" hydrodynamite, USSR Academy of Sciences, laureate of Nobel, Lenin and USSR State prizes.

**The authors.** *Basov N.G.* — academician, director of P.N. Lebedev Physical Institute, USSR Academy of Sciences, laureate of Nobel and Lenin prizes.

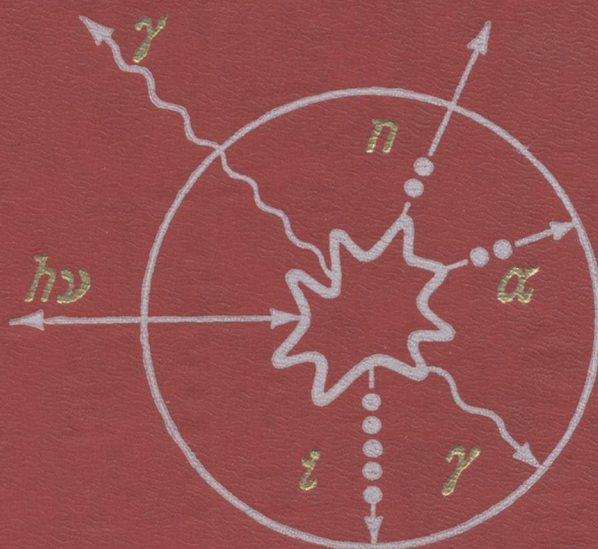
*Zakharenkov Yu.A.* — Candidate of Sciences (Phys.-Math.), senior research worker of P.N. Lebedev Physical Institute, USSR Academy of Sciences, USSR State prize laureate.

*Rupasov A.A.* — Candidate of Sciences (Phys.-Math.), senior research worker of P.N. Lebedev Physical Institute, USSR Academy of Sciences, USSR State prize laureate.

*Sklyzkov G.V.* — Doctor of Sciences, head of the laboratory of P.N. Lebedev Physical Institute, USSR Academy of Sciences, Lenin prize laureate.

*Shikanov A.S.* — Doctor of Sciences, main research worker of P.N. Lebedev Physical Institute, USSR Academy of Sciences, USSR State prize laureate.

# ДИАГНОСТИКА ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ



568509