

**LA GRANULARITÉ LASER (SPEKLE)
ET SES APPLICATIONS EN OPTIQUE**

M. FRANÇON

Institut d'Optique
et Université de Paris

Masson
Paris New York Barcelone Milan
1978

М. Франсон

ОПТИКА СПЕКЛОВ

Перевод с французского
под редакцией
профессора
Ю. И. ОСТРОВСКОГО

Издательство «МИР»
Москва 1980

Предисловие редактора перевода

Книга посвящена теории и практическому применению новых оптических методов, основанных на пятнистой структуре (спекл-структуре) изображений, получаемых в когерентном свете. Такие методы открывают новые возможности в отношении измерения смещений, деформаций, вибраций, определения формы и качества диффузных объектов, обработки изображений.

Рассчитана на широкий круг научных работников и специалистов, занимающихся проблемами когерентной оптики и применяющих лазерные методы в научных исследованиях.

Проф. М. Франсон хорошо известен в нашей стране, его книги «Фазовоконтрастный и интерференционный микроскоп», «Когерентность в оптике», «Структура оптического изображения», «Голография» переведены на русский язык и пользуются успехом у всех, кто изучает соответствующие разделы оптики. Я с удовольствием представляю советским читателям перевод новой книги М. Франсона «Оптика спеклов». Это первая книга на русском языке, посвященная новым оптическим методам, основанным на пятнистой структуре (спекл-структуре) изображений, получаемых в когерентном свете, и разнообразным применениям таких методов. Со свойственным автору педагогическим мастерством он вводит читателя в круг проблем, связанных со спеклами, и чрезвычайно просто, но в то же время достаточно строго объясняет сложные проблемы и методы. Надеюсь, что книга понравится советским читателям.

Перевод книги сделан канд-ми физ.-мат. наук В. К. Соколовым (гл. 6—10) и Е. Н. Шедовой (гл. 1—5).

Редактор и переводчики благодарят Луиса Марти, который прочел всю рукопись перевода и обратил наше внимание на ряд неточностей в формулах.

Ю. И. Островский

Редакция литературы по физике

1704050000

© Masson, Paris 1977

Ф 20405—062
041(01)—80 62—80

© Перевод на русский язык. «Мир» 1980

Введение

Если какой-нибудь предмет освещать лазером, то наблюдателю будет казаться, что поверхность предмета покрыта частыми мелкими пятнами. Нужно только, чтобы поверхность была диффузной, как, например, поверхность листа бумаги, бетонной стены или не слишком хорошо отполированной металлической пластинки. Все точки такой поверхности, освещаемой лазером, посылают на сетчатку глаза наблюдателя когерентные волны, способные интерферировать. Изображение каждой точки поверхности на сетчатке представляет собой дифракционную картину, которая определяется оптической системой глаза. Из-за интерференции этих дифракционных картин освещенная поверхность предмета и кажется наблюдателю пятнистой или, как сейчас принято говорить, покрытой «спеклами» (англ. speckles). В дальнейшем мы будем употреблять термин «спеклы» («спекл-структура»), а не эквивалентное ему во французском языке слово *granularité*.

Явление останется тем же самым, если мы заменим глаз фотоаппаратом: после проявления на фотографическом изображении будут наблюдаться спеклы, которые определяются апертурой объектива. Чем больше апертура, тем тоньше структура спеклов, поскольку диаметр дифракционной картины, создаваемой объективом, убывает с увеличением его апертуры. Но чтобы получить спеклы, совершенно необязательно иметь изображение объекта. Диффузный объект, освещаемый лазером, создает спекл-структуру во всем пространстве, которое его окружает. Достаточно поместить фотопластинку на каком-нибудь расстоянии от объекта, и на ней будут зарегистрированы спеклы. По аналогии с явлениями дифракции можно сказать, что в первом случае это спеклы Фраунгофера, а во втором — Френеля.

Если снять голограмму объекта, то спеклы будут наблюдаться и в восстановленном изображении, что в значительной степени снижает его качество. Поэтому специалисты работали над тем, как устранить спеклы. Но вскоре было замечено, что спеклы можно использовать в новых интересных методах исследования, которым и посвящена данная книга. В последние годы эти методы достигли такого уровня развития, что можно с определенностью сказать: открыта новая страница в оптике.

В предлагаемой читателю «Оптике спеклов» мы делаем упор на экспериментальной стороне вопроса (явления и их применения), не отходя при этом от теоретических положений, основанных на принципах фурье-оптики.

В гл. 1 мы сначала напомним читателю некоторые основные положения теории дифракции, а затем рассмотрим свойства спеклов в изображении диффузного объекта. Гл. 2 касается тех же проблем, но речь идет о спеклах, возникающих на конечном расстоянии от объекта. В оптике спеклов по большей части имеют дело с интерференцией света, рассеиваемого теми или иными диффузорами, поэтому гл. 3 посвящена явлению интерференции в диффузном свете. В гл. 4 рассматриваются явления интерференции при фотографической суперпозиции спекл-структур, смещенных в поперечном направлении: две или несколько одинаковых спекл-структур регистрируют на одной и той же фотопластинке, которую между экспозициями слегка смещают в ее плоскости. Это фундаментальный опыт Берча и Токарского, который, несомненно, явился отправной точкой для всех ныне существующих методик, использующих спеклы. В гл. 5 рассматриваются аналогичные явления при смещении фотопластинки в направлении, перпендикулярном ее плоскости.

Пять последующих глав посвящены практическим приложениям, в основе которых лежат указанные выше явления: гл. 6 — оптической обработке изображений, модулированных спеклами, гл. 7 — регистрации перемещений и деформаций диффузных объектов, гл. 8 — применениям в астрономии, гл. 9 — измерению шероховатости поверхностей. Наконец, в гл. 10 рассматриваются некоторые другие применения оптики спеклов, в частности для исследования прозрачных объектов, определения макрорельефа диффузных поверхностей, аппаратной функции и аберраций оптической системы, а также для исследования движения диффузных объектов. Особо отмечу астрономические приложения, примером которых может служить один из самых красивых экспериментов в оптике, проведенный астрономом Лабейри. Он исследовал двойные звезды, уподобляя атмосферную турбулентность диффузору, и, в частности, измерил замечательным методом, открывающим поистине невиданные возможности, их видимый диаметр.

В настоящее время опубликовано столь много работ по методам, использующим спеклы, что мы не смогли бы назвать в этой книге всех их авторов. Надеемся, что они не будут на нас в обиде.

Ссылки, указанные в названиях параграфов, не претендуют на полный охват литературы. Они могут служить читателю лишь ориентиром в длинном библиографическом списке, помещенном в конце книги.

М. Франсон
Париж, 1 февраля
1977 г.

СПЕКЛЫ В ИЗОБРАЖЕНИИ ДИФFUЗНОГО ОБЪЕКТА, ОСВЕЩАЕМОГО ЛАЗЕРОМ

§ 1. Изображение точечного источника света, преобразование Фурье

Пусть идеальный объектив O освещается точечным источником S , испускающим монохроматическое излучение с длиной волны λ (рис. 1). Сферическая волна Σ , исходящая из точки S , преобразуется в сходящуюся сферическую волну Σ' с центром в точке S' — геометрическом изображении точечного источника S . Известно, что действительное изображение в точке S' представляет собой небольшое по размеру световое пятно, структура которого определяется явлением дифракции. Структура пятна, или вид *дифракционной картины*, зависит от формы отверстия, образуемого оправой объектива. Чтобы определить эту структуру, необходимо рассмотреть явление дифракции на бесконечности — явление Фраунгофера. Выражение «дифракция на бесконечности» легко понять, если представить себе, что объектив O заменен двумя другими объективами с фокусными расстояниями в 2 раза большими, чем у объектива O . Тогда источник S будет находиться в фокальной точке первого из этих объективов, а изображение S' — в задней фокальной точке второго. Таким образом, второй объектив освещается источником, расположенным на бесконечности.

Если известна форма волновой поверхности Σ' , то можно рассчитать структуру дифракционного изображения точечного источника S , исходя из принципа Гюйгенса — Френеля. Предположим, что угловая апертура 2α объектива в пространстве изображений невелика и мы можем считать величину $\cos \alpha$ равной единице. Принцип Гюйгенса — Френеля позволяет математически описать явление дифракции, пользуясь *преобразованием Фурье*. Амплитуда в какой-либо точке P плоскости π' находится как фурье-образ (или спектр) распределения амплитуд и фаз на волновой поверхности Σ' . И наоборот, можно вычислить распределение амплитуд и фаз на волновой поверхности Σ' , если известно распределение амплитуд и фаз в дифракционной картине в точке S' . Распределение амплитуд и фаз на волновой поверхности Σ' есть обратный фурье-образ распределения амплитуд и фаз в дифракционной

картине. На основе преобразования Фурье и его свойств явление дифракции рассчитывается просто и изящно.

Рассмотрим для примера объектив O с круглой оправой. Амплитуда в плоскости изображения π' дается фурье-образом *круговой функции*. Пусть диаметр объектива O равен $2a$, а положение произвольной точки P , в которой вычисляется

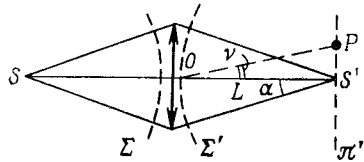


Рис. 1. Точечный источник S и его изображение S' .

амплитуда, определяется углом v . Введем обозначения

$$Z = K\alpha v, \quad K = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (1.1)$$

Амплитуда в точке P будет равна действительной величине

$$f(v) = \frac{2J_1(Z)}{Z}, \quad (1.2)$$

где $J_1(Z)$ — функция Бесселя первого порядка переменной Z . Кривые на рис. 2 и 3 показывают, как изменяются амплитуда

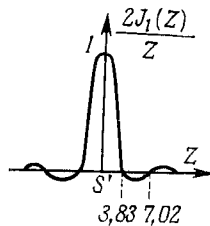


Рис. 2. Распределение амплитуды в картине дифракции на круглом отверстии.

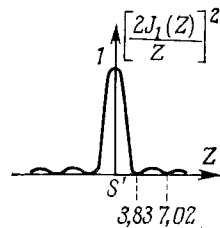


Рис. 3. Распределение интенсивности в картине дифракции на круглом отверстии.

$f(v)$ и интенсивность $I = |f(v)|^2$ в зависимости от Z . Очевидно, что рассматриваемая дифракционная картина имеет круговую симметрию (ее называют кругом Эйри). В ней имеется очень яркое центральное пятно, окруженное последовательностью светлых и темных колец. Нетрудно видеть, что амплитуда нечетных светлых колец отрицательна. Интен-

сивность светлых колец значительно меньше интенсивности центрального пятна и быстро убывает от центра к периферии. Для первого темного кольца таблица функций Бесселя дает значение $Z = 3,83$. По формуле (1.1) можно вычислить угловой радиус v этого кольца:

$$v = \frac{1,22\lambda}{2a}. \quad (1.3)$$

Угловой диаметр $2v$ центрального дифракционного пятна называют также угловым диаметром дифракционной картины.

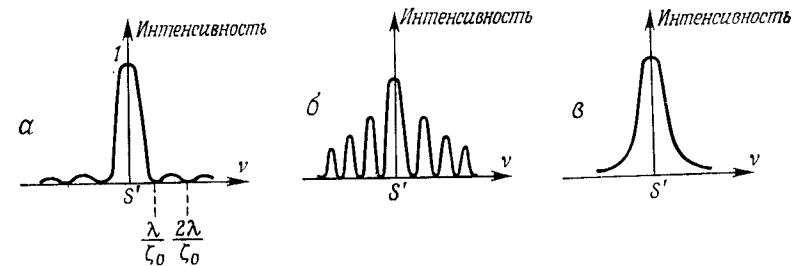


Рис. 4. а — картина дифракции на щели шириной ξ_0 ; б — дифракционная картина в случае кольцевого отверстия; в — дифракционная картина для круглого отверстия при поглощении, увеличивающемся от центра к краям.

Он будет тем больше, чем меньше диаметр $2a$ объектива O . Если ввести обозначение $l = OS'$ и учесть, что $\alpha = a/l$, то линейный диаметр дифракционной картины в плоскости π' (рис. 1) будет равен

$$2vl = \frac{1,22\lambda l}{a} = \frac{1,22\lambda}{\alpha}. \quad (1.4)$$

Так, в случае объектива с угловой апертурой $2\alpha = 1/4$ при $\lambda = 0,6$ мкм (желтая линия спектра) диаметр дифракционной картины составит 6 мкм.

На рис. 4 показано распределение интенсивности в дифракционной картине в трех разных случаях: рис. 4, а соответствует диафрагмированию объектива O экраном со щелью шириной ξ_0 , рис. 4, б — диафрагмированию объектива O экраном с отверстием в виде узкого кольца и, наконец, рис. 4, в — случаю, когда объектив с круглой оправой имеет неравномерное пропускание. Если, например, от центра к краям объектива поглощение увеличивается по закону Гаусса, то распределение интенсивности в дифракционной картине тоже следует закону Гаусса.

§ 2. Изображение точечного источника света при небольшой дефокусировке

Сместим плоскость наблюдения из положения π' в плоскость π'' (рис. 5), отстоящую от плоскости π' на расстояние δl , малое по сравнению с расстоянием OS' . Рассмотрим изображение точечного источника S в плоскости π'' . Точка S' (геометрическое изображение точки S) является центром сферической волны Σ , так как объектив O по-прежнему предполагается идеальным. Волны, дифрагированные различными точками

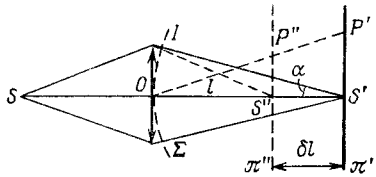


Рис. 5. Изображение точечного источника при небольшой дефокусировке.

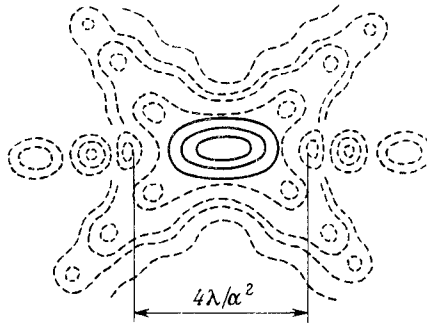


Рис. 6. Изофоты в окрестности изображения точечного источника (круглое отверстие).

волновой поверхности Σ , в точке S' синфазны, а в точку S'' приходят с разными фазами. Максимальная разность хода Δ в точке S'' равна $IS'' - OS''$. Этой разностью хода и объясняется снижение качества изображения в точке S'' .

Нетрудно показать, что

$$\Delta = \delta l \frac{\alpha^2}{2}. \quad (1.5)$$

Если требуется, чтобы дифракционная картина в точке S'' практически не отличалась от дифракционной картины в точке S' , то величина Δ должна быть значительно меньше длины волны света, испускаемого источником S . Тогда будем иметь

$$\delta l \ll \frac{2\lambda}{\alpha^2}. \quad (1.6)$$

Для большей ясности рассмотрим распределение интенсивности дифрагированного света в окрестности изображения S' . На рис. 6 показаны изофоты (кривые равной интенсивности) в окрестности точки S' . Наибольшая плотность световой энергии локализована в объеме, имеющем форму сигары, длина которой равна $4\lambda/\alpha^2$, а толщина — $1,22\lambda/\alpha$,

т. е. равна диаметру дифракционной картины. Распределение интенсивности в этом сигарообразном объеме видно в центральной части рис. 6.

§ 3. Изображение двух монохроматических точечных источников света

Рассмотрим теперь два точечных источника света S_1 и S_2 , таких, как показаны на рис. 7. В непрозрачном экране π сделаны два одинаковых очень малых круглых отверстия S_1 и S_2 , и экран освещают протяженным монохроматическим

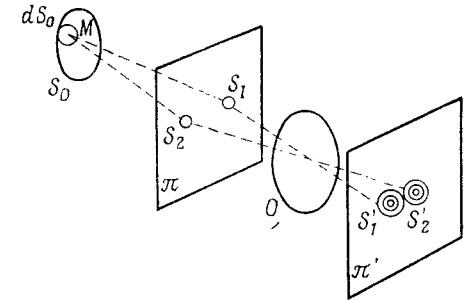


Рис. 7. Изображения S'_1 и S'_2 (дифракционные картины) двух отверстий S_1 и S_2 .

источником света S_0 , некогерентным и однородным. Эти отверстия, на которых дифрагирует свет источника S_0 , представляют собой два практически точечных источника. Изображения S'_1 и S'_2 источников S_1 и S_2 , формируемые объективом O , — это две дифракционные картины, каждая из которых идентична той, что была рассмотрена нами ранее (рис. 2). Предположим сначала, что на экран с отверстиями S_1 и S_2 падает свет лишь от элемента dS_0 поверхности источника S_0 с центром в точке M . Волны, дифрагировавшие на отверстиях S_1 и S_2 , имеют разность хода $\Delta = MS_1 - MS_2$ и соответственно этому разность фаз $\varphi = 2\pi\Delta/\lambda$, где λ — длина волны света, испускаемого источником S_0 . Точечные отверстия S_1 и S_2 , освещаемые источником dS_0 малых размеров, можно рассматривать как когерентные источники света.

Чтобы найти вид дифракционной картины в плоскости π' , нужно сложить амплитуды световых колебаний, учитывая при этом их разность фаз φ . Так, если $\varphi = \pi$, то амплитуды двух дифракционных картин вычитаются (рис. 8). Предположим теперь, что S_1 и S_2 освещаются другим элементом поверхности источника S_0 . Вид дифракционных картин в окрестности каждой из точек S'_1 и S'_2 не изменится, но разность фаз φ теперь уже будет другой и соответственно этому

другим будет распределение интенсивности в плоскости π' . На рис. 9 представлен случай, когда фазы световых колебаний в обеих дифракционных картинах совпадают.

Пусть теперь отверстия S_1 и S_2 освещаются одновременно двумя элементами поверхности источника S_0 . В этом случае необходимо сложить кривые, изображенные на рис. 8, в

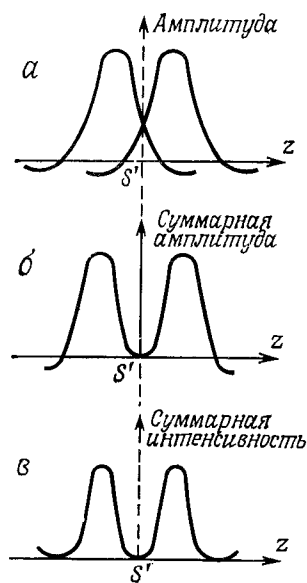


Рис. 8. *а* — распределение амплитуды в дифракционных картинах; *б* — суммарное распределение амплитуды в случае, когда волны в противофазе; *в* — суммарное распределение интенсивности.

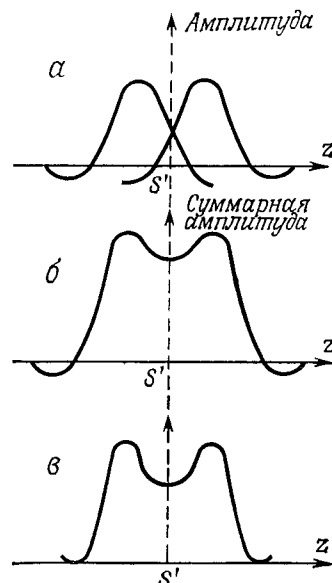


Рис. 9. *а* — распределение амплитуды в дифракционных картинах; *б* — суммарное распределение амплитуды в случае, когда волны в фазе; *в* — суммарное распределение интенсивности.

и 9, в. Поскольку свет разных элементов поверхности источника не является когерентным, т. е. волны, испускаемые этими элементами, некоррелированы по фазе, дифракционные картины нужно суммировать по интенсивности.

Рассмотрим, наконец, случай, когда на экран с отверстиями S_1 и S_2 падает свет от всей поверхности источника S_0 . Если разбить поверхность источника на множество элементов и повторить для них предыдущие рассуждения, то окажется, что распределение интенсивности в плоскости π' имеет такой же вид, как и при суммировании интенсивностей для двух дифракционных картин. Итак, два малых отверстия

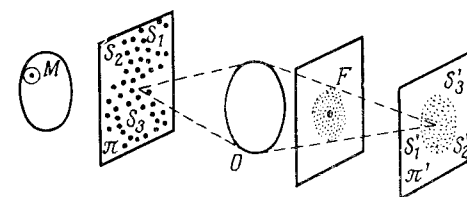
S_1 и S_2 , освещенные протяженным источником S_0 , ведут себя как *некогерентные* источники света и создают в плоскости π' распределение интенсивности, равное сумме интенсивностей двух дифракционных картин, создаваемых источниками S_1 и S_2 по отдельности.

Полученные выводы можно кратко сформулировать, пользуясь понятием дельта-функции Дирака. Если источники S_1 и S_2 когерентны, то распределение амплитуды в плоскости π' дается сверткой функции амплитуды дифракционной картины, создаваемой объективом O , с двумя дельта-функциями, соответствующими двум геометрическим изображениям S'_1 и S'_2 . Если же источники S_1 и S_2 некогерентны, то распределение интенсивности в плоскости π' представляет собой свертку функции интенсивности дифракционной картины, создаваемой объективом O , с теми же дельта-функциями.

§ 4. Изображение большого числа монохроматических точечных источников, расположенных хаотически

Допустим, что в схеме, представленной на рис. 7, в экране π имеется много одинаковых малых отверстий S_1, S_2, S_3 и т. д., расположенных хаотически (рис. 10). Предположим

Рис. 10. Экран π с большим числом хаотически расположенных малых отверстий и его изображение, создаваемое объективом O .



сначала, что отверстия S_1, S_2, S_3 и т. д. освещаются только элементом dS_0 поверхности источника S_0 с центром в точке M . Малые отверстия S_1, S_2, S_3 и т. д., на которых дифрагирует падающий свет, играют роль *когерентных* источников света. Каждому из них в плоскости изображения соответствует дифракционная картина с распределением амплитуды, показанным на рис. 2. Все дифракционные картины, создаваемые источниками S_1, S_2, S_3 и т. д., одинаковы, и, чтобы определить вид дифракционной картины в плоскости π' , нужно суммировать их амплитуды с учетом фаз. В результате суперпозиции дифракционных картин возникает очень сложная система отдельных пятен, размер наименьших из которых примерно равен диаметру дифракционного пятна, формируемого объективом O при его освещении точечным источником света [формула (1.3)]. Это и есть *спекл-структура*. На

рис. 11 показана суперпозиция одиннадцати дифракционных картин, центры которых распределены по прямой случайным образом. На рис. 11, а представлены кривые распределения амплитуды в отдельных дифракционных картинах, причем для каждой указана разность фаз φ (в градусах). На рис. 11, б показано соответствующее распределение интенсивности.

Увеличим размеры участка dS_0 , освещающего отверстия S_1, S_2, S_3 и т. д. Источники S_1, S_2, S_3 и т. д. станут *частично когерентными*, и контраст спеклов уменьшится. Если отверстия S_1, S_2, S_3 и т. д. осветить протяженным источником S_0 ,

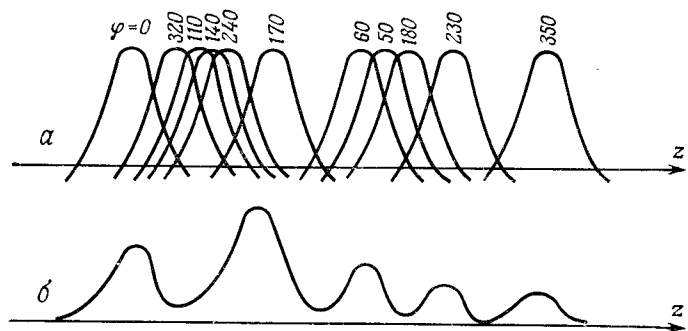


Рис. 11. а — кривые распределения амплитуд дифрагированных волн разными фазами; б — суммарное распределение интенсивности

то контраст спеклов станет равным нулю и они исчезнут. В последнем случае источники являются *некогерентными*, и, если они расположены в экране π достаточно часто, плоскость π' будет освещена равномерно.

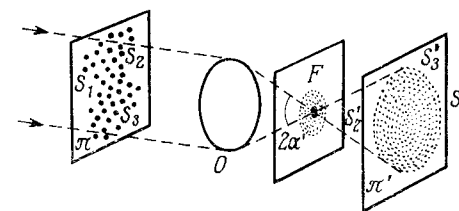
Используя понятие дельта-функции, говорят, что спеклы представляют собой результат свертки амплитуды дифракционной картины, формируемой объективом O , со всеми дельта-функциями, соответствующими геометрическим изображениям S'_1, S'_2, S'_3 и т. д. источников S_1, S_2, S_3 и т. д. Если же источники некогерентны, то берется такая же свертка *интенсивности* дифракционной картины.

§ 5. Спектр большого числа когерентных точечных источников

Для простоты будем считать, что точечный источник расположен на бесконечности. Он освещает экран π , в котором имеется множество малых отверстий S_1, S_2, S_3 и т. д. (рис. 12). Отверстия S_1, S_2, S_3 и т. д. выступают в роли когерентных источников. Нас интересует дифракционная картина в фо-

кальной плоскости F объектива O . Это картина дифракции на системе совершенно одинаковых малых отверстий S_1, S_2, S_3 и т. д. Данный случай отличается от рассмотренного ранее. В § 4 речь шла об *изображениях источников* $S_1, S_2, S_3, \dots$ в плоскости π' , и эти изображения представляли собой *дифракционные картины*, создаваемые объективом O , поскольку источники $S_1, S_2, S_3, \dots$ предполагались точечными. Здесь же мы наблюдаем в фокальной плоскости объектива O *дифракционную картину, создаваемую системой точечных источников* $S_1, S_2, S_3, \dots$. Это тоже дифракция на бесконечности, поскольку наблюдение ведется в фокальной плоскости

Рис. 12. Экран π с большим числом хаотически расположенных малых отверстий и его спектр, наблюдаемый в плоскости F .



объектива O . Дифракционная картина представляет собой *фурье-образ* (спектр) системы точечных источников. Волны, испускаемые всеми источниками $S_1, S_2, S_3, \dots$, приходят в фокус F объектива O в фазе, и, следовательно, в этой точке мы имеем максимум интенсивности. При удалении от нее интенсивность будет резко падать. В произвольной точке P фазы волн, посылаемых источниками $S_1, S_2, S_3, \dots$, принимают любые значения в интервале от 0 до 2π . В соседней точке, расположенной очень близко к точке P , фазы волн, идущих от $S_1, S_2, S_3, \dots$, иные, и даже если такие различия невелики, они могут приводить к существенным изменениям амплитуды и интенсивности. Вследствие таких флуктуаций интенсивности на картине, наблюдаемой в плоскости π' , возникает пятнистая структура. В фокальной плоскости F также наблюдаются спеклы, но они отличаются по происхождению от спеклов, наблюдаемых в плоскости π' . Спеклы в плоскости F тоже представляют собой мелкие световые пятна, причем диаметр наименьших из них того же порядка, что и диаметр дифракционной картины, обусловленной дифракцией света на объективе O и наблюдаемой в *фокальной плоскости* F . В плоскости π' размер дифракционных пятен определяется угловым диаметром 2α объектива O , соответствующим расстоянию от объектива O до плоскости π' . В фокальной же плоскости размер дифракционных пятен определяется угловым диаметром $2\alpha'$ (рис. 12), соответствующим расстоянию от объектива O до плоскости F . Поскольку $\alpha' > \alpha$,

спекл-структура в плоскости F будет более тонкой, чем в плоскости π' [формула (1.4)].

На практике источники S_1, S_2, S_3 и т. д. всегда имеют конечные размеры и спектр в плоскости F не простирается до бесконечности. Это классическая задача оптики, и мы приведем только окончательные результаты. Если отверстия $S_1, S_2, S_3, \dots$ имеют одинаковую форму, одинаково ориентированы и хаотически расположены в плоскости π , то распределение интенсивности дифрагированного света в плоско-

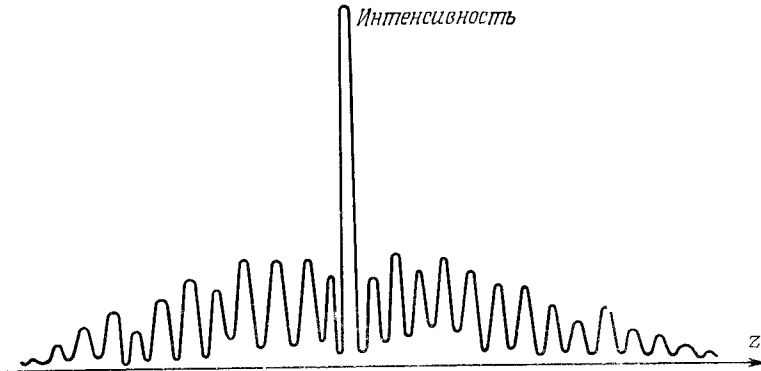


Рис. 13. Распределение интенсивности в спектре экрана с большим числом хаотически расположенных малых отверстий.

сти F будет модулировано *дифракционной картиной, создаваемой каждым из этих отверстий в отдельности*. Это распределение показано на рис. 13. В центре дифракционной картины интенсивность максимальна, и здесь мы имеем практически дифракционную картину, формируемую объективом O при освещении его одним точечным источником, расположенным на бесконечности. Если число отверстий равно N , то интенсивность в центре пропорциональна N^2 , поскольку все волны приходят в фокальную точку F в фазе. Вокруг очень яркого центрального пятна распределяется остальная часть дифрагированного света, обусловленная дифракцией на отверстиях. Как мы уже говорили, эта часть дифракционной картины и представляет собой спекл-структуру.

Чем меньше диаметр отверстий $S_1, S_2, S_3, \dots$, тем сильнее растягивается спектр в плоскости F . Плоскость π , в которой расположены отверстия, можно рассматривать как диффузор. Спектр же этого диффузора можно рассматривать как другой диффузор, размеры которого в плоскости F тем больше, чем тоньше структура диффузора, расположенного в плоскости π .

§ 6. Спектр большого числа когерентных точечных источников, образующих идентичные, одинаково ориентированные и хаотически расположенные пары

Пусть в экране π (рис. 14) имеются совершенно одинаковые малые отверстия, объединенные в пары, которые мы обозначим через $(S_{11}, S_{12}), (S_{21}, S_{22})$ и т. д. Расстояние между двумя отверстиями S_{i1}, S_{i2} одной пары одинаково для всех пар и равно ξ_0 . Прямые, соединяющие отверстия одной пары

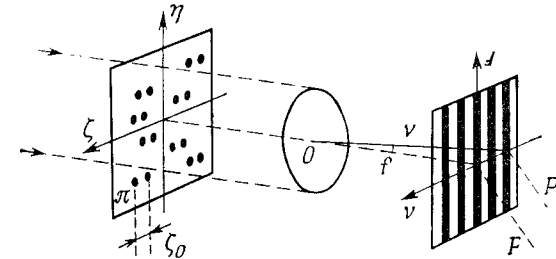


Рис. 14. Спектр экрана, содержащего большое число хаотически расположенных пар отверстий.

S_{i1}, S_{i2} , параллельны одному и тому же выделенному направлению и, следовательно, параллельны друг другу. Пары отверстий расположены в плоскости π хаотически. Такой экран с парами отверстий можно получить простым смещением экрана с одиночными отверстиями $S_{11}, S_{21}, S_{31}, \dots$ на расстояние ξ_0 в его плоскости. Не рассматривая центральной области вокруг точки F и учитывая полученные ранее результаты, можно сказать, что спектр полного набора отверстий имеет такой же вид, как и спектр одной пары малых отверстий, но интенсивность его в N раз больше, чем N — число пар. Как известно, спектр двух малых отверстий состоит из полос Юнга, вытянутых в направлении, перпендикулярном прямой, соединяющей эти отверстия. Угловое расстояние между двумя соседними светлыми или темными полосами равно

$$v = \frac{\lambda}{\xi_0}. \quad (1.7)$$

Представим точечные источники $S_{11}, S_{21}, S_{31}, \dots$ функцией $D(\eta, \xi)$ двух переменных η, ξ . Экран π , содержащий *полный* набор отверстий, можно представить сверткой

$$D(\eta, \xi) \otimes [\delta(\eta, \xi) + \delta(\eta, \xi - \xi_0)] \quad (1.8)$$

[где $\delta(\eta, \xi)$ — дельта-функция для точки с координатами η, ξ], поскольку смещение экрана эквивалентно свертке с дельта-функцией $\delta(\eta, \xi - \xi_0)$ и, кроме того,

$$D(\eta, \xi) \otimes \delta(\eta, \xi) = D(\eta, \xi). \quad (1.9)$$

Спектр, соответствующий набору отверстий в экране π , вычисляется как фурье-образ выражения (1.8), в котором функция $D(\eta, \xi)$ дает амплитуду в точке с координатами η, ξ . Функция $D(\eta, \xi)$ описывает диффузор, а ее фурье-образ

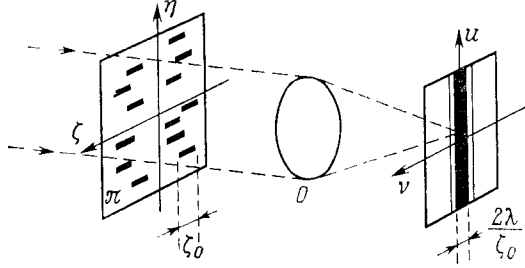


Рис. 15. Спектр экрана, содержащего большое число хаотически расположенных малых щелей.

$\tilde{D}(u, v)$ — спекл-структуру, возникающую в фокальной плоскости Fuv . Известно, что фурье-образ суммы двух дельта-функций равен $1 + \exp(j2\pi v \xi_0 / \lambda)$, где $j = \sqrt{-1}$. Тогда, поскольку мы не рассматриваем центральной области вокруг точки F , фурье-образ распределения (1.8) амплитуд в плоскости экрана π будет равен

$$\tilde{D}(u, v) \left(1 + e^{j \frac{2\pi v \xi_0}{\lambda}}\right). \quad (1.10)$$

С точностью до постоянного множителя для интенсивности будем иметь выражение

$$I = |\tilde{D}(u, v)|^2 \cos^2 \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}, \quad (1.11)$$

откуда видно, что диффузный фон модулирован полосами Юнга, расстояние между которыми дается формулой (1.7). Заметим, что для описания экрана π , содержащего рассматриваемый набор отверстий, мы могли воспользоваться функцией автокорреляции с тремя амплитудными значениями 1, 2, 1. Ее фурье-образ есть функция вида $\cos^2 x$ и сразу дает распределение интенсивности в фокальной плоскости Fuv .

Рассмотрим теперь малые отверстия в виде узких параллельных светящихся щелей, вытянутых в одном и том же направлении и хаотически расположенных в экране (рис. 15). Длина всех щелей одинакова и равна ξ_0 . Будем рассматривать щели как когерентные источники. Пусть N — число щелей; тогда спектр в плоскости F имеет тот же вид, что и спектр для одной щели, но интенсивность его в N раз больше.

Здесь мы снова не рассматриваем непосредственно вблизи точки F , хотя она и имеет значительную интенсивность. Тогда в плоскости Fuv будет наблюдаться классический спектр одной щели, интенсивность в котором меняется в направлении Fv , параллельном нашим щелям. При этом, поскольку щели считаются бесконечно узкими, интенсивность света в направлении, перпендикулярном щелям, будет постоянной. Пренебрегая дифракционными полосами высоких порядков, можно сказать, что в наблюдаемом спектре дифрагированный свет сосредоточен в узкой полосе шириной $2v = 2\lambda / \xi_0$.

Рассмотрим теперь совокупность точечных источников, каждый из которых расположен на одном из концов всех бесконечно узких щелей. Как и ранее, эту совокупность можно описать функцией $D(\eta, \xi)$. Тогда экран π со всеми щелями будет описываться сверткой

$$D(\eta, \xi) \otimes \text{Rect}\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right), \quad (1.12)$$

поскольку каждая щель описывается сверткой одного из ее концов с прямоугольной функцией шириной ξ_0 . Амплитуда спектра в плоскости Fuv будет описываться функцией

$$\tilde{D}(u, v) \frac{\sin \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}}{\frac{\pi v \xi_0}{\lambda}}, \quad (1.13)$$

а интенсивность — функцией

$$|\tilde{D}(u, v)|^2 \left(\frac{\sin \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}}{\frac{\pi v \xi_0}{\lambda}} \right)^2. \quad (1.14)$$

Отсюда видно, что диффузный фон $|\tilde{D}(u, v)|^2$ модулирован функцией $\text{sinc}(\pi v \xi_0 / \lambda)$, описывающей дифракционную картину от одной щели шириной ξ_0 . Заметим, что это выражение для интенсивности можно сразу получить как фурье-образ функции автокорреляции прямоугольной функции.

§ 7. Спеклы в изображении объекта, освещаемого лазером

На практике обычно имеют дело с двумя типами диффузных объектов: диффузно отражающими и диффузно пропускающими. Вариации толщины объекта, его отражательной и поглощательной способностей, а также вариации показателя преломления — все это приводит к рассеянию света. В случае объектов, называемых диффузными, такие вариации велики по сравнению с длиной волны света. К диффузно отражающим объектам относятся шероховатые поверхности камней, бетона, дерева, неполированная металлическая поверхность и т. д. Широко известный пример диффузно пропускающего объекта — матовое стекло. Трудно определить ту степень качества, по достижении которой объект можно считать хорошо отполированным, поскольку на практике важна не только высота неровностей поверхностей, но и их протяженность, т. е. важен наклон элементов микропрофиля диффузного объекта. Отступления от плоскостности не превышают одной угловой минуты для оконного стекла и составляют менее одной секунды для оптически отполированных поверхностей. Конечно, эти цифры дают представление только о порядке величины¹⁾.

Рассмотрим какой-либо диффузный объект, например диффузно пропускающий (матовое стекло). Пусть матовое стекло освещается источником конечных размеров и с помощью объектива O формируется его изображение. Каждая точка объекта имеет своим изображением дифракционную картину, размеры которой определяются только объективом и условиями эксперимента. Все точки поверхности матового стекла, освещаемого протяженным источником, некогерентны, а поэтому изображением объекта в данном случае будет дифракционная картина, представляющая собой суперпозицию по интенсивности всех дифракционных картин, соответствующих разным точкам поверхности матового стекла. Таким образом, изображение равномерно освещенного объекта тоже освещено равномерно. Этот случай был уже рассмотрен в § 4.

Если диффузный объект G освещают лазером (рис. 16), т. е. практически точечным источником, испускающим монохроматическое излучение (иначе говоря, источником света с высокой пространственной и временной когерентностью), то световые волны, рассеиваемые всеми точками поверхности объекта, когерентны и, следовательно, способны интерфери-

¹⁾ Эти оценки относятся к отступлениям от макроформы поверхностей, т. е. формы, усредненной по элементам микроструктуры. — *Прим. ред.*

ровать. Когда смотришь на такой объект, то, к своему удивлению, обнаруживаешь на его изображении очень тонкую пятнистую структуру, на нем как бы «кишит» множество светлых точек. Это не что иное, как спеклы, которые возникают вследствие интерференции световых волн, исходящих из разных точек объекта и формирующих его изображение. Мы уже говорили об этом явлении в § 4. На рис. 86 (стр. 90) приведена фотография спекл-структуры, полученная с большим увеличением.

Такое изображение представляет собой результат сложения амплитуды всех дифракционных картин, соответствующих разным точкам объекта, с учетом разности фаз, обус-

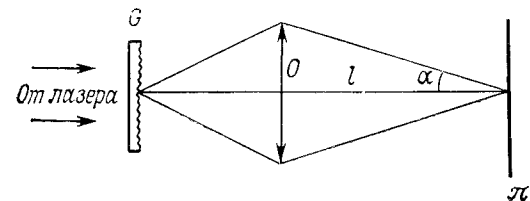


Рис. 16. Спекл-структура в изображении π' матового стекла, освещаемого лазером (диффузно пропускающий объект).

ловленной вариациями толщины матового стекла. На изображении возникает множество световых пятнышек, расположенных совершенно хаотически. Диаметр ϵ наименьших из них приблизительно равен диаметру дифракционной картины от объектива, формирующего изображение. Пусть $2a$ — диаметр объектива O (рис. 16), а l — расстояние от O до плоскости наблюдения π' . Если $\alpha = a/l$, то, согласно формуле (1.4),

$$\epsilon \approx \frac{\lambda}{\alpha}. \quad (1.15)$$

Если объект освещается параллельным пучком, падающим на него под некоторым углом, то при смещении объекта в его собственной плоскости разность фаз волн, исходящих из его разных точек, не изменяется. Поэтому спекл-структура в плоскости π' тоже останется без изменений, она лишь будет следовать за перемещением объекта. Это важный момент, который мы используем в дальнейшем. Если же объект G повернуть в его плоскости, то относительные фазы и спекл-структура изменятся (во всех случаях, кроме случая нормального падения пучка на объект G). То же самое происходит и тогда, когда мы имеем дело с диффузно отражающим объектом. Предположим, что диффузно отражающий

объект, толщина которого колеблется относительно некоторой средней плоскости, освещается наклонным пучком лазера (рис. 17). Если объект сместить в его плоскости, то относительные фазы волн, испускаемых разными его точками, не изменятся и, следовательно, спекл-структура в плоскости π' сохранится. Но чтобы поворот объекта в его плоскости не вызывал изменений в спекл-структуре, нужно обеспечить нормальное падение пучка на объект, пользуясь, например, схемой, представленной на рис. 18.

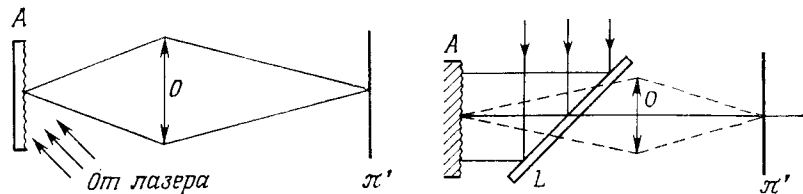


Рис. 17 Спекл-структура в изображении π' диффузно отражающего объекта, освещаемого лазером.

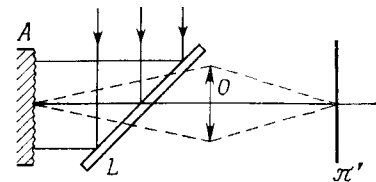


Рис. 18. Схема с нормальным падением света на диффузный объект А.

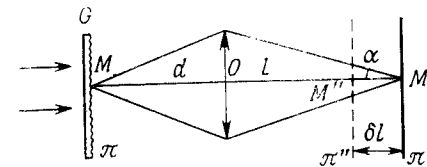
Если в некоторой плоскости перед объективом O поместить диафрагму и перемещать ее в этой плоскости, то спекл-структура в плоскости π' будет изменяться. Смещение диафрагмы эквивалентно введению некоторого фазового множителя, неодинакового для разных точек объекта, дифрагирующих свет. При изменении положения диафрагмы изменяются разности фаз в плоскости π' между дифракционными картинками, соответствующими разным точкам объекта G , а это и приводит к изменению спекл-структуры.

§ 8. Изменение спекл-структуры при смещении плоскости наблюдения [6, 169]

Представим себе диффузно пропускающий объект G , освещаемый лазером (рис. 19). Пусть это будет матовое стекло, изображение которого формируется в плоскости π' объективом O . Если сместить плоскость наблюдения π' в направлении перпендикуляра к ней, то вид дифракционных картин, являющихся изображениями разных точек матового стекла, изменится (§ 1). Поскольку спекл-структура в плоскости π'' представляет собой результат интерференции этих дифракционных картин, она также изменится. Но если смещение δl плоскости наблюдения не слишком велико, то между спекл-структурами в плоскостях π' и π'' будет некая корреляция. Как мы видели в § 1, изображением каждой точки диффуз-

ного объекта является дифракционная картина, которая в пространстве трех измерений имеет форму сигары длиной $4\lambda/\alpha^2$ и толщиной λ/α , равной диаметру центрального пятна дифракционной картины, получаемой при дифракции света на объективе O . Такие «сигары» ориентированы так, как показано на рис. 20 и, разумеется, хаотически расположены

Рис. 19. Изменение спекл-структуры при смещении плоскости наблюдения.



в пространстве. Если смещение δl мало по сравнению с половиной длины «сигары», то будет существовать корреляция между спекл-структурами в плоскостях π' и π'' . Для этого должно выполняться условие (1.6). Если оно выполняется, то для спекл-структур в плоскостях π' и π'' можно ввести коэффициент подобия

$$\frac{M''P''}{M'P'} = \frac{l - \delta l}{l} = 1 - \frac{\delta l}{l}. \quad (1.16)$$

Из формулы (1.16) и условия (1.6) следует, что для увеличения коэффициента подобия при заданном δl нужно

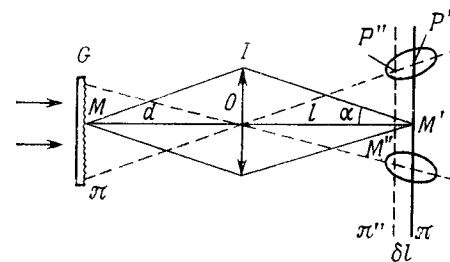


Рис. 20. Малые дифракционные объемы («сигары») в трехмерном пространстве.

уменьшать угловую апертуру 2α объектива O . К такому же выводу мы приходим, если рассмотрим смещение не плоскости π' , а самого диффузного объекта G .

Аналогичный результат будет получен и в том случае, когда объект G и плоскость π' остаются на своих местах, а объектив O смещается в направлении, параллельном его оси. Но при $d = l$, т. е. в симметричной схеме, смещение δl объектива очень слабо влияет на разность хода $\Delta = MIM' - MOM'$. В этом случае изменения разности хода Δ приводят к появлению поправок высоких порядков (выше второго)

в величине α , а при сделанных нами допущениях ими можно пренебречь. Отсюда следует, что при одном и том же коэффициенте подобия в симметричной схеме угловая апертура объектива может быть больше, чем при других относительных расположениях элементов схемы.

Наконец, можно наблюдать спеклы в изображении диффузного объекта G при разных увеличениях, смещая для этого объектив и плоскость наблюдения. В этом случае спекл-структуры подобны и коэффициент подобия равен отношению увеличений [62].

§ 9. Спекл-структура, наблюдаемая в изображении диффузного объекта при изменении длины волны света [168, 217]

Вернемся к схеме рис. 16. Диффузный объект G , например матовое стекло, освещают лазером и наблюдают спеклы в его изображении, которое получают в плоскости π' при помощи объектива O . Сначала мы наблюдаем спеклы в свете

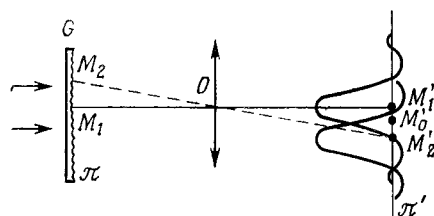


Рис. 21. Изменение спекл-структуры в плоскости π' при изменении длины световой волны.

с длиной волны λ , а затем, не меняя положения элементов схемы, — в свете с длиной волны λ' . Будем считать, что хроматизм объектива O можно пренебречь. Спеклы в свете с длиной волны λ представляют собой сумму по амплитуде дифракционных картин от разных точек матового стекла. Разумеется, такая сумма берется с учетом изменений фаз, обусловленных вариациями толщины матового стекла. То же самое можно сказать о спеклах, наблюдаемых в свете с длиной волны λ' .

Рассмотрим две произвольные точки M_1 и M_2 на поверхности матового стекла (рис. 21). В плоскости изображений им соответствуют две дифракционные картины, центрами которых являются геометрические изображения M'_1 и M'_2 точек M_1 и M_2 . Предположим, что наблюдение ведется в свете с длиной волны λ , и рассмотрим дифракционную картину, обусловленную волнами, исходящими только из точек M_1 и M_2 . Полная амплитуда света в какой-либо точке M'_0 пло-

скости π' равна сумме амплитуд дифракционных картин, соответствующих выбранным точкам. Эти амплитуды выражаются комплексными числами, так как необходимо учитывать разность фаз, обусловленную различием толщины матового стекла в точках M_1 и M_2 . Если n — показатель преломления, а δe — разность толщин матового стекла в точках M_1 и M_2 , то разность хода в точке M'_0 будет $\Delta_G = (n - 1)\delta e$ и разность фаз $\varphi_G = 2\pi\Delta_G/\lambda$. Параметр Δ_G есть характеристика структуры поверхности диффузного объекта, в данном случае матового стекла. Для света с длиной волны λ' разность фаз можно записать как $\varphi'_G = 2\pi\Delta_G/\lambda'$, если только величина $\delta\lambda = \lambda - \lambda'$ достаточно мала, чтобы можно было считать параметр Δ_G постоянным. Изменение разности фаз φ_G , соответствующее изменению длины волны света, будет равно

$$2\pi\Delta_G \frac{\delta\lambda}{\lambda^2}. \quad (1.17)$$

Две спекл-структуры, наблюдаемые в свете разных длин волн, практически совпадают, если выполняется условие

$$\Delta_G \frac{\delta\lambda}{\lambda^2} \ll 1, \quad (1.18)$$

где Δ_G — некоторое среднее для рассматриваемого матового стекла значение. Если условие (1.18) не выполняется, то нарушение корреляции будет зависеть от параметра Δ_G , т. е. от структуры поверхности матового стекла.

§ 10. Спекл-структура, наблюдаемая в белом свете [72]

Спеклы в изображении объекта, освещаемого белым светом, можно создать искусственно, если нанести на поверхность объекта соответствующее покрытие. Специальные покрытия делают из очень мелких прозрачных и непрозрачных шариков, причем непрозрачные — белого цвета. Такое покрытие действует как «катафот»: большая часть света, исходящего из источника, посылается обратно на источник. Если разрешающая способность объектива, формирующего изображение объекта, достаточно велика, то в изображении будет наблюдаться множество мелких световых пятен, которые выглядят как настоящие спеклы.

Если с объектом нельзя поступить указанным выше способом (допустим, это пейзаж), то можно модулировать его изображение при помощи дополнительного диффузора, помещенного перед фотопластинкой, на которой регистрируют изображение. Целесообразность такой модуляции станет ясна

когда речь пойдет об обработке оптических изображений (гл. 6).

В некоторых случаях объекты, встречающиеся в природе, сами по себе имеют достаточно тонкую структуру, которая дает спеклы на изображении. Примером подобных объектов могут служить песок, трава, каменные осыпи, лес, видимый с самолета, и т. д. Такие объекты не нуждаются в модуляции изображения при помощи дополнительных диффузоров, и к ним прямо применимы методы, рассматриваемые в гл. 6.

СПЕКЛЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ НА КОНЕЧНОМ РАССТОЯНИИ ОТ ДИФФУЗНОГО ОБЪЕКТА, ОСВЕЩАЕМОГО ЛАЗЕРОМ

§ 1. Дифракция Френеля и дифракция Фраунгофера в трех измерениях

Представим себе экран E_1 с отверстием T , освещаемый параллельным пучком света монохроматического точечного источника (рис. 22). Пусть отверстие T круглое. В плоскости E_2 , находящейся на конечном расстоянии от плоскости E_1 , будет наблюдаться дифракционная картина Френеля от отверстия T . Мы будем считать, что диаметр отверстия T мал по сравнению с расстоянием E_1E_2 .

Сначала рассмотрим дифракционные явления на оси отверстия. Интенсивность в точке M представляет собой результат интерференции волн, испускаемых всеми точками круглого отверстия T . Разность хода в точке M для волн, исходящих из центра C и из крайней точки A отверстия T , дается выражением

$$\Delta = AM - CM = \frac{a^2}{2l}, \quad (2.1)$$

где a — радиус отверстия, а l — расстояние E_1E_2 . Разность хода в точке M для волн, испускаемых двумя произвольными точками круглого отверстия T , меняется в интервале от 0 до Δ , так как Δ — максимальная разность хода волн для рассматриваемого отверстия. Сместим плоскость наблюдения на расстояние δl . Если величина δl достаточно мала, то вид интерференционной картины в точке M' будет практически таким же, как и в точке M . Какой бы ни была интенсивность света в точке M , ее изменения вдоль отрезка MM' пренебрежимо малы. Из выражения (2.1) видно, что смещению на δl соответствует изменение разности хода на $a^2\delta l/2l^2$. Чтобы вид интерференционной картины оставался неизменным вдоль отрезка MM' , изменение разности хода должно быть значительно меньше длины волны света λ . Поскольку $\alpha = a/l$, получаем условие

$$\delta l \ll \frac{2\lambda}{\alpha^2}, \quad (2.2)$$

которое мы уже встречали в гл. 1, § 2.

Рассматривая явления не на оси отверстия, например в точке P , находящейся на расстоянии MP от оси, малом по

сравнению с расстоянием l , мы получим практически те же результаты. Вдоль отрезка PP' условия интерференции останутся неизменными. Можно утверждать, что дифракционные картины Френеля в плоскостях E_2' и E_2 подобны, причем коэффициент подобия для распределения интенсивностей в этих двух плоскостях равен $1 - \delta l/l$. Если экран E_2 сместить на

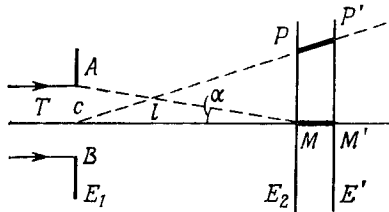


Рис. 22. Изменение разности хода при смещении плоскости наблюдения, находящейся на конечном расстоянии от объекта.

расстояние, превышающее $2\lambda/\alpha^2$, то дифракционная картина Френеля изменится. Из формулы (2.2) видно, что чем больше расстояние E_1E_2 , тем медленнее меняется дифракционная картина.

Начиная с некоторого достаточно большого расстояния между экранами E_2 и E_1 , экран E_2 можно отодвигать сколь угодно далеко. Пока допустимое смещение δl конечно, мы имеем дело с дифракцией Френеля. Если и дальше удалять экран E_2 , то мы постепенно перейдем в область дифракции Фраунгофера (дифракции на бесконечности), где δl может принимать практически любые значения.

Теперь поместим в плоскости отверстия T непрозрачный экран с множеством хаотически расположенных малых отверстий (на рис. 23 они изображены в виде темных точек).

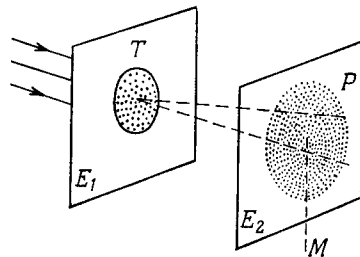


Рис. 23. Наблюдаемая на конечном расстоянии дифракция света от большого числа хаотически расположенных малых отверстий в экране, закрывающем отверстие T .

Все эти отверстия испускают когерентные световые волны. Поскольку отверстия очень малы, пятна дифрагировавшего на них света в плоскости наблюдения E_2 велики. Вследствие интерференции световых волн в плоскости E_2 будет наблюдаться спекл-структура, состоящая из ярких мелких пятнышек.

В произвольно выбранную точку экрана P приходит множество волн, фазы которых распределены случайным образом. Если слегка сместить экран E_2 , то относительные фазы этих волн изменятся незначительно. Для этого нужно только, чтобы смещение экрана E_2 удовлетворяло неравенству (2.2). Тогда при переходе из точки P_2 в точку P_2' (рис. 24) картина интерференции практически не изменится. Можно представить себе целый ряд пар параллельных плоскостей, разделенных тем расстоянием, на которое можно смещать

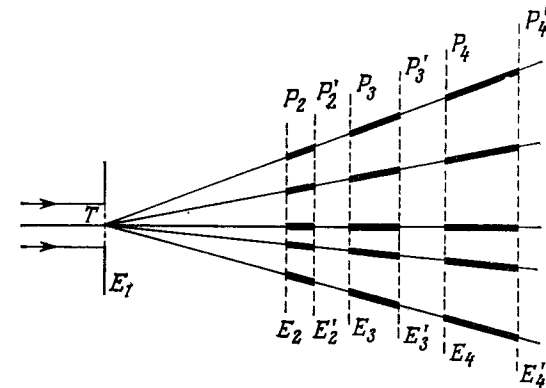


Рис. 24. Подобные спекл-структуры, наблюдаемые в двух соседних плоскостях (E_2 и E_2' и т. д.).

плоскость наблюдения без существенных изменений в структуре спеклов (т. е. с сохранением подобия). Так, спекл-структура в плоскости E_2 будет подобна (с коэффициентом подобия $1 - E_2E_2'/l$, где $l = E_1E_2$) спекл-структуре в плоскости E_2' (или в другой, более близкой к E_2 плоскости) и такое же подобие (с аналогичным коэффициентом подобия) сохранится для плоскостей E_3 и E_3' (или другой, более близкой к E_3 плоскости) E_4 и E_4' и т. д.

В той области пространства, где расстояния E_2E_2' , E_3E_3' и т. д. конечны, наблюдаются спеклы Френеля. Если же все больше и больше удалять плоскость наблюдения, то мы постепенно перейдем в область спеклов Фраунгофера, где расстояние между плоскостями E_n и E_n' бесконечно велико.

§ 2. Спеклы, наблюдаемые на конечном расстоянии от диффузного объекта

На рис. 25а представлен случай диффузно отражающего, а на рис. 25б — диффузно пропускающего объекта. Рассмотрим картину дифракции, наблюдаемую на расстоянии, большом

по сравнению с размером диафрагмы, которой ограничивается диффузный объект A . Микронеровности поверхности объекта A (рис. 25а) дают такой же эффект, как и малые отверстия на рис. 23 и 24, и в любой плоскости E_2 будут наблюдаться спеклы. То же самое мы получим и в случае диффузно пропускающего объекта (рис. 25б). И в том,

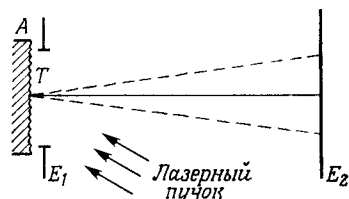


Рис. 25а. Наблюдение спекл-структуры на конечном расстоянии от диффузно-отражающего объекта.

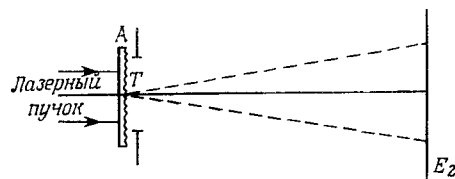


Рис. 25б. Наблюдение спекл-структуры на конечном расстоянии от диффузно-пропускающего объекта.

и другом случае размытость дифракционных пятен света в плоскости E_2 будет тем больше, чем мельче микронеровности поверхности объекта A .

Спекл-структуру, создаваемую диффузным объектом, можно наблюдать, взяв, например, матовое стекло. При помощи микрообъектива O (рис. 26) с увеличением порядка 20

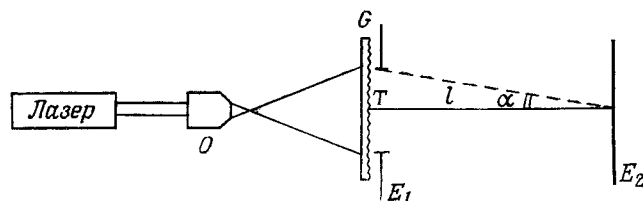


Рис. 26. Схема наблюдения спекл-структуры в плоскости E_2 .

получают расходящийся лазерный пучок, которым освещают матовое стекло G . Предположим, что перед матовым стеклом G помещена диафрагма T , диаметр которой $2a$ мал по сравнению с расстоянием l до плоскости E_2 . Минимальный диаметр ε спеклов в плоскости E_2 дается выражением [84]

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{\alpha} \quad \left(\alpha = \frac{a}{l} \right). \quad (2.3)$$

Диаметр ε спеклов в плоскости E_2 не зависит от структуры поверхности диффузного объекта G , а зависит только от длины волны λ света и угла α . Изменяя расстояние l от

объекта G до плоскости E_2 или диаметр отверстия диафрагмы T , можно произвольным образом изменять размер зерен спекл-структуры. При $\lambda = 0,6$ мкм и $\alpha = 1/10$ диаметр пятен — порядка 6 мкм. От структуры поверхности матового стекла будет зависеть расположение зерен спекл-структуры в пространстве. Два матовых стекла одного диаметра, расположенные на одном и том же расстоянии от плоскости E_2 , дадут в этой плоскости спекл-структуры с пятнами одинаковой величины, но между спекл-структурами не будет никакой корреляции.

Поместив в плоскости E_2 фотопластинку с высоким разрешением, можно зарегистрировать спеклы, которые после проявления будут иметь на негативе вид мелких темных пятнышек. Такой негатив будет представлять собой прекрасный диффузор. При этом легко получать совершенно идентичные диффузоры, если, не внося никаких изменений в схему, экспонировать одну за другой разные фотопластинки в плоскости E_2 . Можно также получать суперпозицию идентичных диффузоров на одной и той же фотопластинке в плоскости E_2 , делая ряд экспозиций и после каждой экспозиции смещая фотопластинку в ее плоскости.

В дальнейшем мы будем часто обращаться к такому способу получения диффузоров.

§ 3. Спеклы, наблюдаемые при смещении диффузного объекта в поперечном направлении

Рассмотрим какой-нибудь диффузный объект G , например матовое стекло, освещаемое удаленным лазерным точечным источником (рис. 27). Если сдвинуть стекло G вместе с диафрагмой T в поперечном направлении, то спекл-структура, создаваемая им в какой-либо плоскости E_2 , сдвинется вслед за объектом. Но смещения спекл-структуры не будет, если геометрия системы такая, как показано на рис. 28. Здесь матовое стекло G освещается пучком, который в отсутствие матового стекла сходил бы на экране в плоскости наблюдения E_2 . Оказывается, что при таких условиях смещение матового стекла в его плоскости (диафрагма T жестко связана со стеклом G) никак не сказывается на спеклах, наблюдаемых в плоскости E_2 . Спекл-структура остается неподвижной. С этим мы встречались в случае дифракции на бесконечности: при смещении диафрагмы в ее плоскости распределение интенсивности в дифракционной картине, создаваемой диафрагмой, не изменяется. Аналогично обстоит дело и с диффузно отражающим объектом при наблюдении спеклов в той плоскости, в которой формировалось бы изображение

источника, если бы поверхность была не диффузной, а зеркальной. В схеме рис. 28 смещение стекла G с диафрагмой T приводит лишь к появлению фазового множителя в выражении для комплексной амплитуды в плоскости E_2 . При переходе же от комплексной амплитуды к интенсивности этот фазовый множитель выпадает.

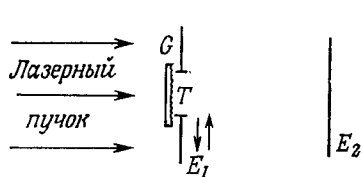


Рис. 27. Поперечное смещение спекл-структуры в плоскости E_2 при поперечном смещении диффузного объекта G .

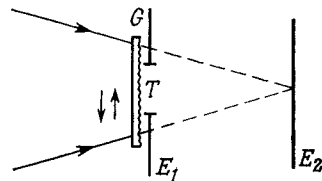


Рис. 28. Случай, когда спекл-структура в плоскости E_2 не изменяется при поперечном смещении диффузного объекта.

Разумеется, мы предполагаем, что при смещении объекта G часть его поверхности, выделяемая диафрагмой T , по-прежнему полностью перекрывается падающим световым пучком.

§ 4. Спеклы, наблюдаемые при изменении направления светового пучка, освещающего диффузный объект [56, 147]

Пусть матовое стекло G (рис. 29) освещается параллельным лазерным пучком. В плоскости E_2 , расположенной на расстоянии l от объекта, мы наблюдаем спеклы.

Предположим, что сначала пучок падает по нормали к поверхности стекла G . Повернем падающий пучок на некоторый угол и сравним получившуюся при этом спекл-структуру с той, которая наблюдалась при нормальном падении пучка на матовое стекло. Опыт показывает, что для выбранного объекта обе спекл-структуры будут практически одинаковыми в пределах некоторого угла поворота ε , увеличивающегося с уменьшением расстояния l . Поворот падающего пучка на угол ε приводит просто к смещению спеклов в плоскости E_2 на величину εl . Если же угол поворота превышает это значение ε , определяемое степенью шероховатости поверхности стекла, то между двумя спекл-структурами уже не будет корреляции.

Совершенно необязательно освещать матовое стекло параллельным пучком. В схеме, показанной на рис. 30, матовое стекло освещается сходящимся пучком, который получают от

лазерного источника S_1 с линзой O . В отсутствие матового стекла в точке S'_1 формировалось бы изображение источника S_1 . Спеклы наблюдаются в плоскости E_2 , проходящей через точку S'_1 . Сместим источник из точки S_1 в точку S_2 . В отсутствие матового стекла изображение S'_1 переместилось бы в точку S'_2 . Угол падения центрального луча OS

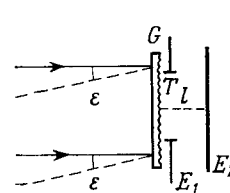


Рис. 29. Поперечное смещение спекл-структуры в плоскости E_2 при изменении угла падения пучка, освещающего объект G .

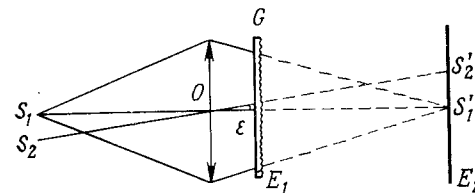


Рис. 30. Смещение источника из точки S_1 в точку S_2 вызывает смещение спекл-структуры на величину $S'_1 S'_2$.

светового пучка изменяется при этом от 0 до ε . При наличии матового стекла G спекл-структура в точке S'_2 идентична той, что наблюдалась в точке S'_1 . Таким образом, она лишь смещается на величину $S'_1 S'_2$. Разумеется, смещение пучка должно быть достаточно малым, чтобы в том и другом случае использовалась практически одна и та же часть поверхности матового стекла.

Нарушение корреляции между спекл-структурами, обусловленное изменением угла падения светового пучка, наблюдается также в случае диффузно отражающих объектов. В дальнейшем мы увидим, что на этом основан один из методов измерения шероховатости поверхностей (гл. 9, § 2).

§ 5. Спеклы, наблюдаемые при продольном смещении плоскости наблюдения или диффузного объекта [62]

Допустим, что некий диффузный объект, например матовое стекло G , освещается точечным лазерным источником S (рис. 31) и мы наблюдаем спеклы в плоскости E_2 , расположенной на расстоянии l от диафрагмы, которой выделяется рабочая часть поверхности матового стекла G . В соответствии со сказанным в § 1 в двух параллельных плоскостях E_2 и E'_2 , находящихся на расстоянии δl одна от другой, возникают две спекл-структуры, которые подобны друг другу, если только δl удовлетворяет условию (2.2). При данной длине волны света этим условием ограничивается только угол α .

Вместо того чтобы смещать плоскость наблюдения, можно смещать в продольном направлении сам объект G и наблюдать при этом за изменениями спекл-структуры в плоскости E_2 (рис. 32). Будем считать, что матовое стекло бесконечно тонкое и совпадает с плоскостью диафрагмы T . Рассмотрим луч SI , падающий на крайнюю точку диафрагмы T и дифрагирующий в направлении IM . Разность хода между лучами SIM и SCM есть максимальная разность хода, соответствующая данной диафрагме T в отсутствие матового стекла.

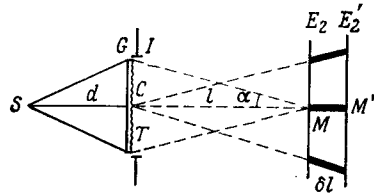


Рис. 31. Изменение спекл-структуры при продольном смещении на δl плоскости наблюдения.

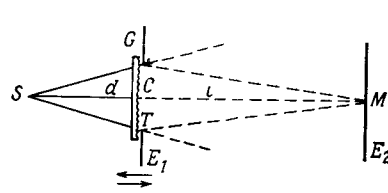


Рис. 32. Изменение спекл-структуры в плоскости E_2 при продольном смещении диффузно пропускающего объекта G .

Пусть d — расстояние от источника S до диафрагмы T и a — радиус диафрагмы. Простые вычисления дают

$$\Delta = \frac{d+l}{2ld} a^2 + \Delta_0, \quad (2.4)$$

где Δ_0 — разность хода в точках I и C , обусловленная наличием матового стекла. Сместим диафрагму T вместе с матовым стеклом G на небольшое расстояние δl , не изменяя при этом положения источника S и экрана E_2 . Изменение разности хода будет равно

$$\delta\Delta = a^2 \frac{l^2 - d^2}{2l^2 d^2} \delta l. \quad (2.5)$$

Это изменение пренебрежимо мало при $d = l$. Действительно, на рис. 33 видно, что увеличение (или уменьшение) оптического пути SI компенсируется уменьшением (или увеличением) оптического пути IM . Отсюда следует, что при двух разных положениях диффузного объекта — в плоскостях, отстоящих друг от друга на расстояние δl [условие (2.2)], в плоскости E_2 будут наблюдаться подобные спекл-структуры. Как и в гл. 1, § 8, при заданном коэффициенте подобия в симметричном случае ($d = l$) можно взять диафрагму T больших размеров, чем при другом относительном расположении элементов схемы.

Вместо того чтобы смещать только объект по отношению к источнику S и плоскости E_2 , изменим теперь относительное положение элементов S , T и плоскости E_2 так, чтобы величина Δ осталась прежней. Если диаметр $2a$ диафрагмы T , ограничивающей размеры матового стекла, остается неизменным, то из формулы (2.4) следует, что расстояния d и l должны удовлетворять соотношению

$$\frac{l+d}{ld} = \text{const}, \quad (2.6)$$

или

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{l} = \text{const}. \quad (2.7)$$

При двух таких положениях элементов схемы наблюдаемые спекл-структуры будут подобны с коэффициентом подобия

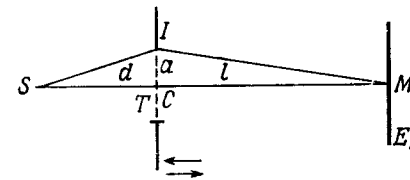


Рис. 33. Изменение оптического пути для луча, попадающего в точку M при смещении отверстия T .

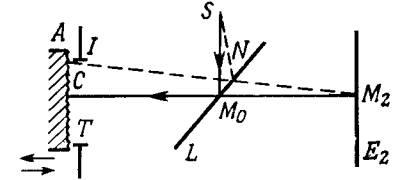


Рис. 34. Изменение спекл-структуры в плоскости E_2 при смещении диффузно отражающего объекта A .

l_1/l_2 , где l_1 и l_2 — расстояния, которыми определяется положение плоскости E_2 , удовлетворяющие соотношению (2.7). В случае диффузно отражающего объекта можно взять схему, показанную на рис. 34. Здесь источник S и плоскость наблюдения E_2 располагаются симметрично относительно полупрозрачной пластинки, наклоненной к оси на угол 45° .

§ 6. Спеклы, образуемые диффузным объектом при изменении длины волны света [168]

Предположим, что некий диффузный объект G , например диффузно пропускающий (матовое стекло), освещается светом сначала одной длины волны λ , а затем — другой λ' . На экране E_2 мы наблюдаем спеклы в свете каждой из длин волн (рис. 35). Диффузор G с беспорядочной структурой характеризуется широким набором пространственных частот. Для пространственной частоты $1/\xi_0$ при длине волны λ

максимум интенсивности света наблюдается под углом $\nu = \lambda/\xi_0$. Если расстояние E_1E_2 значительно больше диаметра диафрагмы T , ограничивающей размеры матового стекла, то можно сказать, что этот максимум наблюдается в точке P . При изменении же длины волны света угол ν изменится и максимум интенсивности света окажется в точке P' , положение которой определяется соотношением

$$\frac{MP'}{MP} = \frac{\nu - \delta\nu}{\nu} = 1 - \frac{\delta\lambda}{\lambda} \quad (\delta\lambda = \lambda - \lambda'). \quad (2.8)$$

Такие рассуждения верны для всех пространственных частот объекта G . Следовательно, при переходе от длины

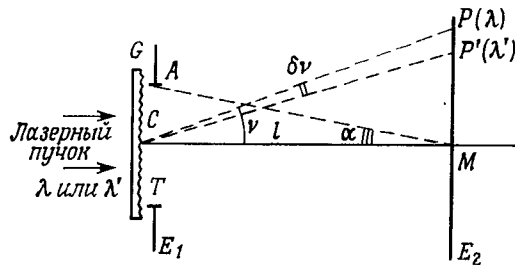


Рис. 35. Изменение спекл-структуры в плоскости E_2 при изменении длины световой волны.

волны λ к длине волны $\lambda' < \lambda$ спекл-структура сжимается. Но мы не можем утверждать, что при сжатии сохраняется подобие с коэффициентом $1 - \delta\lambda/\lambda$. Для этого должны выполняться два условия, одно из которых налагается на отношение диаметра матового стекла к расстоянию до плоскости наблюдения (§ 1), а другое — на структуру его поверхности (гл. 1, § 9).

Согласно сказанному в § 1, разность хода $\Delta = AM - CM$ равна $a^2/2l$. Для света с длиной волны λ соответствующая разность фаз будет $\pi a^2/\lambda l$, а при изменении длины волны на величину $\delta\lambda$ она изменится на $\pi a^2\delta\lambda/\lambda^2 l$. Влиянием, которое оказывает изменение $\delta\lambda$ длины волны света, можно пренебречь, если

$$\frac{a^2\delta\lambda}{2l\lambda^2} \ll 1. \quad (2.9)$$

Следует также учесть изменения фазы, обусловленные неоднородностями толщины матового стекла, как это сделано

в гл. 1, § 9. Тогда можно будет записать неравенство

$$\Delta_G \frac{\delta\lambda}{\lambda^2} \ll 1, \quad (2.10)$$

где Δ_G — некое среднее для данного матового стекла значение разности хода, обусловленной неоднородностями толщины.

Можно выбрать две длины волн λ и λ' так, чтобы они удовлетворяли условиям (2.9) и (2.10). Тогда две соответствующие этим длинам волн спекл-структуры в плоскости E_2 будут подобны, причем коэффициент подобия будет равен $1 - \delta\lambda/\lambda$.

§ 7. Спеклы, создаваемые диффузным объектом при изменении длины волны света и положения плоскости наблюдения [168]

Предположим, что мы наблюдаем в плоскости E_2 спекл-структуру в свете с длиной волны λ , а в плоскости E'_2 — в свете с длиной волны λ' (рис. 36). Расстояние $E_2E'_2 = \delta l$

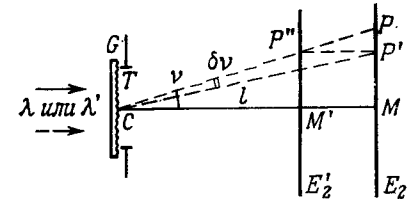


Рис. 36. Изменение спекл-структуры при изменении и положения плоскости наблюдения, и длины световой волны.

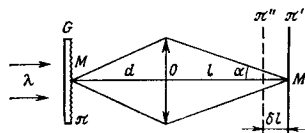
выбрано так, чтобы точка P'' в плоскости E'_2 занимала такое же положение, как и точка P' в плоскости E_2 . Согласно формуле (2.8), для этого должно выполняться условие

$$\delta l = l \frac{\delta\lambda}{\lambda}. \quad (2.11)$$

В то же время если выполняются неравенства (2.9) и (2.10), то спекл-структура, наблюдаемая в плоскости E'_2 в свете с длиной волны λ' , практически идентична спекл-структуре, наблюдаемой в плоскости E_2 в свете с длиной волны λ .

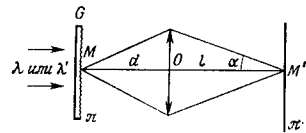
Важнейшие результаты гл. 1 и 2 относительно корреляции между спекл-структурами, наблюдаемыми в различных плоскостях в свете одной или двух длин волн, сведены в таблицу, представленную на стр. 40.

Корреляция между спекл-структурами в различных случаях



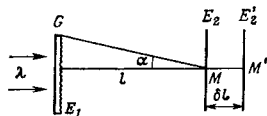
Спекл-структуры в плоскостях π' и π'' подобны, причем коэффициент подобия равен $1 - \delta l/l$, при

$$\delta l \ll \frac{2\lambda}{\alpha^2}$$



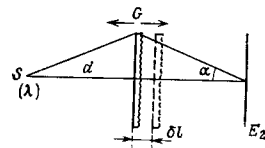
Спекл-структуры в плоскости π' , наблюдаемые в свете разных длин волн λ и λ' , идентичны при

$$\Delta_G \frac{\delta \lambda}{\lambda^2} \ll 1$$



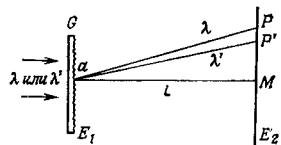
Спекл-структуры в плоскостях E_2 и E_2' подобны, причем коэффициент подобия равен $1 - \delta l/l$, при

$$\delta l \ll \frac{2\lambda}{\alpha^2}$$



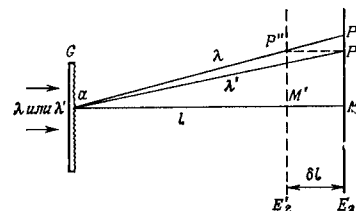
Спекл-структуры в плоскости E_2 подобны с коэффициентом подобия $1 - \delta l/l$ даже при сравнительно больших α , если

$$d = l$$



Спекл-структуры в плоскости E_2 наблюдаемые в свете разных длин волн λ и λ' , подобны с коэффициентом подобия $1 - \delta \lambda/\lambda$ при

$$\frac{a^2 \delta \lambda}{2l \lambda^2} \ll 1, \quad \Delta_G \frac{\delta \lambda}{\lambda^2} \ll 1$$



Спекл-структуры в плоскости E_2 для длины волны λ и в плоскости E_2' для длины волны λ' идентичны, если

$$\delta l = l \frac{\delta \lambda}{\lambda} \cdot \frac{a^2}{2} \frac{\delta \lambda}{\lambda^2} \ll 1,$$

$$\Delta_G \frac{\delta \lambda}{\lambda^2} \ll 1$$

§ 8. Спекл-структура, создаваемая диффузным объектом при освещении его другой спекл-структурой [65, 166]

Рассмотрим схему, представленную на рис. 37. Диффузный объект A освещается не прямо лазером, а через матовое стекло G . От матового стекла G на объект A под некоторым средним углом падения θ проецируется спекл-структура.

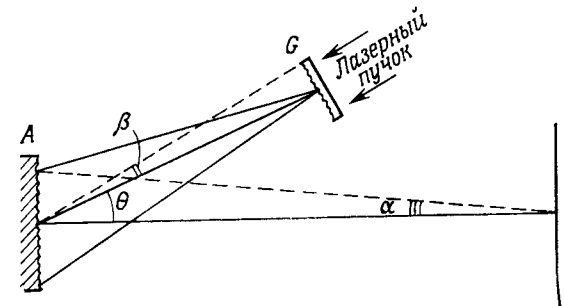
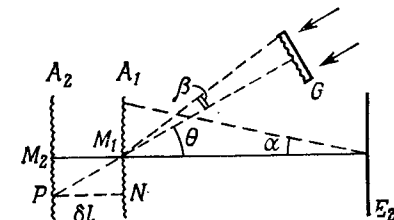


Рис. 37. Освещение диффузно отражающего объекта A спекл-структурой, создаваемой другим диффузным объектом G .

Освещаемый таким образом объект A создает в плоскости E другую спекл-структуру. Нас интересует, как изменяется эта спекл-структура при продольном смещении объекта A , например при смещении его на расстояние δl из плоскости A_1 в плоскость A_2 (рис. 38).

Рис. 38. Продольное смещение δl диффузно отражающего объекта, освещаемого через другой диффузный объект G .



Ранее мы видели, что при освещении объекта A непосредственно лазером смещение δl объекта не приводит к существенным изменениям спекл-структуры в плоскости E_2 , если только выполняется условие (2.2). Зерна спекл-структуры, падающей на объект A от матового стекла G , имеют диаметр порядка $\lambda/\beta \cos \theta$, где β — угол, под которым из объекта A виден диаметр стекла G . Продольное смещение объекта на δl сопровождается некоторым поперечным смещением $M_1 N$ спекл-структуры, создаваемой матовым стеклом на поверхности

диффузного объекта. Если смещение M_1N меньше диаметра зерна этой спекл-структуры, то можно считать, что спекл-структура в плоскости объекта A_1 будет такой же, как и в плоскости A_2 . В математической записи это условие имеет вид

$$M_1N = \delta l \operatorname{tg} \theta < \frac{\lambda}{\beta \cos \theta} \quad (2.12)$$

или

$$\delta l < \frac{\lambda}{\beta \sin \theta}. \quad (2.13)$$

Если условия (2.2) и (2.13) выполняются, то будет существовать корреляция между спекл-структурами, наблюдаемыми в плоскости E_2 . Интересен, как мы увидим позже (гл. 7), другой случай, когда продольное смещение, наоборот, вызывает резкое нарушение корреляции между спекл-структурами. Условие (2.2) допускает довольно большие значения δl , но условие (2.13), если угол θ достаточно велик, вводит более жесткие ограничения. При большом угле θ очень малое смещение δl может вследствие нарушения условия (2.13) вызвать значительно большее нарушение корреляции, чем это следует из условия (2.2). Очевидно, что аналогичные результаты будут и в том случае, если спекл-структура наблюдается не просто на некотором расстоянии от диффузного объекта, а в плоскости его изображения, формируемого объективом.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В ДИФFUЗНОМ СВЕТЕ

В основе многих методик, основанных на применении спекл-структур, зарегистрированных на фотопластинках, лежат явления интерференции, наблюдающиеся при использовании различных диффузоров. Поэтому сначала мы рассмотрим общие принципы интерференции в диффузном свете и классические случаи такой интерференции.

§ 1. Исторические сведения

Хотя интерференционные явления в диффузном свете были известны уже в XVII в., они практически исследовались с середины прошлого столетия. Только после появления лазеров физики заинтересовались интерференцией в диффузном свете и ее практическими применениями.

Впервые интерференцию в диффузном свете наблюдал Ньютон [177] в своих опытах с вогнутым зеркалом. Ньютон наблюдал кольца, центр которых совпадал с центром кривизны зеркала. Он объяснил возникновение колец явлением интерференции и описал их в четвертой части своей второй книги «Оптика» под заголовком «Наблюдения, касающиеся отражений и цветов толстых прозрачных полированных пластинок». Ньютон ввел понятие *length of fit*¹⁾, которое соответствует понятию длины волны света, вывел формулу для отношения диаметров соседних колец, указал порядок чередования цветов, а также выразил диаметр колец через радиус кривизны отражающей поверхности и толщину стекла.

В 1755 г. герцог де Шолн [39] повторил опыт Ньютона и случайно обнаружил, что интенсивность колец сильно увеличивается, если подышать на зеркало, чтобы оно запотело. Сам он писал об этом так: «Такой опыт показал мне, что потускнение поверхности усиливает эффект. Я стал думать, как закрепить потускнение, ибо запотевание, вызванное дыханием, быстро исчезает. Разбавив каплю молока десятью или

¹⁾ «Интервалы приступов лучей» — см.: Ньютон И. Оптика. Пер. с англ.: акад. С. И. Вавилова. — М., 1954. — *Прим. ред.*

двенадцатью каплями воды, я размазал все это по зеркалу и дал ему высохнуть. Этого количества молока оказалось достаточным, чтобы придать зеркалу ту степень потускнения, которая была мне нужна: я мог наблюдать указанное явление без того, чтобы оно пропадало».

Юнг [229] дал объяснение этому явлению, основываясь на своей теории света. Он рассмотрел интерференцию двух световых пучков: первый пучок испытывает диффузное рассеяние при входе в стекло, затем зеркально отражается от его задней поверхности и выходит из пластины, преломляясь обычным образом на границе воздух — стекло; второй пучок преломляется на границе воздух — стекло, затем зеркально отражается от задней поверхности и испытывает диффузное рассеяние, выходя из пластины. Это явление исследовал также Гершель [113], а его общую теорию первым дал Стокс [208а]. Но лишь в 1953 г. Берч [25] показал, что интерференция в диффузном свете может найти практическое применение в интерферометрии.

§ 2. Основные принципы интерференции в диффузном свете

Сущность явления интерференции в диффузном свете поясняется схемой, представленной на рис. 39. Плоскопараллельная пластинка L освещается пучком параллельных лучей, т. е. точечным источником света, расположенным на бесконечности. На рис. 39 показан только один из падающих лучей — луч SI и для простоты взят случай нормального падения. Поверхность AB пластинки — диффузно отражающая, а ее задняя поверхность — зеркальная. Рассмотрим ход лучей по двум разным оптическим путям.

1. Падающий луч SI нормально входит в толщу пластинки в точке I , идет вдоль пути INI и в той же точке I диффузно рассеивается во всех направлениях. Мы рассмотрим, например, направление IM' , составляющее угол i с нормалью к пластинке.

2. Падающий луч SI в точке I диффузно рассеивается во всех направлениях. Мы рассмотрим, например, направление IJ , такое, что луч, следующий вдоль него и испытывающий в точке J зеркальное отражение, далее идет в направлении KK' , параллельном MM' .

Указанные оптические пути изображены по отдельности на рис. 40, а и б. Диффузное рассеяние света, обусловленное частицами шероховатой поверхности, приводит к беспорядочному изменению фаз падающих лучей. Два луча, диффузно рассеянные поверхностью AB пластинки L , могут ин-

терферировать даже в том случае, если они рассеиваются двумя разными точками поверхности AB , но при переходе от одной пары лучей к другой разность фаз меняется беспорядочно и для всего светового пучка интерференционная картина будет отсутствовать. Но для лучей, диффузно рассеянных одной и той же точкой поверхности AB , это не так: два луча, такие, как $SIHIM'$ и $SIJKK'$, рассеянные одной и той же точкой I поверхности AB , способны интерферировать. Это

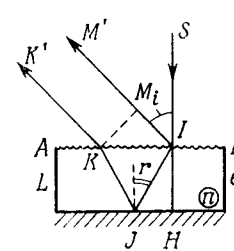


Рис. 39. Интерференция на бесконечности лучей IM' и KK' , диффузно рассеянных в точке I .

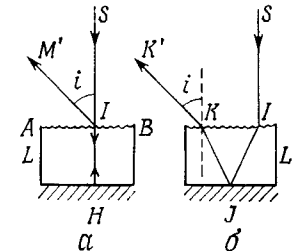


Рис. 40. Ход двух диффузно рассеянных лучей.

справедливо для любой точки поверхности AB и, следовательно, для всей совокупности лучей светового пучка.

Вычислим разность хода Δ между двумя рассмотренными выше лучами $SIHIM'$ и $SIJKK'$ (рис. 39 или 40). Пусть e — толщина, а n — показатель преломления пластинки, тогда

$$\Delta = 2n\overline{IH} + \overline{IM} - 2n\overline{IJ} = 2ne(1 - \cos r), \quad (3.1)$$

и если углы i и r малы, то

$$\Delta \approx \frac{ei^2}{n}. \quad (3.2)$$

Лучи $SIHIM'$ и $SIJKK'$ на выходе из пластинки L идут в параллельных направлениях KK' и MM' . Они интерферируют на бесконечности, т. е. в фокальной плоскости линзы. Интерференционные полосы можно наблюдать в оптической схеме, показанной на рис. 41. В фокальной плоскости линзы O помещен экран E , в котором имеется малое отверстие T . Падающий пучок узкий и проходит через это отверстие. На схеме он представлен одним лучом SI . Главная ось линзы O перпендикулярна поверхности пластинки L . Произвольный падающий луч SI испытывает диффузное рассеяние в точке I либо до, либо после отражения на задней поверхности пластинки L . Как и на рис. 39 и 40, интерферировать

будут лучи IHM' и $IJKK'$, испытавшие диффузное рассеяние в одной и той же точке I поверхности AB . Выйдя из пластинки, эти два луча распространяются в параллельных направлениях KK' и IM' и интерферируют в точке P фокальной плоскости линзы O . Их разность хода Δ определяется выражениями (3.1) и (3.2). Интенсивность в точке P , обусловленная интерференцией этих лучей, дается классической формулой Френеля. Полагая, что амплитуды одинаковы, для интенсивности будем иметь

$$I = I_0 \cos^2 \frac{\pi \Delta}{\lambda}, \quad (3.3)$$

где I_0 — некоторая константа, а λ — длина волны излучения. Для другой точки I' поверхности AB фаза интерферирующей

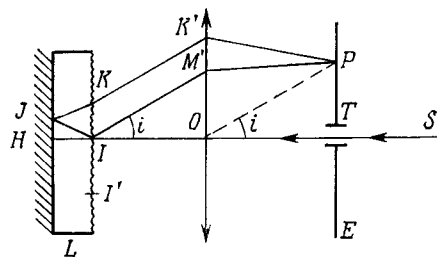


Рис. 41. Образование интерференционных колец в плоскости экрана E .

щих волн будет иной, поскольку фазы волн, диффузно рассеиваемых разными точками поверхности AB , изменяются беспорядочно. Но в данном случае это несущественно, так как и для другой точки I' мы можем провести точно такие же рассуждения. В точке I' возникают два луча, которые, если они параллельны рассмотренным выше, тоже будут интерферировать в точке P . Они дадут ту же интенсивность I [формула (3.3)], которая добавится к интенсивности, обусловленной интерференцией лучей KK' и IM' . В результате интерференции лучей, рассеянных любой из точек поверхности AB , в точке P будет иметь место одна и та же интенсивность. Из формул (3.2) и (3.3) видно, что интенсивность в плоскости E зависит только от переменной i . Следовательно, интерференционная картина имеет круговую симметрию относительно оси TOI и представляет собой систему колец, окружающих отверстие T . В направлении i , т. е. в точке P фокальной плоскости E линзы O , будет наблюдаться светлое кольцо, если

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{ei^2}{n\lambda} = p, \quad (3.4)$$

где p — целое число. Угловой радиус первого светлого кольца будет ($p = 1$)

$$i = \sqrt{\frac{n\lambda}{e}}. \quad (3.5)$$

В случае стеклянной пластинки толщиной 0,5 мм с показателем преломления $n = 1,5$ первое светлое кольцо имеет угловой диаметр $2i$, в 8 раз превышающий угловой диаметр Солнца. Можно отметить некоторые различия между этими кольцами и кольцами, локализованными на бесконечности, которые наблюдаются в интерферометре Майкельсона. Для

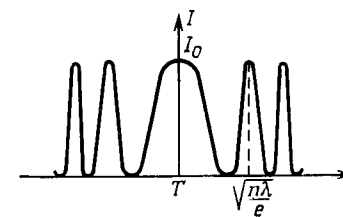


Рис. 42. Распределение интенсивности в интерференционных кольцах.

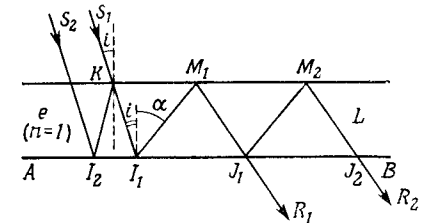


Рис. 43. Интерференция на бесконечности лучей, испытавших многократное отражение после диффузного рассеяния.

колец, возникающих в диффузном свете, порядок интерференции в центре ($i = 0$) всегда равен нулю независимо от толщины e пластинки, т. е. яркое световое пятно будет совпадать с отверстием T . На рис. 42 представлена кривая зависимости интенсивности I от угла i . Толщина e влияет только на диаметр колец. Заметим, что в интерферометре Майкельсона интенсивность в центре зависит от толщины пластинки e^1 , и потому в белом свете кольца кажутся окрашенными и наблюдаются только при условии, что разность хода Δ очень мала. Кольца же, наблюдаемые при диффузном рассеянии, всегда видимы и в белом свете независимо от толщины e . В центре этих колец всегда располагается светлое пятно.

Раман и Датта [194] изучали кольца в диффузном свете, освещая пластинку L косыми пучками. В этом случае интерферируют многократно отраженные лучи и наблюдаются кольца, сходные с теми, что возникают при многолучевой интерференции света. Фабри и Перо [69] наблюдали кольца такого же типа в свете, проходящем сквозь плоскопарал-

¹) Точнее, от играющей аналогичную роль разности хода в плечах интерферометра. — Прим. ред.

лельную пластинку с частично отражающими поверхностями, одна из которых диффузно рассеивает свет. На рис. 43 показан ход лучей в этом случае. «Пластика» L представляет собой слой воздуха между двумя плоскими частично отражающими поверхностями. Она освещается точечным источником, расположенным на бесконечности. Направление на источник составляет угол i с нормалью к пластинке L . Поверхность AB диффузно рассеивает свет. Рассмотрим два параллельных луча S_1I_1 и S_2I_2 , исходящих из этого точечного источника, расположенного на бесконечности. Луч S_1I_1 испытывает в точке I_1 диффузное рассеивание, например в на-

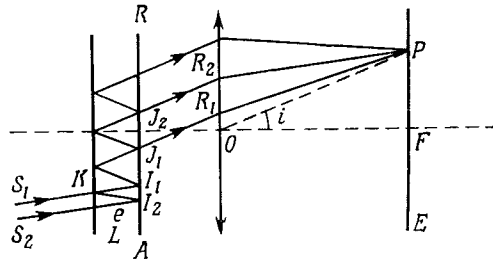


Рис. 44. Образование колец в плоскости E в случае многолучевой интерференции.

правлении I_1M_1 , которое составляет угол α с нормалью к пластинке. Луч S_2I_2 зеркально отражается в точках I_2 и K , а затем в той же точке I_1 поверхности AB , что и луч S_1I_1 , диффузно рассеивается. Далее, начиная с точки I_1 , он испытывает многократное отражение между двумя полупрозрачными поверхностями. На рис. 43 показаны только два луча I_1R_1 и I_2R_2 . Запишем разность хода между двумя лучами $S_1I_1M_1I_1M_2R_2$ и $S_2I_2KI_1M_1I_1R_1$:

$$\Delta = 2e(\cos i - \cos \alpha). \quad (3.6)$$

Учитывая два дополнительных отражения двух рассмотренных выше лучей, мы видим, что эта разность хода Δ сохраняется постоянной и в дальнейшем. Схема наблюдения представлена на рис. 44. Она такая же, как и при наблюдении колец, возникающих на бесконечности в интерферометре Фабри — Перо. На рис. 44 показаны три луча, которые приходят в точку P после многократного отражения. Кольца Фабри — Перо, как известно, в белом свете не наблюдаются, но здесь это не так. Какой бы ни была толщина e пластинки L , разность хода рассматриваемых лучей всегда будет равна

нулю ($\Delta = 0$), если $i = \alpha$. В белом свете будет наблюдаться светлое кольцо, проходящее через изображение источника в фокальной плоскости E линзы O . Это кольцо сужается с уменьшением угла i , а если направление на источник совпадает с нормалью к пластинке L , то превращается в центральное светлое пятно, совпадающее с изображением источника.

§ 3. Интерференция в случае двух одинаковых диффузоров

Интерференционные явления, наблюдаемые в схемах рис. 39—41, можно рассматривать как результат совместного действия двух одинаковых диффузоров: диффузора AB

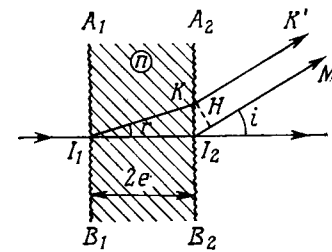


Рис. 45. Схема интерференции с двумя идентичными диффузорами B_1 и B_2 , аналогичная схемам рис. 39 и 40.

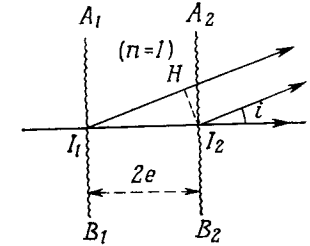


Рис. 46. Разность хода $2e - I_1H$ двух лучей, диффузно рассеянных двумя идентичными диффузорами.

(рис. 39) и его изображения, возникающего при отражении света на задней отражающей поверхности пластинки L . Эти два диффузора A_1B_1 и A_2B_2 изображены на рис. 45. Падающий луч диффузно рассеивается в точке I_1 и далее идет по пути I_1KK' . Луч, вошедший в пластинку в точке I_1 и испытывавший диффузное рассеяние в точке I_2 , следует в направлении I_1I_2M' . Разность хода этих двух лучей дается формулой (3.2). Здесь наблюдаются те же самые кольца на бесконечности, что и в предыдущих случаях (рис. 39—41). Угловой радиус этих колец выражается формулой (3.5).

Таковую схему можно осуществить на практике, взяв два одинаковых диффузора A_1B_1 и A_2B_2 (рис. 46), полученных фотографированием одной и той же спекл-структуры на две разные фотопластинки (гл. 2, § 2). Для лучей, идущих под углом i , разность хода равна

$$\Delta = I_1I_2 - I_1H = e i^2. \quad (3.7)$$

На бесконечности наблюдаются интерференционные кольца, определяемые формулой (3.5) при $n = 1$. Как и в предыдущих случаях, в центре этих колец располагается светлое пятно.

§ 4. Интерферометр Берча

Интерферометр, рассматриваемый ниже, был предложен Берчем для контроля качества сферических зеркал. Он состоит из двух одинаковых диффузоров H_1 и H_2 , помещенных вблизи центра кривизны сферического зеркала M (рис. 47).

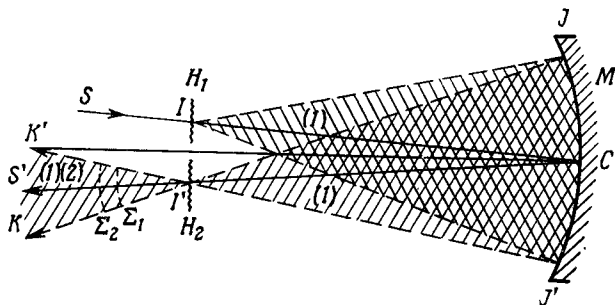


Рис. 47. Интерферометр Берча с двумя идентичными диффузорами H_1 и H_2 .

Оба диффузора могут быть изготовлены так, как объяснялось ранее (гл. 2, § 2). Зеркало M создает в месте расположения диффузора H_2 изображение диффузора H_1 . Узкий пучок параллельных лучей, представленный лучом SI , проходит через диффузор H_1 , отражается от зеркала в точке C и проходит через диффузор H_2 в окрестности точки I' , идентичной точке I . Часть этого же пучка в точке I диффузно рассеивается в конусе III' и затем после отражения от зеркала M сходится в точке I' . Этот конус лучей, помеченный цифрой 1 на рис. 47, проходит через диффузор H_2 без рассеяния на нем. Пучок 2, проходящий через диффузор H_1 без рассеяния, отражается в точке C и затем рассеивается на диффузоре H_2 так же, как и пучок 1 на диффузоре H_1 . Пучки 1 и 2 исходят из диффузора H_2 в виде двух налагающихся друг на друга конусов $I'KK'$ и интерферируют. Эти пучки аналогичны интерферирующим пучкам в примерах, рассмотренных в предыдущих параграфах: пучок 1 диффузно рассеивается на диффузоре H_1 и проходит через диффузор H_2 без рассеяния; пучок 2 проходит без рассеяния диффузор H_1 и диффузно рассеивается на диффузоре H_2 .

Пучок 2 отражается от очень небольшого участка поверхности зеркала вблизи точки C и, следовательно, не искажается aberrациями зеркала. После диффузного рассеяния в точке I' этот пучок дает сферическую волну Σ_2 (с центром в точке I'), которая служит опорной. Пучок 1 дает волну Σ_1 , которая будет сферической, совпадающей с волной Σ_2 , если зеркало M идеальное. В таком случае наблюдателю, находящемуся за диффузором H_2 , поверхность зеркала M кажется освещенной равномерно. Если же зеркало M имеет aberrации, то волна искажается и в результате интерференции волн Σ_1 и Σ_2 выявляются недостатки зеркала M . На рис. 47 волновые поверхности Σ_1 и Σ_2 показаны отдельно

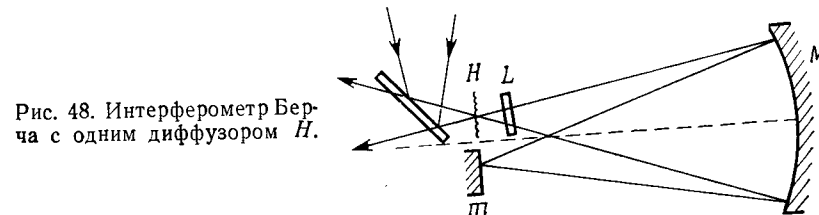


Рис. 48. Интерферометр Берча с одним диффузором H .

только для ясности. Интерференционные полосы, возникающие в этой схеме, представляют собой линии равной разности хода между зеркалом M и идеальным сферическим зеркалом, соответствующим опорной волне Σ_2 . Наблюдения можно вести в белом свете, поскольку разность хода близка к нулю. На поверхности зеркала видно небольшое яркое пятно вокруг точки C , которое соответствует пучку света, проходящему через диффузоры H_1 и H_2 без рассеяния. При фоторегистрации это пятно диафрагмируют небольшим непрозрачным диском. Такая схема очень чувствительна к вибрациям. Для устранения этого недостатка можно заменить второй диффузор зеркалом m и применить принцип автоколлимации (рис. 48). В таком варианте волна Σ_1 возвращается назад и еще раз отражается от зеркала M , что приводит к увеличению вдвое чувствительности определения погрешностей зеркала M [60].

В данной схеме фронт опорной волны параллелен фронту искаженной и наблюдаются интерференционные полосы бесконечной ширины. Но если ввести в верхнюю часть пучка наклонную плоскопараллельную пластинку L , то можно получить полосы конечной ширины. Поскольку обе волны проходят через пластинку дважды, соответствующая разность хода будет скомпенсирована и останется только поперечный сдвиг волны. Если волна Σ_1 сферическая, то этот поперечный

сдвиг приводит к возникновению системы прямых параллельных полос. При наличии искажений формы зеркала волна Σ_1 искажается и соответственно этому искривляются интерференционные полосы [202, 200].

§ 5. Интерференция в случае двух неодинаковых диффузоров в одной плоскости [166]

Возьмем два матовых стекла G_1 и G_2 (рис. 49) одинаковых размеров, освещаемых лазерным светом, и будем наблюдать интерференционную картину на экране E , находящемся

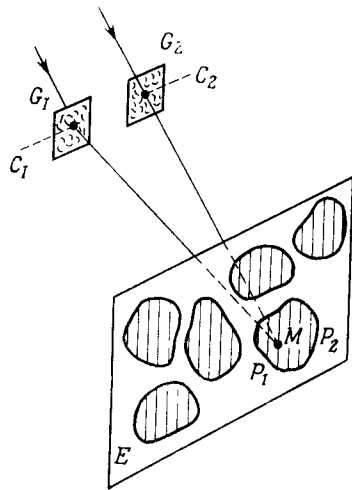


Рис. 49. Интерференционные полосы в пятнах спекл-структуры, образованные двумя матовыми стеклами G_1 и G_2 .

на расстоянии, значительно превышающем размеры матовых стекол. Интерференционную картину, возникающую на экране E , можно рассчитать по формуле Кирхгофа — Френеля, но можно ограничиться и упрощенными рассуждениями следующего рода.

Предположим, что экран E освещается только через матовое стекло G_1 . На экране наблюдается спекл-структура. Рассмотрим одно из ее пятен, например P_1 . Очевидно, что размеры пятен, показанных на рис. 49, сильно преувеличены. Пятно P_1 — это маленькое светлое пятнышко, в пределах которого фаза постоянна. Если теперь экран E осветить только через матовое стекло G_2 , то возникнет другая спекл-структура, которая не будет иметь никакой корреляции со спекл-структурой от стекла G_1 . Предположим, что некое пятно P_2 спекл-структуры от матового спекла G_2 приходится на то самое место экрана, где было пятно P_1 спекл-струк-

туры от стекла G_1 . Внутри пятна P_2 фаза постоянна. Если перед экраном E поставить сразу два матовых стекла G_1 и G_2 , то обе спекл-структуры на экране E будут когерентными, поскольку матовые стекла G_1 и G_2 освещаются одним лазером. Пятна P_1 и P_2 когерентны, в их пределах фазы постоянны, но не постоянна разность фаз: она изменяется внутри двух налагающихся друг на друга пятен вследствие того, что изменяется разность хода $C_1M - C_2M$ (где M — произвольная точка внутри пятна). Таким образом, внутри пятна будут наблюдаться полосы Юнга с расстоянием между ними, равным $\lambda d / C_1 C_2$ (где d — расстояние от экрана E до матовых стекол). Поскольку в пятнах обеих спекл-структур амплитуда практически одинакова, контраст полос будет максимальным.

Мы рассмотрели частный случай, когда два пятна спекл-структур от матовых стекол G_1 и G_2 точно налагаются друг на друга. Но полученные выводы носят общий характер. Каким бы ни было пятно спекл-структуры, даваемой матовыми стеклами G_1 и G_2 на экране E , оно всегда будет модулировано полосами Юнга. Расстояние между полосами внутри всех пятен одинаково, но в расположении полос разных пятен нет никакого соответствия, поскольку распределение фаз пятен случайно. Так, например, нет никаких оснований для того, чтобы полосы пятна $P_1 P_2$ на рис. 49 были продолжением полос какого-либо другого пятна.

Если сместить в продольном направлении одно из матовых стекол G_1 и G_2 , например G_1 , то спекл-структура, даваемая этим стеклом G_1 на экране E , изменится. Изменится и спекл-структура, которая возникает в результате интерференции двух спекл-структур, даваемых матовыми стеклами G_1 и G_2 , т. е. спекл-структура, наблюдаемая на экране E . Возникнет новая спекл-структура, не имеющая корреляции с предыдущей, но, разумеется, каждое ее пятно будет модулировано полосами, расстояние между которыми, как и ранее, определяется изменениями разности хода $C_1M - C_2M$.

Сместим теперь матовое стекло G_1 или G_2 в поперечном направлении. Очевидно, что и спекл-структура, и расстояние между полосами внутри пятен изменятся.

Изменим схему (рис. 50). За матовыми стеклами G_1 и G_2 , освещаемыми параллельным пучком, поместим объектив O и будем наблюдать картину в его фокальной плоскости F . Как и ранее, внутри пятен спекл-структуры наблюдаются полосы Юнга. Расстояние между полосами внутри любого из пятен зависит от расстояния $C_1 C_2$ и фокусного расстояния объектива O . Оно равно $\lambda f / C_1 C_2$, где f — фокусное расстояние объектива O . При переходе от одного пятна к другому мы не

обнаружим никакой связи между положениями полос. Это явление можно сравнить с явлением дифракции на двух одинаковых отверстиях. Заменим матовые стекла G_1 и G_2 на рис. 50 двумя отверстиями таких же размеров. В фокальной плоскости F будет наблюдаться дифракционная картина от одного из отверстий, модулированная интерференционными полосами, расстояние между которыми равно $\lambda f / C_1 C_2$, где

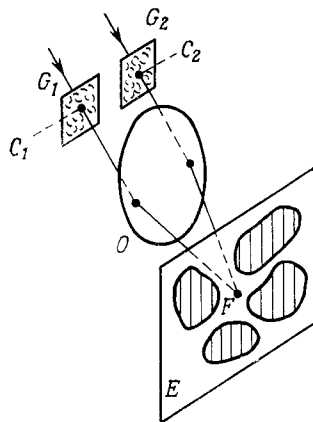


Рис. 50. Интерференционные полосы в пятнах спекл-структуры, образованные в фокальной плоскости объектива O двумя матовыми стеклами.

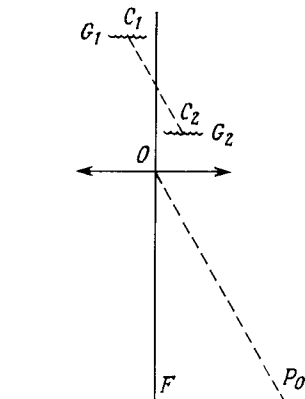


Рис. 51. Два матовых стекла G_1 и G_2 дают в пятнах спекл-структуры, наблюдаемой в фокальной плоскости объектива O , интерференционные полосы в виде дуговых отрезков.

C_1 и C_2 — центры (или другие соответственные точки) этих отверстий. Если же отверстия заменить двумя матовыми стеклами, структура которых будет, очевидно, неодинакова, то в фокальной плоскости F будет иметь место беспорядочное повторение предыдущей дифракционной картины от двух отверстий.

Сместим одно из матовых стекол, например G_1 , в продольном направлении. Спекл-структура, создаваемая стеклом G_1 в фокальной плоскости F объектива O , не изменится. Не изменится и спекл-структура, создаваемая обоими стеклами G_1 и G_2 , т. е. относительное расположение пятен спекл-структуры останется прежним. Продольное смещение приводит лишь к появлению квадратичного фазового множителя. Внутри каждого пятна прямые полосы превращаются в отрезки концентрических колец. Эти кольца имеют центр в точке P_0 , которую можно найти, проведя через об-

ъектив O прямую, параллельную $C_1 C_2$ (рис. 51). Разумеется, при переходе от одного пятна к другому не наблюдается никакой связи между положениями этих дуговых отрезков.

Сместим теперь в поперечном направлении одно из стекол G_1 и G_2 , например G_1 . Спекл-структура, создаваемая стеклом G_1 , не изменится, т. е. не изменится относительное расположение пятен спекл-структуры, наблюдаемой в фокальной плоскости. Поперечное смещение приводит лишь к появлению линейного фазового множителя. Внутри каждого пятна изменится расстояние между полосами. В случае, показанном на рис. 50 (два матовых стекла в одной плоскости), расстояние между полосами изменится одинаково для всех пятен, а в случае, показанном на рис. 51 (два матовых стекла в разных плоскостях), центр P_0 сместится на величину, которую нетрудно рассчитать по схеме рис. 51.

§ 6. Интерференция в случае неодинаковых диффузоров в разных плоскостях [62]

Этот случай аналогичен только что рассмотренному (рис. 51). Поместим на оси параллельного пучка, идущего

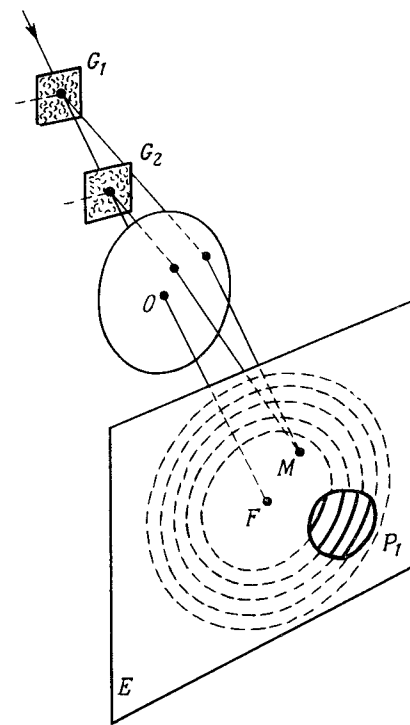


Рис. 52. Наблюдаемая в фокальной плоскости объектива O интерференция от двух диффузоров G_1 и G_2 , смещенных в продольном направлении.

щего от лазера, два диффузора G_1 и G_2 (рис. 52). Пусть это будут не матовые стекла, а диффузоры (§ 3, рис. 46), которые представляют собой фотографии спекл-структур. Но если в схеме рис. 46 это были две фотографии одной и той же спекл-структуры, т. е. два одинаковых диффузора, то здесь мы возьмем два неодинаковых диффузора G_1 и G_2 , освещаемых параллельным пучком, и будем вести наблюдение в фокусе объектива O (рис. 52). В фокальной точке F формируется

изображение источника, соответствующее лучам, не испытывавшим рассеяния и прошедшим через диффузоры G_1 и G_2 без отклонения. Нас интересует не само это изображение, а только область, которая его окружает. Ход рассуждений такой же, как и в § 5. Интерференционные полосы наблюдаются только в пятнах спекл-структуры. Это отрезки колец с центром в фокусе F , и, как и ранее, при переходе от одного пятна к другому нельзя обнаружить никакой связи в расположении полос. На рис. 52 штриховыми линиями показаны интерференционные полосы в виде колец, которые возникли бы, если бы диффузоры G_1 и G_2 были идентичными. В произвольно выбранном пятне P_1 пространственное распределение полос будет таким же, как и распределение воображаемых штриховых полос, проходящих в этой области, но вся система полос будет смещена произвольным образом.

Если сместить в продольном направлении один из двух диффузоров G_1 и G_2 , то в соответствии со сказанным выше спекл-структура не изменится, т. е. пространственное распределение пятен останется тем же самым. Но изменятся полосы внутри пятен, что связано с изменением квадратичного фазового множителя. Радиус полос увеличится или уменьшится в зависимости от того, приблизится диффузор G_1 к диффузору G_2 или удалится от него, и это изменение полос будет одинаковым для всех пятен.

Результаты останутся такими же, если диффузоры G_1 и G_2 , полученные фотоспособом, заменить матовыми стеклами. Единственное различие будет состоять в том, что рассмотренные явления будут наблюдаться только в тех местах экрана E , куда попадают лучи, рассеянные диффузором G_1 и прошедшие мимо диффузора G_2 (точка M на рис. 52).

Все изложенное в данном параграфе поможет нам лучше понять явления, о которых будет идти речь в гл. 7.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В СЛУЧАЕ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ СУПЕРПОЗИЦИИ СПЕКЛ-СТРУКТУР, СМЕЩЕННЫХ В ПОПЕРЕЧНОМ НАПРАВЛЕНИИ

§ 1. Амплитудное пропускание проявленной фотопластинки

Поскольку далее речь пойдет об опытах с фотопластинками, на которых зарегистрированы спекл-структуры, мы прежде всего остановимся на основных свойствах проявленных фотопластинок со спекл-структурами. В качестве примера рассмотрим схему, показанную на рис. 53. Матовое стекло G , ограниченное диафрагмой T , освещают лазером

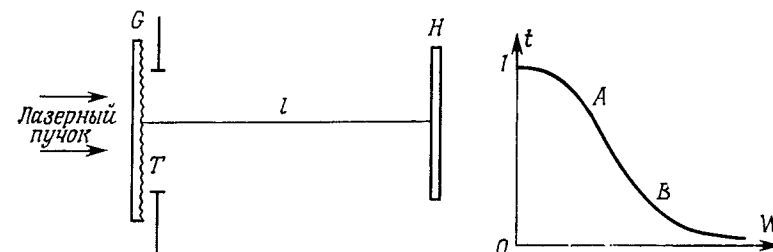


Рис. 53. Фоторегистрация в плоскости H спекл-структуры от матового стекла G . Рис. 54. Амплитудное пропускание проявленного негатива.

и регистрируют спекл-структуру на фотопластинке H , помещенной на расстоянии l от матового стекла. Свет, испускаемый лазером, поляризован, и в дальнейшем мы будем считать (если не оговорено обратное), что ориентация световых колебаний в ходе опыта не изменяется.

Спекл-структура в плоскости H характеризуется функцией $D(\eta, \xi)$, описывающей распределение интенсивности света в этой плоскости (гл. 1, § 5). Если время экспозиции равно T , то фотопластинка H получает энергию $W = TD(\eta, \xi)$. Нас интересует соотношение между энергией W и амплитудным пропусканием t фотопластинки после проявления. Примерная кривая зависимости $t = f(W)$ показана на рис. 54. На ней имеется прямолинейный участок AB , на котором амплитудное пропускание t линейно зависит от энергии W . Если времена экспозиции T одинаковы, то их можно не вводить в рассмотрение: при работе на

прямолинейном участке AB амплитуда t и интенсивность $D(\eta, \xi)$ будут связаны линейным соотношением. Заметим, что прямолинейный участок AB кривой на рис. 54 соответствует области недодержек на классической характеристической кривой, связывающей оптическую плотность негатива с логарифмом энергии, получаемой фотопластинкой.

Вернемся к схеме рис. 53. Предположим, что сделана одна экспозиция, причем вариации интенсивности в спекл-структуре, т. е. вариации функции $D(\eta, \xi)$, таковы, что соответствующие изменения амплитудного пропускания проявленной фотопластинки не выходят за пределы участка AB кривой на рис. 54. Тогда амплитудное пропускание негатива H можно записать в виде

$$t = a - bD(\eta, \xi), \quad (4.1)$$

где a и b — константы, зависящие от свойств используемой фотоэмульсии.

§ 2. Фундаментальный опыт Берча и Токарского [101]

Снова обратимся к схеме, представленной на рис. 53, но сделаем не одну, а две одинаковые по времени экспозиции, сместив в промежутке между ними фотопластинку H . Пусть, например, пластинка смещается на величину ξ_0 в направлении оси ξ . Регистрируемая интенсивность равна сумме интенсивностей в каждой экспозиции

$$D(\eta, \xi) + D(\eta, \xi - \xi_0). \quad (4.2)$$

Поскольку математически смещение эквивалентно свертке с дельта-функцией (гл. 1, § 5), регистрируемую интенсивность можно записать в виде

$$D(\eta, \xi) \otimes [\delta(\eta, \xi) + \delta(\eta, \xi - \xi_0)], \quad (4.3)$$

где $\delta(\eta, \xi)$ — дельта-функция с центром в точке (η, ξ) . После проявления амплитудное пропускание t негатива H будет равно

$$t = a - bD(\eta, \xi) \otimes [\delta(\eta, \xi) + \delta(\eta, \xi - \xi_0)]. \quad (4.4)$$

Посмотрим теперь, каков будет спектр негатива, если воспользоваться схемой, представленной на рис. 55. Негатив H освещается параллельным пучком от точечного источника, расположенного на бесконечности и испускающего монохроматический свет с длиной волны λ . В фокальной плоскости F линзы O возникает спектр негатива H , т. е.

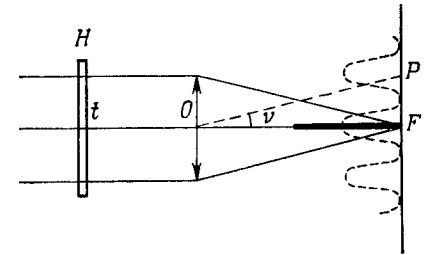
фурье-образ $\tilde{t}$ амплитудного пропускания t негатива H . Он имеет вид

$$\tilde{t}(u, v) = a\delta(u, v) - b\tilde{D}(u, v) \left(1 + e^{i\frac{2\pi v \xi_0}{\lambda}}\right), \quad (4.5)$$

где тильдой (« $\sim$ ») обозначены фурье-образы функций, а (u, v) — угловые координаты точки в фокальной плоскости линзы O .

Член $a\delta(u, v)$ в выражении (4.5) соответствует (если пренебречь дифракцией) изображению точечного источника, расположенного на бесконечности. Это изображение локализовано в фокусе F , причем его размеры очень малы. Второй

Рис. 55. Спектр двух фотографически зарегистрированных идентичных и смещенных друг относительно друга спекл-структур (опыт Берча и Токарского).



член представляет собой (умноженный на константу b) фурье-образ $\tilde{D}(u, v)$ функции $D(\eta, \xi)$, модулированный функцией $1 + \exp(j\pi v \xi_0 / \lambda)$. Диффузор $D(\eta, \xi)$ имеет очень тонкую структуру, а поэтому его фурье-образ $\tilde{D}(u, v)$ сильно растягивается в фокальной плоскости линзы O . Фурье-образ $\tilde{D}(u, v)$, как и сама функция $D(\eta, \xi)$, тоже описывает некую спекл-структуру. Если пренебречь изображением источника в фокусе F , то во всей остальной части фокальной плоскости интенсивность света с точностью до постоянного множителя будет равна

$$I = |\tilde{D}(u, v)|^2 \left|1 + e^{i\frac{2\pi v \xi_0}{\lambda}}\right|^2 = |\tilde{D}(u, v)|^2 \cos^2 \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}. \quad (4.6)$$

Таким образом, диффузный фон $|\tilde{D}(u, v)|^2$ оказывается модулированным функцией $\cos^2(\pi v \xi_0 / \lambda)$, описывающей полосы Юнга. Угловое расстояние между двумя соседними светлыми (или темными) полосами равно λ / ξ_0 . Например, при смещении $\xi_0 = 20$ мкм угловое расстояние между двумя соседними светлыми полосами составляет $1^\circ 42'$, что примерно в 3 раза больше видимого диаметра Солнца.

Приведенные нами формулы согласуются с результатами, полученными в гл. 1, § 5. Действительно, спекл-структура на негативе H состоит из мелких темных пятен, и, согласно

теореме Бабине, ее спектр (всюду, кроме точки F) имеет тот же вид, что и спектр дополнительного непрозрачного экрана с малыми отверстиями на местах темных пятен. В рассмотренном выше мысленном опыте времена обеих экспозиций одинаковы и контраст полос Юнга максимален, т. е. минимальная интенсивность темных полос равна нулю.

Предположим теперь, что времена экспозиций неодинаковы. В таком случае регистрируемая интенсивность будет равна

$$D(\eta, \xi) \otimes [B_1 \delta(\eta, \xi) + B_2 \delta(\eta, \xi - \xi_0)], \quad (4.7)$$

где B_1 и B_2 — коэффициенты, пропорциональные временам экспозиций. Легко видеть, что вместо выражения (4.6) мы с точностью до постоянного множителя будем иметь

$$I = |\tilde{D}(u, v)|^2 \left(B_1^2 + B_2^2 + 2B_1 B_2 \cos \frac{2\pi v \xi_0}{\lambda} \right). \quad (4.8)$$

Пусть $I_{\text{макс}}$ — интенсивность в максимумах светлых полос:

$$I_{\text{макс}} = |\tilde{D}(u, v)|^2 (B_1 + B_2)^2, \quad (4.9)$$

а $I_{\text{мин}}$ — интенсивность в минимумах темных полос:

$$I_{\text{мин}} = |\tilde{D}(u, v)|^2 (B_1 - B_2)^2. \quad (4.10)$$

Тогда контраст полос будет

$$\gamma = \frac{I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}}{I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}} = \frac{2B_1 B_2}{B_1^2 + B_2^2}. \quad (4.11)$$

Он тем меньше, чем больше различие между B_1 и B_2 . Очевидно, что контраст максимален при $B_1 = B_2$, когда времена обеих экспозиций одинаковы.

В схеме рис. 55 негатив H можно освещать точечным источником белого света. В этом случае будут наблюдаться классические окрашенные интерференционные полосы с белой полосой в середине.

Замечание. В схеме рис. 53 между экспозициями смещалась фотопластинка H . Но можно оставить ее на месте и сместить матовое стекло G . Результаты будут те же во всех случаях, кроме одного: когда матовое стекло освещается сходящимся пучком. Если же пучок такой, что в отсутствие матового стекла он сходится в плоскости фотопластинки, то при наличии матового стекла смещение последнего не вызовет смещения спекл-структуры на фотопластинке (гл. 2, § 3).

§ 3. Несколько экспозиций на одной фотопластинке

Сделаем ряд экспозиций с одинаковыми временами и одинаковыми смещениями фотопластинки (в одном и том же направлении) в промежутке между экспозициями. Если число экспозиций равно $N + 1$, то регистрируемая интенсивность будет равна

$$D(\eta, \xi) \otimes \sum_{n=0}^N \delta(\eta, \xi - n\xi_0). \quad (4.12)$$

Осветим проявленный негатив так, как показано на рис. 55. В произвольной точке (u, v) фокальной плоскости

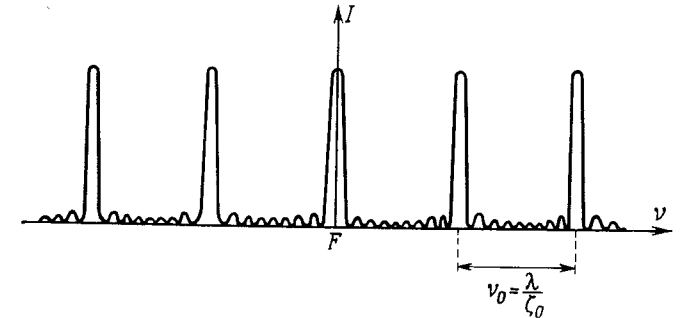


Рис. 56. Спектр в случае нескольких экспозиций со смещением.

линзы O амплитуда будет определяться фурье-образом выражения (4.12). Если не учитывать изображения источника в фокусе F , то с точностью до постоянного множителя для интенсивности будем иметь выражение

$$I = |\tilde{D}(u, v)|^2 \left(\frac{\sin [(N+1) 2\pi v \xi_0 / \lambda]}{\sin (2\pi v \xi_0 / \lambda)} \right)^2. \quad (4.13)$$

Спектр, наблюдаемый в фокальной плоскости линзы O , будет таким же, как и спектр дифракционной решетки с периодом ξ_0 и числом штрихов $N + 1$: между двумя главными максимумами располагается $N - 1$ вторичных максимумов (рис. 56).

Если число экспозиций $N + 1$ достаточно велико, то можно представить регистрируемую интенсивность в виде¹⁾

$$D(\eta, \xi) \otimes \text{comb} \left(\frac{\xi}{\xi_0} \right). \quad (4.14)$$

¹⁾ $\text{comb}(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - n)$ — гребенчатая функция. — Прим. перев.

откуда для спектра интенсивности в фокальной плоскости линзы O (рис. 57) получаем

$$I = |\tilde{D}(u, v)|^2 \text{comb}\left(\frac{v}{v_0}\right), \quad (4.15)$$

где $v_0 = \lambda/\xi_0$. Разумеется, на практике возможное число экспозиций всегда будет ограничено *динамическим диапазоном фотографической эмульсии*.

Вторичные максимумы, которые показаны на рис. 56, можно подавить, если времена экспозиций B_1, B_2, B_3 выбрать пропорциональными биномиальным коэффициентам C_N^P .

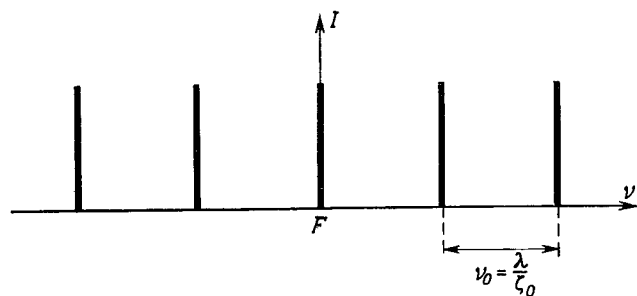


Рис. 57. Схематическое представление спектра гребенчатой функции.

В самом деле, экспонируем фотопластинку, когда она находится в некотором среднем положении, а затем сделаем остальные экспозиции, смещая фотопластинку симметрично относительно этого положения. Вторичные максимумы обратятся в нуль, если модуляционный множитель будет принимать значения

$$\cos^2 \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}, \quad \cos^4 \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}, \quad \cos^6 \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}, \quad \dots,$$

т. е. будет равен $\cos^N(\pi v \xi_0/\lambda)$, где N — четное. Получим

$$2^N \cos^N \frac{\pi v \xi_0}{\lambda} = \sum_{n=0}^N C_N^P e^{i\left(\frac{N}{2} - n\right) \frac{2\pi v \xi_0}{\lambda}}. \quad (4.16)$$

Времена экспозиций и смещения приведены в следующей таблице:

Число экспозиций	Модуляционный множитель для интенсивности	Смещения и времена экспозиций
3	$\cos^4 \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}$	$\begin{matrix} -\xi_0 & 0 & +\xi_0 \\ B_2=1 & B_1=2 & B_3=1 \end{matrix}$
5	$\cos^8 \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}$	$\begin{matrix} -2\xi_0 & -\xi_0 & 0 & +\xi_0 & +2\xi_0 \\ B_4=1 & B_2=4 & B_1=6 & B_3=4 & B_5=1 \end{matrix}$

На практике по причине, указанной выше, трудно сделать более $N+1=7$ экспозиций.

§ 4. Одновременная регистрация нескольких спекл-структур при помощи двулучепреломляющей пластинки [73]

Опыт Берча и Токарского можно повторить, применив двулучепреломляющую пластинку, которая позволит обойтись только одной экспозицией. Рассмотрим одноосную двулучепреломляющую плоскопараллельную пластинку Q , выре-

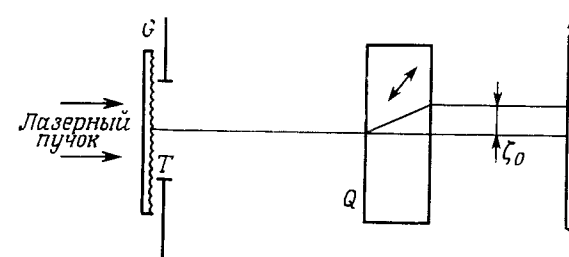


Рис. 58. Схема с двулучепреломляющей пластинкой.

занную под углом 45° к оптической оси (рис. 58). Взяв такую пластинку из кварца, будем иметь смещение

$$\xi_0 = 5 \cdot 10^{-3}e, \quad (4.17)$$

где e — толщина пластинки.

При $\xi_0 = 20$ мкм получаем $e = 4$ мм. Поскольку в опыте Берча и Токарского регистрируется сумма интенсивностей, в схеме с кварцевой пластинкой не нужен поляризатор. Тогда две спекл-структуры, одна из которых соответствует обыкновенному, а другая необыкновенному лучу, будут складываться по интенсивности. При этом возникнет небольшое продольное смещение между спекл-структурой, соответствующей

обыкновенному лучу, и спекл-структурой, соответствующей необыкновенному лучу. Оно будет равно

$$\delta l = 0,004 e. \quad (4.18)$$

Чтобы на фотопластинке H обе спекл-структуры были практически одинаковыми, должно, согласно формуле (2.2), выполняться условие

$$\delta l = 0,004 e \ll \frac{2\lambda}{\alpha^2}, \quad (4.19)$$

где 2α — угол, под которым видно матовое стекло из плоскости H . Теоретически при толщине $e = 7$ мм угол α не должен превышать $\sim 1/5$.

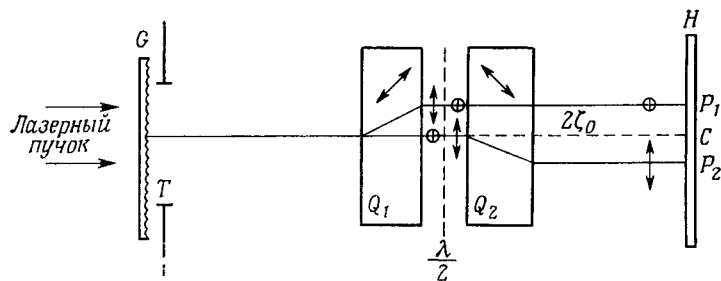


Рис. 59. Схема, позволяющая получать за две экспозиции три некогерентных изображения, интенсивности которых пропорциональны коэффициентам 1, 2, 1 (запись двух изображений с интенсивностью 1).

При решении некоторых задач (гл. 6), для того чтобы интерференционные полосы были уже, необходима суперпозиция 3 или 5 смещенных спекл-структур. Схема, представленная на рис. 59, позволяет регистрировать три спекл-структуры за две экспозиции. Между матовым стеклом G и фотопластинкой H помещены двулучепреломляющие плоскопараллельные пластины Q_1 и Q_2 , вырезанные под углом 45° к оптической оси и ориентированные так, как показано на схеме. Главные сечения этих пластинок параллельны. Между пластинками Q_1 и Q_2 имеется полуволновая пластинка, ось которой составляет угол 45° с главными сечениями пластинок Q_1 и Q_2 . Луч, который в первой пластинке является обыкновенным, во второй становится необыкновенным, и наоборот. Расстояние между обыкновенным и необыкновенным лучами, вводимое пластинкой Q_1 , удваивается пластинкой Q_2 . Оба выходящих луча симметричны по отношению к продолжению луча, обыкновенного в первой пластинке Q_1 , т. е. мы

имеем равенство $CP_1 = CP_2$. Поскольку эти лучи некогерентны, на фотопластинке H будут зарегистрированы две идентичные спекл-структуры, смещенные одна относительно другой (в поперечном направлении) на расстояние $P_1P_2 = = 2\xi_0$, где ξ_0 — величина, которая в случае кварцевой пластинки дается формулой (4.17).

Если повернуть полуволновую пластинку на 45° , то двулучепреломление, вводимое пластинкой Q_1 , будет скомпенсировано пластинкой Q_2 (рис. 60). На фотопластинке H получится еще одна спекл-структура, идентичная двум предыдущим. Чтобы от спекл-структуры, получаемой в схеме рис. 60,

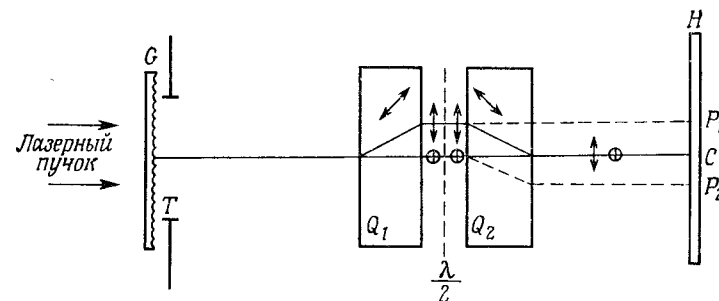


Рис. 60. То же, что на рис. 59 (запись одного изображения с интенсивностью 2).

перейти к двум спекл-структурам, получаемым в схеме рис. 59, нужно 2 раза сместить фотопластинку на одну и ту же величину сначала в одну, а затем в другую сторону.

Заметим, что интенсивность спекл-структуры, возникающей на фотопластинке H в случае, показанном на рис. 60, в 2 раза больше, чем в случае, изображенном на рис. 59. Здесь выполняются условия первой строки таблицы, приведенной в § 3 (3 экспозиции). Следовательно, если сделать на фотопластинке H две экспозиции, одну по схеме рис. 59, а другую по схеме рис. 60 (не смещая фотопластинки H), то после проявления негатива мы получим спектр в виде полос с распределением интенсивности вида $\cos^4(\pi v \xi_0 / \lambda)$.

Во многих задачах (гл. 7) требуется определить, как изменяется спекл-структура за время от t_1 до t_2 , т. е. нужно зарегистрировать на одной и той же фотопластинке H две спекл-структуры, одну в момент t_1 , а другую в момент t_2 . Преимуществом предыдущей схемы является то, что она позволяет, сделав всего лишь две экспозиции, получить в спектре негатива более тонкие полосы, а это, как мы увидим, повышает точность измерения.

Вводя новые двулучепреломляющие пластинки, можно получить 5, 7 и т. д. изображений, расстояния между которыми и интенсивность которых будут удовлетворять значениям, приведенным в таблице на стр. 63. Такие схемы более сложны и менее интересны, нежели схема с тремя изображениями, которой можно обойтись практически в любом случае.

Плоскопараллельные двулучепреломляющие пластинки, которые фигурируют в предыдущих схемах, можно заменить клинообразными пластинками, вырезанными так, что, будучи сложены вместе, они образуют одну плоскопараллельную пластинку (рис. 61). В этом случае будет иметь место угловое двоение. Когда оси полуволновой пластинки параллельны

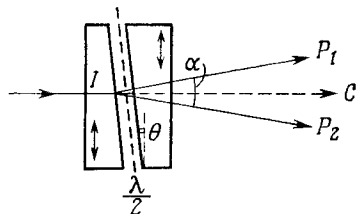


Рис. 61. Получение трех некогерентных изображений при помощи призмы Волластона.

оптическим осям клинообразных пластинок, изображение возникает в направлении IC . При повороте полуволновой пластинки на 45° получаются два изображения в направлениях IP_1 и IP_2 , симметричных по отношению к направлению IC . Угол между выходящими лучами будет таким же, как и в двулучепреломляющей призме Волластона:

$$\alpha = 2(n_0 - n_e) \operatorname{tg} \theta, \quad (4.20)$$

где n_0 и n_e — показатели преломления обыкновенного и необыкновенного луча для данного двулучепреломляющего материала. Для призмы из кварца с углом $\theta = 5^\circ$ имеем $\alpha = 6'$.

§ 5. Регистрация при непрерывном перемещении фотопластинки во время экспозиции [215]

Вернемся к схеме рис. 53, в которой матовое стекло G создает спекл-структуру на фотопластинке H . Пусть во время экспозиции фотопластинка H равномерно движется в каком-либо направлении. Полное смещение фотопластинки обозначим через ξ_0 . Равномерное перемещение фотопластинки H во время экспозиции математически эквивалентно свертке спекл-структуры с прямоугольной функцией шириной ξ_0 , т. е. регистрируемая интенсивность будет равна

$$D(\eta, \xi) \otimes \operatorname{Rect}\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right). \quad (4.21)$$

Амплитудное пропускание t проявленного негатива запишется следующим образом:

$$t = a - b \left[D(\eta, \xi) \otimes \operatorname{Rect}\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right) \right]. \quad (4.22)$$

Если для наблюдения спектра негатива, как и в предыдущих опытах, воспользоваться схемой рис. 55, то, согласно выражению (4.5), будем иметь

$$\tilde{t}(u, v) = a\delta(u, v) - b\tilde{D}(u, v) \frac{\sin \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}}{\frac{\pi v \xi_0}{\lambda}}. \quad (4.23)$$

Не учитывая изображения источника света в фокусе F , для интенсивности света в фокальной плоскости линзы O получим

$$I = |\tilde{D}(u, v)|^2 \left(\frac{\sin \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}}{\frac{\pi v \xi_0}{\lambda}} \right)^2. \quad (4.24)$$

Таким образом, диффузный фон $|\tilde{D}(u, v)|^2$ модулирован распределением интенсивности, которое имеет тот же вид, что и распределение, наблюдаемое в случае дифракции света на щели шириной ξ_0 , равной смещению фотопластинки H за время экспозиции.

Если перемещение пластинки H во время экспозиции описывается функцией $f(\xi_0)$, то спектр негатива представляет собой фурье-образ $\tilde{f}(v)$ функции $f(\xi_0)$.

§ 6. Регистрация спекл-структуры с изменением угла падения

Рассмотрим схему, представленную на рис. 62. На фотопластинке H делают две экспозиции, изменяя угол падения света на матовое стекло. При первой экспозиции пучок перпендикулярен плоскости стекла, а при второй угол падения равен ε . В гл. 2, § 4, мы видели, что если расстояние l достаточно мало, то поворот падающего пучка на угол ε приводит просто к смещению спекл-структуры, регистрируемой на фотопластинке H . Если в таких условиях сделать две экспозиции, то спектр проявленного негатива будет представлять собой систему полос Юнга (как и в опыте Берча и Токкарского). При увеличении расстояния l (или угла ε) кор-

реляция между двумя спекл-структурами нарушится, что приведет к уменьшению контраста полос, наблюдаемых в спектре. На рис. 63 показано, как в этом случае падает

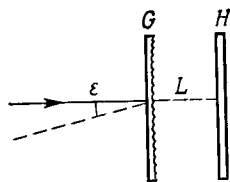


Рис. 62. Фоторегистрация в плоскости H двух смещенных спекл-структур при изменении угла падения пучка.

контраст полос γ [формула (4.11)]. Аналогичный опыт можно провести и с диффузно отражающим объектом.

§ 7. Регистрация спекл-структуры в поляризованном свете [38]

Обратимся снова к схеме, представленной на рис. 53. Для получения линейно-поляризованного света возьмем поляризатор $\mathcal{P}$ (рис. 64). Сделаем две экспозиции, повернув в промежутке между экспозициями поляризатор $\mathcal{P}$ на угол θ . Затем будем наблюдать спектр негатива, пользуясь, как и ранее, схемой, представленной на рис. 55. В том случае, когда диффузным объектом G служит матовое стекло, контраст полос уменьшается по мере того, как угол θ увеличивается. Он становится равным нулю при $\theta = \pi/2$. Если в первой и второй экспозициях направления поляризации световых пучков образуют угол 90° , то две спекл-структуры, регистрируемые на фотопластинке H , не имеют никакой корреляции. Аналогичные результаты получаются и с другими диффуз-

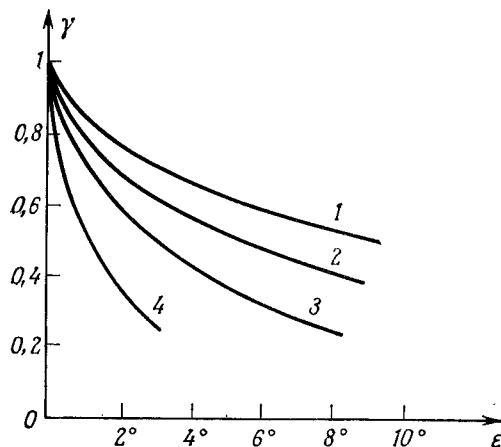


Рис. 63. Кривые контраста для полос в спектре спекл-структур, зарегистрированных по схеме рис. 62.
1—при $L=1,5$ мм; 2—при $L=3,0$ мм; 3—при $L=5,8$ мм; 4—при $L=11,5$ мм.

ными объектами, которые, подобно матовому стеклу, слабо деполаризуют свет. Диффузоры же, поверхность которых покрыта окисью магния, полностью деполаризуют свет, и об-

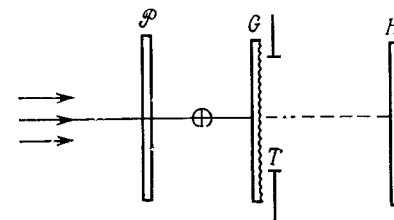


Рис. 64. Корреляция между спекл-структурами в плоскости H при изменении ориентации плоскости поляризации падающего пучка.

разумая ими спекл-структура не зависит от направления поляризации падающего пучка.

§ 8. Регистрация с изменением угла наклона диффузора [167]

Представим себе сначала плоский диффузно отражающий объект, который можно поворачивать на малый угол θ вокруг оси, лежащей в его плоскости. Объект освещают нормально падающим пучком и наблюдают спекл-структуру в направлении, близком к нормали. Очевидно, что при повороте объекта спекл-структура смещается так, как если бы объект был зеркалом: на расстоянии D от объекта спекл-структура смещается на величину $2\theta D$. Это справедливо и при наблюдении спекл-структуры на бесконечности, т. е. в фокальной плоскости линзы. Такой результат будет понятен, если вспомнить, что диффузную поверхность можно рассматривать как суперпозицию бесконечного числа отражательных дифракционных решеток, имеющих случайную ориентацию и случайные периоды. Поворот дифракционной решетки на угол θ приводит к тому, что ее спектр поворачивается на угол 2θ .

В случае диффузно пропускающего объекта наблюдается другой эффект. Известно, что небольшой поворот пропускающей дифракционной решетки эквивалентен изменению ее периода. Он приводит лишь к незначительному изменению положения и протяженности спектра.

Возьмем какой-нибудь пропускающий диффузор G , например матовое стекло (рис. 65). На одной и той же фотопластинке H сделаем две экспозиции, в промежутке между которыми повернем диффузор G вокруг оси O , лежащей в его плоскости и перпендикулярной плоскости чертежа, на малый угол θ , так что он из положения G_1 перейдет в положение G_2 .

Сделав обе экспозиции, мы исследуем сам проявленный негатив, а не его спектр. Очевидно, что сдвиг между двумя зарегистрированными на фотопластинке H спекл-структурами будет зависеть от положения рассматриваемой на ней точки. На фотопластинке H будет некая окружность, в точках которой двоение спекл-структур равно нулю. Ее радиус равен $l\theta/2$, а ее центр P расположен на расстоянии $l\theta/2$ от точки C . В существовании такой окружности можно убедиться, наблюдая спектр негатива H в схеме рис. 55. Действительно, если закрыть негатив H непрозрачным экраном с малым отверстием в нем, то, когда отверстие попадает на окружность, вдоль которой двоение спекл-структур равно

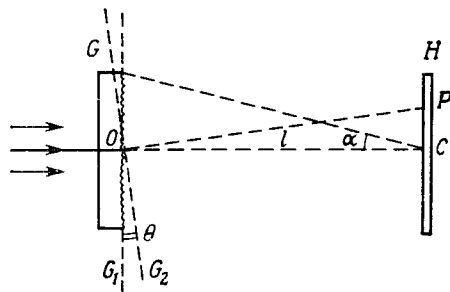


Рис. 55. Регистрация в плоскости H при повороте диффузно пропускающего объекта.

нулю, полосы в спектре будут отсутствовать. Помещая же отверстие на другие участки фотопластинки, мы увидим полосы с разными расстояниями между ними.

Контраст этих полос можно вычислить по формуле Кирхгофа — Френеля. Он зависит от структуры диффузора и угла его поворота θ . Предполагая, что угол α мал, и обозначив через Δ расстояние между какой-либо точкой диффузора и средней плоскостью его поверхности, получим, что контраст полос равен нулю при

$$\Delta = \frac{\lambda n}{\theta^2}, \quad (4.25)$$

где n — показатель преломления диффузора. Если ось, вокруг которой поворачивают диффузор, не лежит в его плоскости, а проходит на небольшом расстоянии d от нее, то центр окружности нулевого двоения спекл-структур по-прежнему будет находиться в точке P , расположенной на расстоянии $l\theta/2$ от точки C , но ее радиус R при этом будет равен

$$R = \frac{l\theta}{2} \left(1 + \frac{8d}{l\theta^2} \right)^{1/2}. \quad (4.26)$$

Такой же эффект возникает и в случае диффузно отражающего объекта, который мы рассматривали в начале параграфа, но он маскируется гораздо более сильным эффектом поворота спекл-структуры.

§ 9. Регистрация с изменением длины волны света

Возьмем диффузор G (рис. 66) и осветим его пучком света с длиной волны λ_1 . Зарегистрируем соответствующую спекл-структуру на фотопластинке H через диспергирующую систему $\mathcal{D}$, которая для простоты изображена в виде призмы.

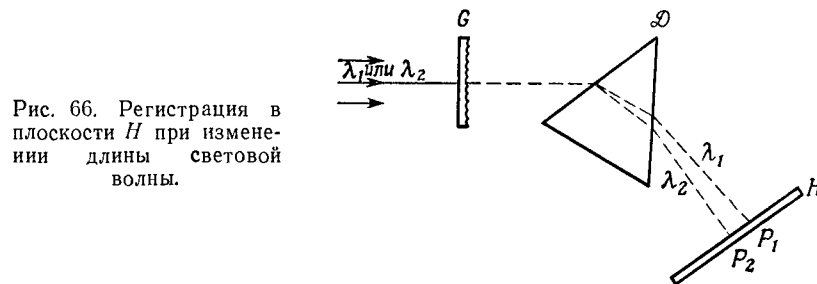


Рис. 66. Регистрация в плоскости H при изменении длины световой волны.

Затем осветим диффузор G пучком с другой длиной волны λ_2 . На фотопластинке H получим другую спекл-структуру, смещенную на расстояние P_1P_2 относительно первой. Будем считать, что длины волн λ_1 и λ_2 не очень сильно различаются и, следовательно, энергия, испускаемая световым источником, одна и та же в обоих случаях. Кроме того, предположим, что, поскольку разность $\lambda_1 - \lambda_2$ мала, изменения фаз, обусловленные шероховатостями поверхности диффузора, можно считать одинаковыми для обеих длин волн. Тогда две спекл-структуры, соответствующие двум длинам волн λ_1 и λ_2 , будут практически идентичны и мы получим те же условия, что и в опыте Берча и Токарского при $\xi_0 = P_1P_2$ (§ 2). Смещение фотопластинки H в промежутке между двумя экспозициями здесь заменено отклонением светового пучка в призме, которое неодинаково для разных длин волн. После проявления мы будем наблюдать спектр негатива в свете с длиной волн λ_1 или λ_2 (рис. 55). По расстоянию между полосами можно определить разность длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$, если предварительно провести градуировку со световыми пучками известных длин волн. Заметим, что в рассматриваемом опыте интерференционные полосы в спектре негатива H соответствуют фурье-образу функции автокорреля-

ции спектра источника. Поскольку спектр $I(\lambda)$ источника представляет собой в данном случае две линии равной интенсивности, функция автокорреляции спектра $I(\lambda)$ состоит из трех сигналов с амплитудами 1, 2, 1, фурье-образ которых есть функция вида $\cos^2 x$.

Данный результат носит общий характер. В схеме, представленной на рис. 66, можно получить фурье-образ функции автокорреляции спектра $I(\lambda)$ любого источника света, освещающего диффузор G . Но взаимное наложение большого числа спекл-структур, соответствующих разным длинам волн, приводит к потере информации и уменьшению отношения сигнала к шуму.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В СЛУЧАЕ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ СУПЕРПОЗИЦИИ СПЕКЛ-СТРУКТУР, СМЕЩЕННЫХ В ПРОДОЛЬНОМ НАПРАВЛЕНИИ

§ 1. Интерференционные кольца, образуемые фотопластинкой с двумя спекл-структурами [169]

Осветим диффузный объект, например матовое стекло G , точечным лазерным источником S и зарегистрируем на фотопластинке H соответствующую спекл-структуру (рис. 67). Затем сделаем вторую экспозицию на той же фотопластинке H , предварительно сместив ее в направлении, перпендикулярном ее плоскости. Если смещение не слишком велико, т. е. если величина δl удовлетворяет условию (2.2), то на фотопластинке H будут зарегистрированы две подобные спекл-структуры, для которых коэффициент подобия равен 1 — $\delta l/l$ (гл. 2, § 5; табл. на стр. 40). Посмотрим, что представляет собой негатив после проявления (рис. 68). На расстоянии y от центра C фотопластинки H два подобных участка спекл-структур имеют сдвиг $y\delta l/l$. Предположим, что негатив освещается параллельным пучком. Пусть Δ — разность хода от подобных спеклов в точке T , которая находится на произвольном расстоянии L от фотопластинки и лежит на перпендикуляре к ее плоскости, проходящем через точку C . Тогда будем иметь

$$\Delta = y \frac{\delta l}{l} \alpha = y^2 \frac{\delta l}{lL}. \quad (5.1)$$

Введем непрозрачный экран E_1 , в котором имеется очень малое отверстие, совпадающее с точкой T (рис. 69), и будем наблюдать картину на экране E_2 , помещенном позади E_1 . Интенсивность в точке T , обусловленная интерференцией волн, испускаемых двумя подобными точками, расположенными на расстоянии y от точки C , запишется в виде

$$I = I_0 \cos^2 \frac{\pi \Delta}{\lambda} = I_0 \cos^2 \left(m \frac{y^2}{\lambda} \right), \quad (5.2)$$

где

$$m = \frac{\pi \delta l}{lL} = \text{const.}$$

Пренебрегая дифракцией, можно сказать, что (с точностью до постоянного множителя) это выражение дает также интенсивность света в точке P экрана E_2 . Поскольку

данная схема имеет круговую симметрию, на экране E_2 будут видны кольца. В белом свете распределение интенсивности в этих кольцах следует формуле Ньютона для колец

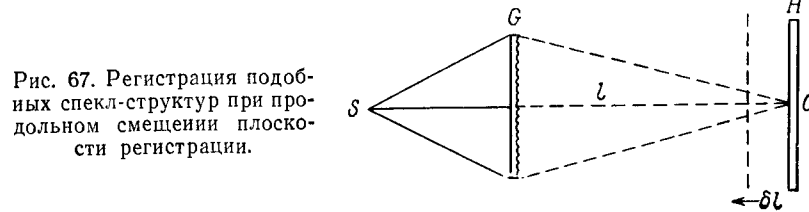


Рис. 67. Регистрация подобных спекл-структур при продольном смещении плоскости регистрации.

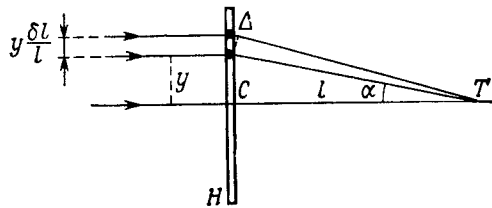


Рис. 68. Разность хода Δ в точке T для двух подобных элементов двух смещенных спекл-структур, зарегистрированных на фотопластинке H .

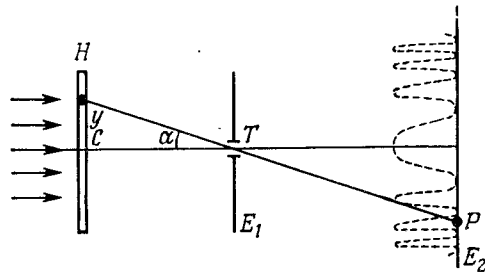


Рис. 69. Образование интерференционных колец.

со светлым центром. Радиус кольца с номером p для света с длиной волны λ определяется выражением

$$y = \sqrt{\frac{\lambda l L}{\delta l}} \sqrt{p}. \quad (5.3)$$

Вместо того чтобы просто рассматривать весь негатив H , можно воспользоваться схемой, показанной на рис. 55. Поскольку двоение спекл-структур меняется от точки к точке негатива H , нужно выделять различные участки его поверхности при помощи непрозрачного экрана с малым отверстием. Тогда в фокальной плоскости объектива O будут наблю-

даться полосы Юнга, направление и период которых определяются направлением и величиной сдвига δl между двумя регистрируемыми спекл-структурами.

В схеме, представленной на рис. 67, можно смещать в промежутке между экспозициями не фотопластинку, а диффузный объект. Как мы видели в гл. 2, § 5, в этом случае на фотопластинке H возникают две подобные спекл-структуры, что позволяет взять диффузор G довольно больших размеров. Наблюдать проявленный негатив можно в схеме, показанной на рис. 69.

§ 2. Регистрация с изменением длины световой волны между экспозициями

На одной и той же фотопластинке H делают две экспозиции (рис. 70), оставляя при этом неизменным положение оптических элементов схемы, но изменяя длину волны света

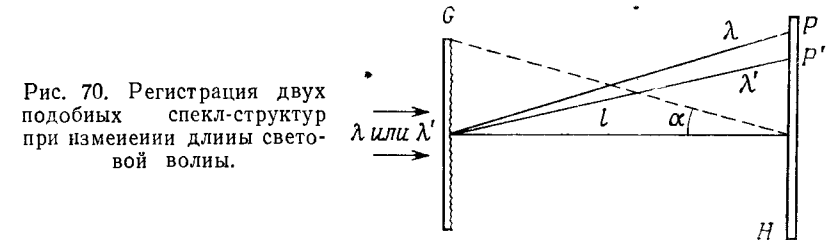


Рис. 70. Регистрация двух подобных спекл-структур при изменении длины световой волны.

(как и в гл. 2, § 6). В первой экспозиции длина волны равна λ , во второй — λ' . Диффузным объектом G может быть, например, матовое стекло. Если выполнены условия (2.9) и (2.10), то две спекл-структуры, зарегистрированные на фотопластинке H , будут подобны с коэффициентом подобия, равным $1 - \delta\lambda/\lambda$. Выполнения указанных условий можно добиться, подобрав соответствующим образом длины волн λ и $\lambda' = \lambda - \delta\lambda$. Поскольку система имеет круговую симметрию, рассматривая негатив в схеме рис. 69, мы снова будем наблюдать кольца.

§ 3. Регистрация с изменением длины световой волны и смещением фотопластинки между экспозициями

Сделав две экспозиции, зарегистрируем на фотопластинке две спекл-структуры (рис. 71). При первой экспозиции диффузор осветим светом с длиной волны λ , а при второй — с длиной волны λ' . В промежутке между экспозициями сме-

стим фотопластинку так, как это делалось в гл. 2, § 7. При первой экспозиции фотопластинка находится в положении H_1 , а при второй — в положении H_2 , причем смещение δl удовлетворяет соотношению (2.11). Если, кроме того, выполняются

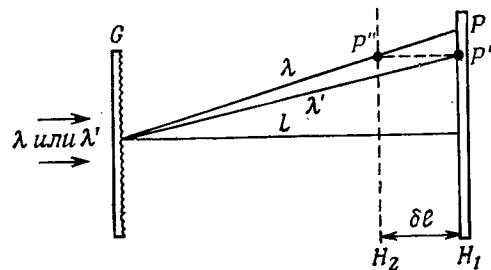


Рис. 71. Регистрация двух идентичных спекл-структур при одновременном изменении длины волны и смещении плоскости регистрации.

неравенства (2.9) и (2.10), то на фотопластинке будут зарегистрированы две идентичные спекл-структуры. Теперь повторим опыт, сместив фотопластинку H в промежутке между экспозициями дважды: один раз так же, как и ранее [в соответствии с формулой (2.11)], а другой раз — в поперечном направлении. Тогда будут зарегистрированы две идентичные спекл-структуры, смещенные одна относительно другой так, как в опыте Берча и Токарского. В спектре негатива будут наблюдаться полосы Юнга.

§ 4. Интерференционные кольца, образуемые фотопластинкой с двумя спекл-структурами, зарегистрированными в плоскости изображения диффузного объекта [6]

В предыдущих параграфах мы регистрировали спекл-структуры, просто помещая фотопластинку на некотором расстоянии от диффузного объекта, освещаемого лазерным светом. Но можно регистрировать их, помещая фотопластинку в плоскость изображения диффузного объекта. Например, можно зарегистрировать две спекл-структуры на одной и той же фотопластинке, сделав одну экспозицию в положении π' (рис. 19), а другую — в положении π'' . Если выполняется условие (1.6), то мы получим две подобные спекл-структуры с коэффициентом подобия $1 - \delta l/l$ (как и в § 1). В спектре негатива, наблюдаемом в схеме рис. 69, будут такие же кольца.

Не меняя положения фотопластинки, но изменив длину волны света в промежутке между экспозициями, регистрируем две спекл-структуры, аналогичные тем, что рассматри-

вались в гл. 1, § 9. Если выполнено условие (1.18), то зарегистрированные спекл-структуры будут практически идентичны. В самом деле, изменим слегка условия опыта: между первой экспозицией в свете с длиной волны λ и второй (в свете с длиной волны λ') сместим фотопластинку в поперечном направлении. Тогда будут осуществлены те же условия, что и в опыте Берча и Токарского, и в спектре негатива будут наблюдаться полосы Юнга.

§ 5. Интерференционные кольца, образуемые фотопластинкой, однократно экспонированной с применением амплитудного диффузора

Возьмем диффузор, который вследствие вариаций коэффициента поглощения изменяет амплитуду падающего на него света, но при этом практически не изменяет его фазы. Такой диффузор можно изготовить способом, указанным в гл. 2, § 2. Он представляет собой фотопластинку, на которой зарегистрирована спекл-структура. Разумеется, это проявленный негатив. Диффузор A осветим параллельным лазерным пучком (рис. 72). Часть света будет проходить через диффузор без рассеяния, а часть будет диффузно рассеиваться различными пятнами спекл-структуры, такими, как, например, пятно M . На некотором расстоянии d от диффузора A поместим фотопластинку H и сделаем одну экспозицию. Это будет совершенно аналогично записи голограммы Габора: опорным пучком будет служить пучок, прошедший через

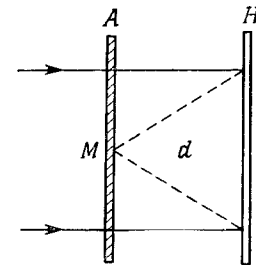


Рис. 72. Регистрация спекл-структуры, образованной светом, рассеянным диффузором A , и когерентным фоном, прошедшим через него без рассеяния.

диффузор A без отклонения. После проявления с голограммы H , освещаемой параллельным пучком, восстанавливаются два изображения диффузора, идентичных диффузору H и симметричных относительно него (рис. 73): мнимое изображение A'' и действительное A' . Здесь мы имеем те же условия, что и в гл. 3, § 3. Разность хода в направлении i между двумя параллельными лучами, исходящими из двух

точек, например таких, как M' и M'' , будет равна

$$\Delta = i^2 d. \quad (5.4)$$

В этой схеме наблюдаются интерференционные кольца на бесконечности, распределение интенсивности в которых соот-

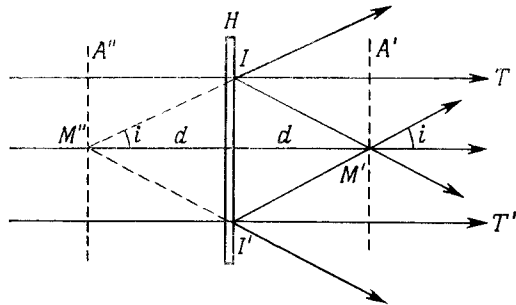


Рис. 73. Восстановление двух изображений A' и A'' диффузора A .

ветствует формуле (3.3), а радиусы колец — формуле (3.5) при $n = 1$.

§ 6. Интерференционные кольца, образуемые фотопластинкой, на которой зарегистрировано несколько спекл-структур при ее продольном смещении между экспозициями [149]

Если в опыте, рассматривавшемся в предыдущем параграфе, расстояние d [формула (3.5)] не очень мало, то получатся кольца с малым угловым диаметром, на которые в большей или меньшей степени наложится пучок $IT, I'T'$, прошедший через фотопластинку без отклонения (рис. 73). Действительно, при $d = 6$ мм ($\lambda = 0,6$ мкм) угловой радиус первого светлого кольца будет равен $26'$, что по порядку величины соответствует диаметру Солнца. Как показывает эксперимент, этого недостаточно для того, чтобы избежать нежелательного наложения пучка $IT, I'T'$, прошедшего через фотопластинку без отклонения. Поэтому с описанным выше амплитудным диффузором делают две экспозиции, смещая фотопластинку в промежутке между экспозициями в продольном направлении. В результате получают кольца с большими угловыми диаметрами, если только смещение ε фотопластинки между экспозициями достаточно мало (условие, которое очень легко выполнить). После проявления с голограммы H , освещаемой параллельным пучком, восстанавливают четыре идентичных и симметрично расположенных изображения диффузора: два действительных — A'_1 и A'_2 и

два мнимых — A'_1 и A'_2 (рис. 74). Диффузоры A'_1 и A'_2 дают на бесконечности кольца, угловые радиусы которых выражаются формулой (3.5), имеющей в данном случае вид

$$i = \sqrt{\frac{2\rho\lambda}{\varepsilon}}. \quad (5.5)$$

Точно такие же кольца возникают и от диффузоров A'_1 и A'_2 . Поскольку расстояние между двумя группами диффузоров значительно больше ε , другие кольца, возникающие в этой системе, практически полностью перекрываются нерассеянным пучком и на его фоне невидимы.

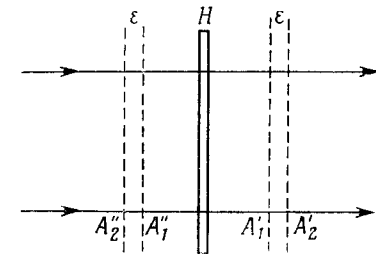


Рис. 74. Та же схема, что и на рис. 73, но в промежутке между экспозициями фотопластинку H слегка смещают в продольном направлении.

Можно также получить многолучевые интерференционные кольца, если сделать целый ряд экспозиций на одну и ту же фотопластинку, смещая ее между экспозициями на одно и то же расстояние ε . Если мы сделаем N одинаковых экспозиций, то на стадии восстановления получатся N действительных и N мнимых изображений диффузора, располагающихся по разные стороны от голограммы. Распределение интенсивности в интерференционных кольцах, наблюдаемых на бесконечности, в этом случае соответствует формуле

$$I = I_0 \left(\frac{\sin \frac{N\pi \varepsilon i^2}{2\lambda}}{\sin \frac{\pi \varepsilon i^2}{2\lambda}} \right). \quad (5.6)$$

Светлые кольца будут тем тоньше, чем больше число экспозиций N , но это число, разумеется, ограничено динамическим диапазоном фотоэмульсии.

§ 7. Гиперболические или эллиптические интерференционные полосы

Между амплитудным диффузором A (рис. 75) и фотопластинкой H поместим две плоскопараллельные пластинки L_1 и L_2 . Плоскость, в которой лежит биссектриса угла, образованного пластинками L_1 и L_2 , параллельна H . Благодаря на-

лично второй пластинки компенсируется отклонение лучей, которое вызывала бы каждая пластинка в отдельности. На фотопластинке H делают две экспозиции: первую — в условиях, показанных на рис. 75, а вторую — убрав пластинки L_1 и L_2 и сместив фотопластинку H по нормали к ее плоскости.

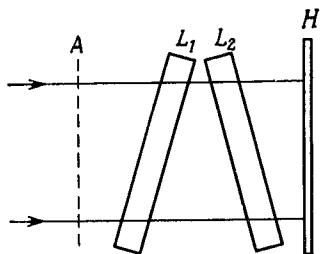


Рис. 75. Регистрация спекл-структуры (от диффузора A) с эллиптическими или гиперболическими интерференционными полосами.

Пусть при второй экспозиции расстояние от диффузора A до фотопластинки H равно d . Гол로그램 восстанавливает два действительных изображения диффузора и два мнимых. В паре действительных изображений одно имеет астигматические aberrации, обусловленные наличием плоскопараллельных пластинок во время съемки, а другое восстанавливается без искажений и служит опорным. Эти изображения диффузоров дают на бесконечности гиперболические или эллиптические интерференционные полосы в зависимости от выбранного значения d . Точно так же обстоит дело и с двумя мнимыми изображениями диффузора.

ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ, МОДУЛИРОВАННЫХ СПЕКЛАМИ

§ 1. Введение

При освещении дифракционной решетки R (рис. 76) параллельным пучком в фокальной плоскости F объектива O формируется пространственный спектр решетки. Поместим в фокальной плоскости F экран с отверстием, через которое проходит только прямое изображение источника, находящееся в точке F . В этом случае плоскость R' , оптически сопряженная с плоскостью решетки R , освещена равномерно и не будет видно никакого изображения решетки. Увеличим диаметр отверстия так, чтобы пропустить через него прямое изображение источника и два первых порядка спектра решетки, расположенные по разные стороны от него. При этом появится изображение решетки. Если перекрыть прямое изображение источника в точке F , то штрихи в изображении решетки R' будут в 2 раза чаще. В случае двумерной дифракционной решетки R можно также изменять ориентацию штрихов в ее изображении R' , фильтруя соответствующим образом спектр решетки в фокальной плоскости объектива O . Этот классический эксперимент, известный под названием опыта Аббе, можно рассматривать как один из первых экспериментов по оптической обработке изображений. Он был обобщен и применен к произвольным объектам. Возьмем, например, плохо сфокусированную фотографию. Ее нерезкость обусловлена избытком низкочастотных составляющих. Ослабляя спектр изображения при помощи фильтра, который уменьшает свет в области, непосредственно прилегающей к изображению источника в плоскости F (в области низких пространственных частот), можно улучшить качество фотографии. В случае изображения, искаженного шумом, возникающим, например, вследствие зернистости фотоматериала, фильтр, ослабляющий свет в областях, более удаленных от F (областях, соответствующих высоким пространственным частотам), позволяет уменьшить шум зернистости. К сожалению, такой «низкочастотный» фильтр может отрезать высокие пространственные частоты самого изображения и ухудшить таким образом его качество. Если же изображение искажено периодическим шумом, то можно взять фильтр, который по-

давляет только пространственные частоты, соответствующие периодическому шуму. В этом случае высокие пространственные частоты изображения подавляются не полностью и изображение в конечном счете оказывается менее искаженным.

Правда, эти операции пространственной фильтрации трудноосуществимы, так как пространственный спектр формируется в весьма малой окрестности точки F . Например, при использовании объектива с относительным отверстием 1:6 радиус дифракционной картины (центрального пятна) равен 4 мкм. Таким образом, чтобы воздействовать на низкие пространственные частоты, нужны пространственные фильтры

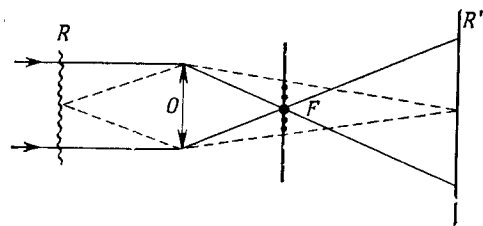


Рис. 76. Пространственная фильтрация спектра дифракционной решетки.

очень малых размеров, которые трудны в изготовлении. Кроме того, фильтрация при пространственно-когерентном освещении никогда не позволяет получить очень хороших изображений из-за паразитной дифракции на пылинках, царапинах и т. д.

Чтобы получить в фокальной плоскости объектива O пространственно-частотный спектр большей протяженности, можно модулировать изображение, подлежащее обработке, например фотографию, при помощи диффузного рассеивателя. Естественно, диффузный рассеиватель должен иметь достаточно тонкую структуру для того, чтобы качество фотографии не было ухудшено. Проведем опыт, показанный на рис. 26. Матовое стекло G , освещаемое лазером, служит светящимся источником для освещения неэкспонированной фотопластинки высокого разрешения H , перед которой помещен диапозитив A , подлежащий модуляции (рис. 77). Матовое стекло G создает на пластинке H спекл-структуру, интенсивность которой может быть представлена функцией $D(\eta, \xi)$. Поскольку перед фотопластинкой H расположен диапозитив A , интенсивность, регистрируемая пластинкой, равна произведению $D(\eta, \xi)$ на функцию $A(\eta, \xi)$, характеризующую пропускание диапозитива A . Таким образом, регистрируют произведение $A(\eta, \xi)D(\eta, \xi)$. Диаметр пятен спекл-структуры можно сделать достаточно малым, взяв соответствующий угол α . При $\alpha = 1/10$ пятна имеют размер порядка 6 мкм

[формула (2.3)]. После проявления фотопластинка H выглядит как обычный негатив, а тонкая структура, обусловленная спекл-эффектом, видна лишь под микроскопом. При таких условиях можно сказать, что качество изображения не изменилось. Теперь пространственный спектр негатива в фокальной плоскости объектива сильно растянут (рис. 78). Если, например, фокусное расстояние объектива O равно 30 см, то центральное дифракционное пятно, создаваемое самой спекл-структурой, имеет диаметр порядка 60 мм¹⁾. На самом деле спектр описывается сверткой $\tilde{A}(u, v) \otimes \tilde{D}(u, v)$, и хотя он очень растянут, этого еще недостаточно для того,

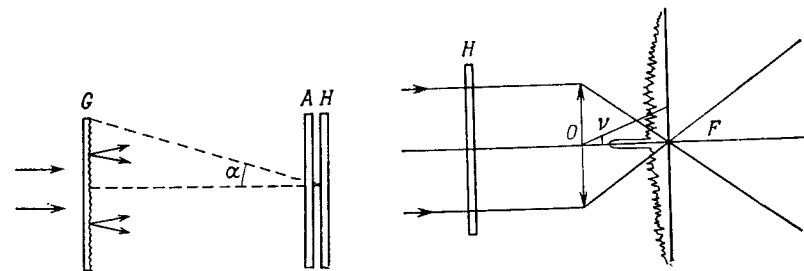


Рис. 77. Регистрация на фотопластинке H изображения A , модулированного спекл-структурой.

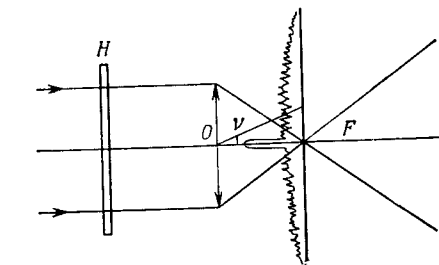


Рис. 78. Пространственный спектр негатива H , наблюдаемый в фокальной плоскости объектива O .

чтобы операции обработки изображений стали возможными. Нужно модулировать этот спектр таким образом, чтобы локализовать свет в тех или иных (в зависимости от решаемой задачи) областях спектральной плоскости.

§ 2. Вычитание изображений [суть метода] [57]

Задача такова: на двух диапозитивах A и B наряду с одинаковыми имеются и неодинаковые участки, и нужно получить разность $A - B$. Диапозитивы A и B могут представлять собой, например, полученные в разное время 2 фотографии одного и того же участка земной поверхности, на котором произошли какие-то изменения в промежутке между съемками. Требуется выявить эти изменения, устранив все, что не изменилось.

С этой целью делают копии диапозитивов A и B на одной и той же фотопластинке H высокого разрешения, пользуясь схемой, представленной на рис. 79. При первой экспозиции

¹⁾ При $\alpha = 1/10$. — Прим. перев.

перед H помещают диапозитив A и освещают его спекл-структурой, создаваемой матовым стеклом G . Затем A заменяют диапозитивом B и, прежде чем сделать вторую экспозицию, смещают H на очень малое расстояние в некотором направлении. Рассмотрим под микроскопом один из участков негатива H после проявления (рис. 80). На одинаковых участках диапозитивов A и B каждому пятну спекл-структуры,

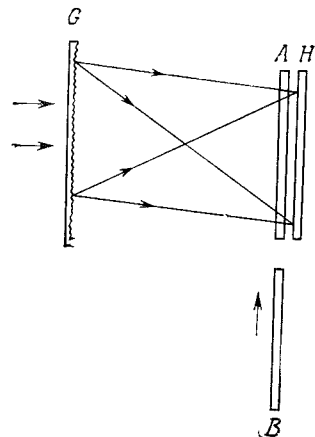


Рис. 79. Последовательная регистрация на фотопластинке H двух изображений A и B , модулированных одной и той же спекл-структурой.

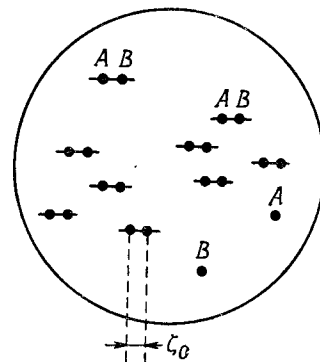


Рис. 80. Спекл-структура, получающаяся на фотопластинке H .

зарегистрированной с A , соответствует точно такое же пятно спекл-структуры, зарегистрированной с B . Расстояние между двумя идентичными пятнами равно смещению пластинки H между двумя экспозициями. На неодинаковых же участках диапозитивов A и B интенсивность соответствующих точек неодинакова. Если, например, в некоторой области диапозитив A прозрачен, а диапозитив B непрозрачен, то имеются только пятна спекл-структуры, зарегистрированной с A . Осветим теперь негатив H параллельным пучком, как показано на рис. 81 (светом ртутной лампы с фильтром). Объектив O создает изображение негатива H в плоскости H' . На одинаковых участках диапозитивов A и B имеются пары идентичных пятен. Эти пятна дифрагируют свет, и два идентичных пятна, таких, например, как A_1 и B_1 , дают интерференционные полосы Юнга в фокальной плоскости объектива O . То же самое можно сказать и о всех других парах пятен, находящихся на одинаковых участках диапозитивов A

и B . Поместим в фокальную плоскость непрозрачный экран со щелью таким образом, чтобы щель совпала с темной полосой. Тогда свет, дифрагируемый пятнами A_1 и B_1 , не будет попадать на плоскость изображения H' . То же самое справедливо и для всех других пар одинаковых пятен. Это означает, что все одинаковые участки диапозитивов A и B не будут видны на изображении H' .

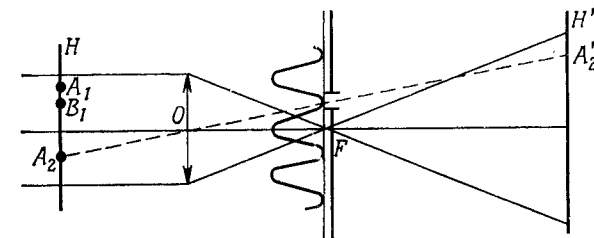


Рис. 81. Выявление в плоскости H' разности двух изображений, зарегистрированных на фотопластинке H .

Теперь рассмотрим участок, где диапозитивы A и B неодинаковы. Два соответствующих пятна здесь неодинаковы и дифрагируют свет разной интенсивности. Они дают полосы Юнга, интенсивность которых в минимумах уже не равна нулю, и сквозь щель на плоскость изображения H' попадает некоторое количество света. В результате в плоскости H' видны только те участки изображений A и B , на которых есть различия, т. е. видна «разность» изображений $A - B$.

§ 3. Распределение света в плоскости изображения

Рассмотрим изложенный метод, пользуясь не очень сложной математикой. При первой экспозиции перед неэкспонированной пластинкой высокого разрешения H помещают диапозитив A и регистрируют произведение $A(\eta, \xi)D(\eta, \xi)$, где $A(\eta, \xi)$ — пропускание диапозитива A , а $D(\eta, \xi)$ — интенсивность спекл-структуры. Затем диапозитив A заменяют диапозитивом B так, чтобы те участки последнего, которые идентичны определенным участкам диапозитива A , оказались точно в тех же местах. После этого фотопластинку H сдвигают на очень малое расстояние в некотором направлении, например вдоль оси ξ . Обозначим это смещение через ξ_0 . При таких условиях делают вторую экспозицию. Таким образом, регистрируют интенсивность $B(\eta, \xi - \xi_0)D(\eta, \xi - \xi_0)$. Поскольку смещение эквивалентно свертке с дельта-функцией (гл. 1, § 6; гл. 4, § 2), зарегистрированную интенсивность

можно записать в виде

$$B(\eta, \xi) D(\eta, \xi) \otimes \delta(\eta, \xi - \xi_0).$$

Полная интенсивность, регистрируемая пластинкой H , упрощенно записывается как

$$(AD) \otimes \delta(\eta, \xi) + (BD) \otimes \delta(\eta, \xi - \xi_0), \quad (6.1)$$

что после подстановки $A - B = C$ принимает вид

$$(AD) \otimes [\delta(\eta, \xi) + \delta(\eta, \xi - \xi_0)] - (CD) \otimes \delta(\eta, \xi - \xi_0) \quad (6.2)$$

или, в симметричной форме,

$$(AD) \otimes \left[\delta\left(\eta, \xi + \frac{\xi_0}{2}\right) + \delta\left(\eta, \xi - \frac{\xi_0}{2}\right) \right] - (CD) \otimes \delta\left(\eta, \xi - \frac{\xi_0}{2}\right). \quad (6.3)$$

После проявления амплитудное пропускание t негатива будет равно (гл. 4, § 2)

$$t = a - b \left\{ (AD) \otimes \left[\delta\left(\eta, \xi + \frac{\xi_0}{2}\right) + \delta\left(\eta, \xi - \frac{\xi_0}{2}\right) \right] - (CD) \otimes \delta\left(\eta, \xi - \frac{\xi_0}{2}\right) \right\}. \quad (6.4)$$

Мы рассматриваем негатив H в схеме рис. 81: негатив H освещается параллельным пучком, и объектив O создает его изображение в плоскости H' . Пространственный спектр зарегистрированного на негативе изображения представляет собой фурье-образ амплитудного пропускания t и отображается в фокальной плоскости объектива O . Результаты гл. 4, § 2, показывают, что

$$\tilde{t}(u, v) = a\tilde{d}(u, v) - b\{2[\tilde{A}(u, v) \otimes \tilde{D}(u, v)] \cos \frac{\pi v \xi_0}{\lambda} - [\tilde{C}(u, v) \otimes \tilde{D}(u, v)] e^{-j \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}}\}. \quad (6.5)$$

Первый член $a\tilde{d}(u, v)$ этого выражения описывает изображение точечного источника, который освещает систему, причем это изображение локализовано в фокусе F . Его можно не рассматривать вследствие малых размеров. Во втором члене мы имеем (умноженный на постоянную величину b) спектр $\tilde{A} \otimes \tilde{D}$, модулированный множителем

$$\cos(\pi v \xi_0 / \lambda),$$

описывающим полосы Юнга. Угловое расстояние между двумя соседними (или темными) полосами равно λ / ξ_0 . Поместим в фокальную плоскость объектива O непрозрачный

экран со щелью таким образом, чтобы щель приходилась на минимум интерференционных полос Юнга. Тогда член

$$(\tilde{A} \otimes \tilde{D}) \cos(\pi v \xi_0 / \lambda) \quad (6.6)$$

будет исключен и (с точностью до постоянного множителя) экран пропустит только слагаемое

$$(\tilde{C} \otimes \tilde{D}) e^{-j \frac{\pi v \xi_0}{\lambda}}, \quad (6.7)$$

так что в плоскости изображения H' распределение комплексных амплитуд будет соответствовать произведению CD . Следовательно, будет видна лишь разность изображений $C = A - B$, причем она будет модулирована спекл-структурой D . Поскольку структура спеклов очень тонкая, она не окажет влияния на качество изображения C .

§ 4. Улучшение профиля интерференционных полос и качества изображений

Кривая 1 на рис. 82 показывает профиль распределения амплитуд в интерференционных полосах, которые наблюдаются в фокальной плоскости объектива O (рис. 81). Из рис. 82 видно, что наклон кривой 1 в окрестности нулевого

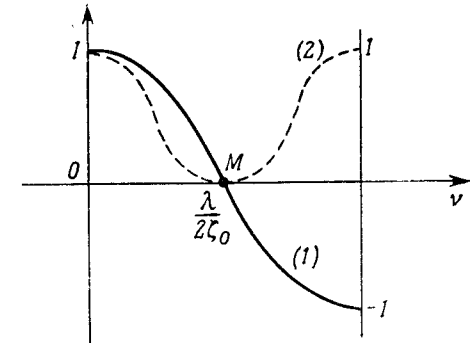


Рис. 82. Профиль интерференционных полос пространственного спектра в случае двух (кривая 1) и трех (кривая 2) экспозиций.

значения равен 1. Следовательно, чтобы пропустить как можно меньше света, соответствующего идентичным участкам A и B , следовало бы взять узкую щель, что нежелательно для получения хорошего качества отфильтрованного изображения. Но можно работать со значительно более широкой щелью, если воспользоваться результатами гл. 4, § 3. Сделав нечетное число экспозиций, длительность которых пропорциональна биномиальным коэффициентам, мы получим узкие и яркие полосы, разделенные широкими интерва-

лами с нулевыми минимумами. Возможное число таких экспозиций ограничено динамическим диапазоном фотографической эмульсии, но уже три экспозиции дают хорошие результаты. Схема регистрации такова:

Изображение	A	B	A
Смещение	$-\xi_0$	0	$+\xi_0$
Время экспозиции	$1/2$	1	$1/2$

Регистрируемая при этом интенсивность описывается выражением

$$(AD) \otimes \left[\frac{1}{2} \delta(\eta, \xi - \xi_0) \right] + (BD) \otimes \delta(\eta, \xi) + \\ + (AD) \otimes \left[\frac{1}{2} \delta(\eta, \xi + \xi_0) \right], \quad (6.8)$$

которое можно преобразовать к виду

$$(AD) \otimes \left[\frac{1}{2} \delta(\eta, -\xi_0) + \delta(\eta, \xi) + \frac{1}{2} \delta(\eta, \xi - \xi_0) \right] - \\ - [(A - B)D] \otimes \delta(\eta, \xi). \quad (6.9)$$

Обозначив, как и в предыдущем параграфе, амплитудное пропускание негатива через t , получаем спектр негатива в виде

$$\tilde{t}(u, v) = a \otimes (u, v) - b \left[2(\tilde{A} \otimes \tilde{D}) \cos^2 \frac{\pi v \xi_0}{\lambda} - \tilde{C} \otimes \tilde{D} \right], \quad (6.10)$$

где $C = A - B$. Теперь идентичные участки изображений A и B модулированы по амплитуде множителем $\cos^2(\pi v \xi_0 / \lambda)$, представленным кривой 2 на рис. 82. Поскольку в минимуме M амплитуда равна нулю, можно взять более широкую щель для фильтрации и значительно улучшить качество изображений. Чтобы зарегистрировать три изображения за две экспозиции, можно применить двулучепреломляющую систему, описанную в гл. 4, § 4. Такое устройство автоматически смещает спекл-структуру, благодаря чему отпадает необходимость в смещении пластинки между экспозициями. На рис. 83—85 показан пример применения данного метода для обработки рентгенограмм черепа человека. На рис. 84 мы видим рентгенограмму мозга, в артерии которого введена специальная жидкость, повышающая контраст, и можно проследить ее распространение, если «вычесть» из этой рентгенограммы снимок (рис. 83), сделанный до введения жидкости. На рис. 85 показана разность двух рентгенограмм, представленных на рис. 83 и 84. Тонкий светлый контур черепной коробки, видимый на рис. 85, показывает, что рентгенограммы рис. 83 и 84 были получены не совсем в одинаковых

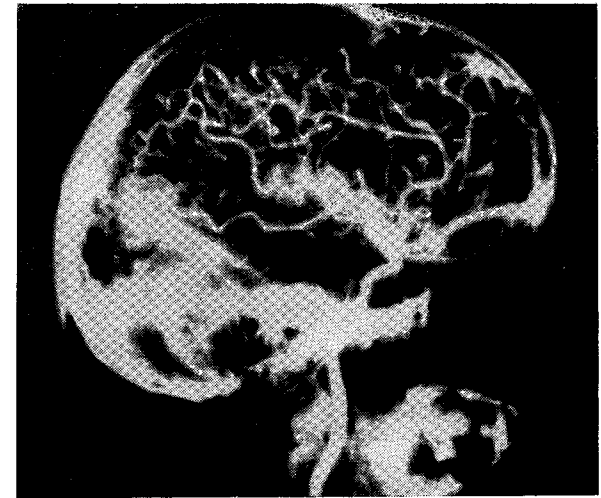


Рис. 83. Рентгенограмма человеческого мозга до введения в артерии контрастирующей жидкости.

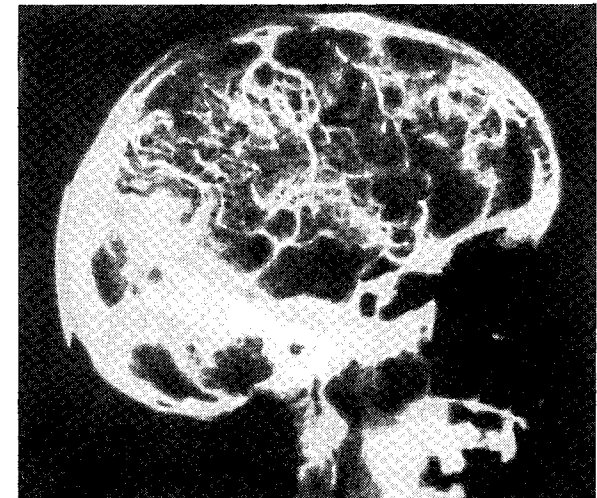


Рис. 84. Рентгенограмма после введения контрастирующей жидкости.

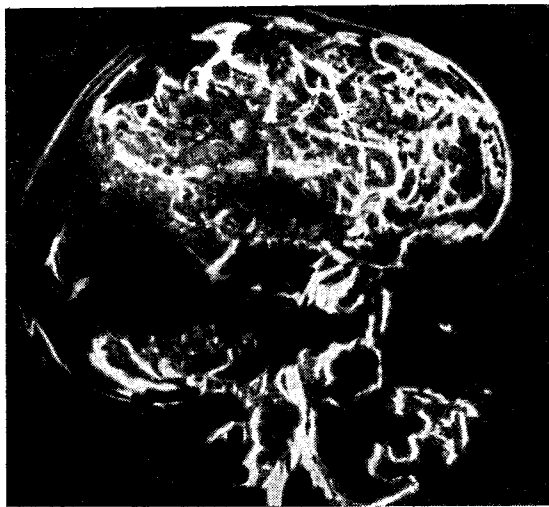


Рис. 85. Разность рентгенограмм, приведенных на рис. 83 и 84.

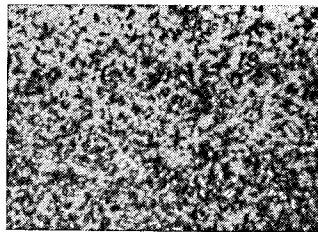


Рис. 86. Снимок спекл-структуры, сделанный под микроскопом.

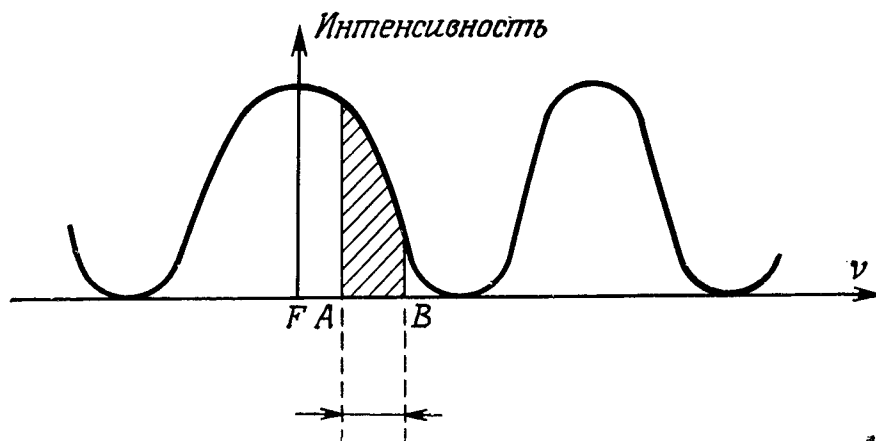


Рис. 87. Влияние ширины AB фильтрующей щели.

условиях. Но он позволяет лучше определить положение деталей изображений относительно черепа. На рис. 86 приведен снимок спекл-структуры, сделанный под микроскопом при большом увеличении.

Мы показали, что можно значительно улучшить качество изображений, выбирая времена экспозиции, пропорциональные биномиальным коэффициентам. Но мы не учитывали ширину щели, которая служит для фильтрации. Если она задана, то нужно найти такой профиль интерференционных полос, при котором в плоскости изображения было бы как можно меньше света от одинаковых участков. Для этого приходится исследовать зависимость площади заштрихованного участка на рис. 87 от положения отрезка AB , равного ширине щели, на оси v . Ищут такой профиль интерференционных полос, при котором обеспечивается наименьший минимум, чем и определяются длительности экспозиций [163].

§ 5. Кодирование и декодирование изображений

Рассмотренный метод вычитания изображений может быть также применен для декодирования закодированного изображения. Пусть A есть диапозитив с изображением некоторого объекта, которое хотят сначала закодировать, а затем декодировать. На неэкспонированной фотопластинке H последовательно делают две экспозиции контактным методом: первую с диапозитива A , а вторую с некоего диапозитива B , который до неузнаваемости исказил бы A . На диапозитиве B могут быть, например, беспорядочно нанесены точки, линии, какие-нибудь кривые и т. д. После проявления фотография H может быть передана по каналу связи, причем при ее приеме она должна быть декодирована получателем. Для этого ему нужно иметь диапозитив B , который служит «ключом» при декодировании. Две фотографии $H = A + B$ и B обрабатывают методом, изложенным в § 2, т. е. ищут разность $A = H - B$. Разумеется, изображение A получить невозможно, если нет «ключа».

§ 6. Мультиплексная запись изображений методом наложения спекл-структур, сдвигаемых в поперечном направлении [106]

Вернемся к схеме, изображенной на рис. 77. Зарегистрируем изображение диапозитива A на фотопластинке H . При этом мы сделаем несколько экспозиций, длительность которых пропорциональна биномиальным коэффициентам, с одним и тем же смещением фотопластинки между каждыми двумя экспозициями. Рассмотрим полученный после проявления не-

гатов H , пользуясь схемой, представленной на рис. 81. Благодаря тому что сделано несколько экспозиций, интерференционные полосы, наблюдаемые в фокальной плоскости объектива O , оказываются очень узкими. Для простоты на рис. 88 они изображены в виде прямых линий, обозначенных через $A_1, A_2, \dots, A_{-1}, A_{-2}$. Повторим все то же самое, но

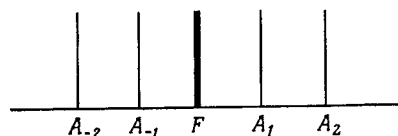


Рис. 88. Пространственный спектр фотографического изображения, многократно зарегистрированного на одной фотопластинке при одинаковом смещении пластинки в промежутках между экспозициями.

с другим диапозитивом B на той же непроявленной фотопластинке H и будем смещать пластинку H между экспозициями немного меньше, чем при регистрации диапозитива A . В результате на одной и той же пластинке будут зарегистрированы оба изображения A и B . После проявления наблюдают пространственный спектр негатива, пользуясь схемой



Рис. 89. Пространственный спектр двух фотографических изображений, многократно зарегистрированных на одной пластинке при смещениях пластинки между экспозициями, разных для каждого изображения.

рис. 81. Такой спектр представлен на рис. 89. Интерференционные полосы, даваемые изображениями A и B , не совпадают, поскольку смещение фотопластинки при регистрации изображений было не одинаковым. Нетрудно сообразить, что, поместив щель фильтрации на одну полосу, такую, например, как $A_1, A_2, \dots, A_{-1}, A_{-2}$, мы будем наблюдать только одно изображение A в сопряженной плоскости H' на рис. 81. Если же фильтрующая щель находится на одной из интерференционных полос $B_1, B_2, \dots, B_{-1}, B_{-2}$, то в плоскости H' появится только изображение B . Разумеется, невозможно записать на одной пластинке H бесконечно много фотографий. Ограниченный динамический диапазон фотоэмульсии не позволяет записать более 5 или 6 изображений без снижения отношения сигнала к шуму.

§ 7. Мультиплексная запись изображений методом ориентированных спекл-структур

На рис. 90—92 приведены три схемы, позволяющие записывать несколько изображений на одной и той же фотопластинке H . На рис. 90 одна из предназначенных для записи фотографий A помещается за матовым стеклом G , которое освещается лазером. Объектив O проецирует изображение

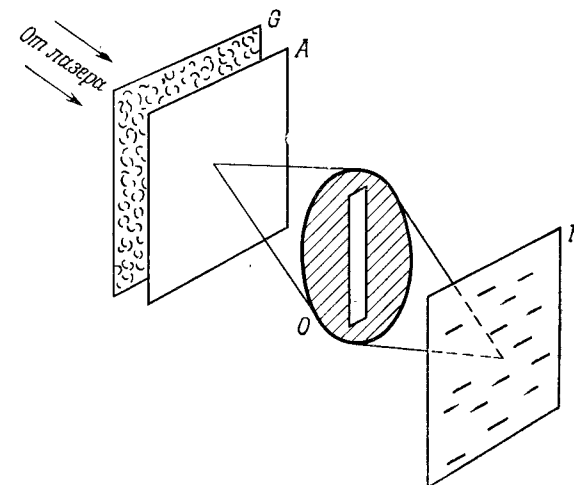


Рис. 90. Запись нескольких изображений на одной фотопластинке с изменением ориентации щели.

диапозитива A на фотопластинку. При фотографировании объектив O диафрагмируется прямоугольной щелью, благодаря чему зерна спекл-структуры превращаются в дифракционные пятна малого размера, вытянутые в направлении, перпендикулярном длине щели. При регистрации второго изображения B изменяют ориентацию щели, расположенной перед объективом O . После проявления негатив помещают в плоскость H схемы, приведенной на рис. 81. Очевидно, что в пространственном спектре изображения A дифрагировавший на нем свет будет пространственно ориентирован в другом направлении, нежели в спектре изображения B . Поворачивая надлежащим образом фильтрующую щель в плоскости F рис. 81, можно по желанию получить либо изображение A , либо изображение B .

На рис. 91 показан такой же способ записи нескольких изображений на одну фотопластинку, но только здесь вытягивание зерен спекл-структуры обеспечивается просто путем

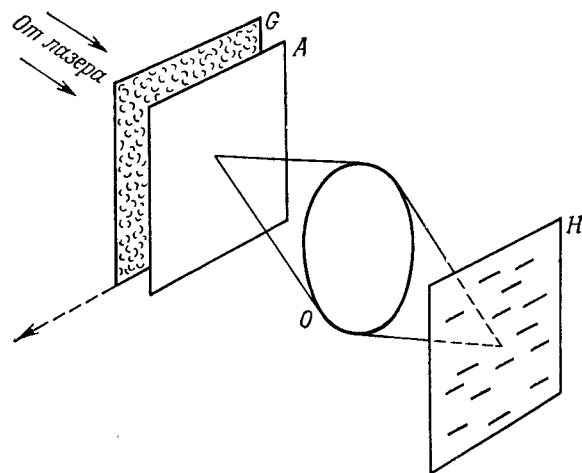


Рис. 91. Запись нескольких изображений на одной фотопластинке со смещением матового стекла G в разных направлениях.

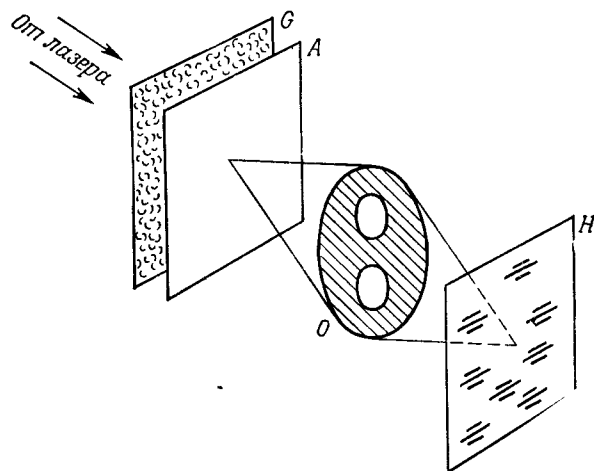


Рис. 92. Запись нескольких изображений на одной фотопластинке с вращением диафрагмы, имеющей два круглых отверстия.

равномерного перемещения матового стекла G во время экспозиции. Для каждого из регистрируемых изображений выбирается свое направление смещения матового стекла. Как и в предыдущем случае, для наблюдения того или иного из зарегистрированных изображений нужно поворачивать фильтрующую щель.

И наконец, в схеме, представленной на рис. 92, регистрация нескольких изображений на одной фотопластинке производится путем диафрагмирования объектива системой двух одинаковых отверстий. В этом случае каждое пятно спекл-структуры имеет в плоскости изображения вид дифракционного пятна, модулированного интерференционными полосами Юнга. Пространственная ориентация полос зависит от ориентации двух диафрагмирующих отверстий. При регистрации каждого изображения задается своя пространственная ориентация системы отверстий. Наблюдение того или иного из зарегистрированных изображений производится, как и ранее, по схеме рис. 81 с изменением ориентации фильтрующей щели. Во всех рассмотренных случаях ограниченный динамический диапазон фотопластинок не позволяет записать на одной фотопластинке более 5—6 изображений.

ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕЩЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ ДИФFUЗНЫХ ОБЪЕКТОВ МЕТОДОМ ФОТОРЕГИСТРАЦИИ СПЕКЛ-СТРУКТУРЫ

§ 1. Поперечное смещение диффузного объекта. Случай, когда смещение больше диаметра пятна спекл-структуры [143]

Исследуемый объект A освещают лазером и в плоскости A' наблюдают его изображение, формируемое объективом O (рис. 93). Для простоты предположим, что объект A состоит из двух частей A_1 и A_2 . Часть A_1 остается неподвижной, а смещается только часть A_2 . Это ни в коей мере не уменьшит общности наших выводов. Мы рассматриваем случай поперечного смещения: следовательно, часть A_2 смещается в направлении, перпендикулярном оптической оси объектива O . Изображение A регистрируют на фотопластинке H два раза — сначала до смещения A_2 , а потом — после. Между экспозициями фотопластинку H перемещают в ее плоскости на небольшую величину ξ_0 в произвольном направлении. При этом в области A'_1 регистрируют две идентичные спекл-структуры, сдвинутые одна относительно другой на величину ξ_0 . Поскольку часть A_2 смещается между двумя экспозициями, в области A'_2 регистрируют иную картину. Если смещение части A_2 представляет собой простое поступательное перемещение, то в области A'_2 будут наблюдаться две идентичные спекл-структуры, смещенные одна относительно другой на величину, отличную от ξ_0 . После проявления изображение H , полученное на негативе, наблюдают, пользуясь обычной схемой, изображенной на рис. 94, которая аналогична схеме рис. 81. В этой схеме негатив H освещается параллельным пучком, идущим от обычного монохроматического источника, например от ртутной лампы с фильтром. Объектив L формирует изображение негатива H в плоскости H' . В фокальной плоскости F объектива L область A'_1 создает прямолинейные интерференционные полосы, расстояние между которыми равно λ/ξ_0 (гл. 4, § 2). Область же A'_2 создает интерференционные полосы, ориентация которых зависит от направления ее перемещения, а расстояние между которыми уже не равно λ/ξ_0 . Помещая в фокальную плоскость F диафрагму, содержащую щель, таким образом, чтобы щель совпала с нулевым минимумом интерференционных полос, создаваемых областью A'_1 , можно устранить изображение A'_1 области A'_1 . Так как интерференционные полосы, созда-

ваемые областью A'_2 , не совпадают с предыдущими, свет от области A'_2 проходит через щель и формирует на выходе схемы ее изображение A''_2 . В результате в плоскости H' наблюдают высококонтрастное изображение той части A_2 объекта A , которая претерпела смещение. Те же области объекта, которые остались неподвижными, стали невидимыми.

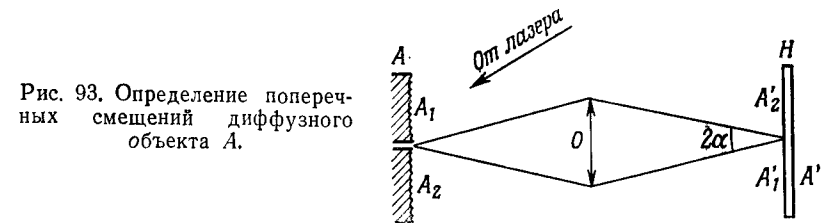


Рис. 93. Опредeление поперечных смещений диффузного объекта A .

Мы рассмотрели простой пример, когда одна часть объекта остается неподвижной, а другая смещается. Разумеется, полученный результат носит общий характер и рассматриваемый метод позволяет обнаруживать все те области объекта, которые сместились или деформировались. При использовании двух экспозиций фильтрующая щель должна быть узкой, что снижает качество изображения в плоскости H' .

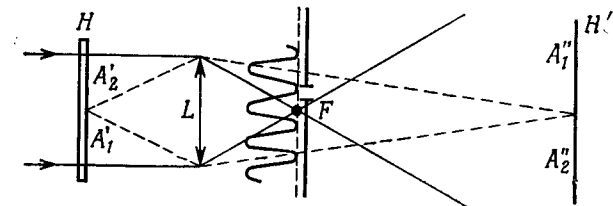


Рис. 94. Пространственная фильтрация негатива H , полученного в схеме рис. 93.

Как было показано ранее (гл. 4, § 3, 4; гл. 6, § 4), выгодно регистрировать три изображения объекта с отношением экспозиций 1 : 2 : 1. Это можно сделать либо за три экспозиции, либо за две, если использовать двулучепреломляющую систему (гл. 4, § 4). Для проведения количественного исследования можно рассматривать отдельные точки, как показано на рис. 95 [6]. В этом случае, вместо того чтобы наблюдать изображение негатива H , исследуют интерференционные полосы в фокальной плоскости F объектива O , помещая с этой целью рядом с негативом H диафрагму с отверстием T . Ориентация интерференционных полос и расстояние между ними будут изменяться при изменении положения отвер-

стия T . Благодаря этому можно измерить направление и величину смещения различных участков исследуемого объекта.

Подчеркнем, что такой метод применим только тогда, когда смещение объекта в плоскости изображения A' (рис. 93) больше диаметра пятна спекл-структуры. Действительно, предположим, что в опыте, показанном на рис. 93, мы сделали только одну экспозицию. Тогда будет зарегистрирована одна спекл-структура, пространственный спектр которой можно наблюдать затем, пользуясь схемой, приведенной на рис. 94. Эта спекл-структура представляет собой систему небольших пятен, самые малые из которых имеют диаметр порядка ширины главного максимума дифракционной картины,

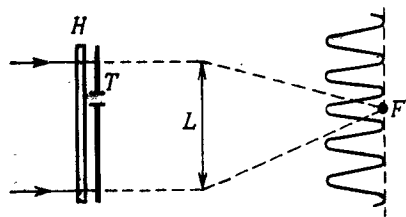


Рис. 95. Наблюдение пространственного спектра негатива H при помощи помещенного рядом с ним экрана с отверстием.

создаваемой апертурой объектива O , который использовался для регистрации спекл-структуры. Следовательно, на фотопластинке H зарегистрированы пятна с наименьшими диаметрами порядка $\varepsilon = \lambda/\alpha$. На схеме рис. 94 практически весь дифрагированный свет будет содержаться в конусе с углом 2α . Чтобы наблюдать интерференционные полосы в случае, когда делают двойную экспозицию, необходимо, чтобы период интерференционных полос был достаточно малым, т. е. чтобы первый ноль этих полос находился внутри конуса дифрагированного света. Если смещение объекта, пересчитанное в плоскость изображения A' , т. е. в плоскость H , равно ξ_1 , то первый ноль находится в направлении, образующем с осью угол, равный λ/ξ_1 . Интерференционные полосы будут видны, если этот угол будет меньше половинного угла $\alpha = \lambda/\varepsilon$ при вершине конуса, в который дифрагирует свет, т. е. если $\xi_1 > \varepsilon$. Отсюда следует, что смещение в плоскости изображения должно быть больше диаметра пятна спекл-структуры. В то же время смещение не должно быть слишком большим, так как иначе интерференционные полосы будут очень частыми и их ширина будет соизмерима с размерами изображения источника, находящегося в точке F на рис. 94. Для каждой схемы легко определить границы допустимых смещений, в пределах которых целесообразно проводить измерения.

§ 2. Поперечное смещение диффузного объекта. Случай, когда смещение меньше диаметра пятна спекл-структуры [59]

Рассмотрим теперь случай, когда смещение объекта A , измеренное в плоскости изображения A' (рис. 93), меньше диаметра пятна спекл-структуры в плоскости изображения A' .

Поместим перед объективом O , формирующим изображение A' диффузного объекта A (рис. 96), диафрагму с двумя щелями T_1 и T_2 . Свет, прошедший через щель T_1 , образует в изображении A' объекта A спекл-структуру, которая не

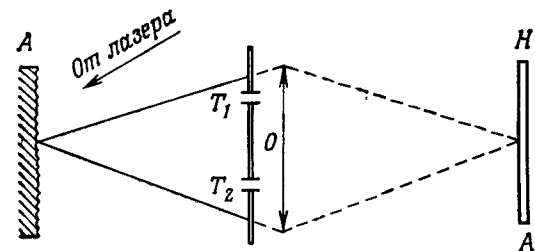


Рис. 96. Определение поперечного смещения диффузного объекта путем модуляции пятен спекл-структуры интерференционными полосами.

имеет корреляции со спекл-структурой, созданной светом, прошедшим через щель T_2 . Наблюдаемая в изображении A' спекл-структура является результатом интерференции этих двух структур. Данный случай аналогичен случаю, рассмотренному в гл. 3, § 5. Две щели формируют две разные спекл-структуры, подобно двум матовым стеклам G_1 и G_2 на рис. 49. На пятнах спекл-структуры, наблюдаемой в плоскости изображения A' , имеются интерференционные полосы в виде параллельных прямых линий, отстоящих друг от друга на расстояние, равное $\lambda D/\overline{T_1 T_2}$, где D — расстояние от объектива O до плоскости изображения A' . Как было показано в гл. 3, § 5, никакой связи между положением полос в разных пятнах спекл-структуры нет. Если ширина каждой щели равна ξ , то диаметр пятен спекл-структуры имеет порядок величины $\lambda D/\xi$. Поскольку $\overline{T_1 T_2} \gg \xi$, то очевидно, что расстояние между интерференционными полосами будет значительно меньше диаметра пятен. Для простоты предположим, что объект A подвергается перемещению в направлении, перпендикулярном направлению щелей (которые перпендикулярны плоскости рис. 96). Сделаем две экспозиции на одну и ту же фотопластинку H , одну до, а вторую после перемещения объ-

екта. Перемещение объекта вызывает соответствующее перемещение спекл-структуры в плоскости изображения A' . При этом перемещаются все пятна спекл-структуры вместе с интерференционными полосами. Предположим, что вследствие перемещения объекта A при второй экспозиции интерференционные полосы оказались сдвинутыми на величину, равную половине интервала, который их разделяет. Тогда максимумы, соответствующие первой экспозиции, наложатся на минимумы, соответствующие второй экспозиции, и интерференционные полосы исчезнут во всех пятнах. Так будет всякий раз, когда смещение объекта A будет вызывать в A' смещение спекл-структуры, равное нечетному числу отрезков

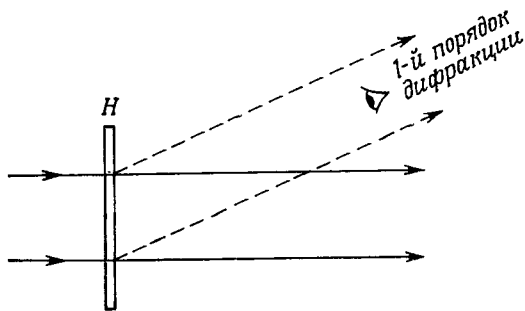


Рис. 97. Наблюдение негатива в первом порядке дифракции.

$\lambda D/2T_1T_2$. При этом смещение должно оставаться малым по сравнению с диаметром пятен спекл-структуры, поскольку в противном случае исчезновение интерференционных полос не будет полным.

Предположим теперь, что объект A деформируется, т. е. различные точки его смещаются неодинаково, и снова сделаем две экспозиции на одну и ту же фотопластинку. После проявления осветим фотопластинку параллельным пучком и будем ее рассматривать, помещая глаз в первый порядок дифракции (а не в пучок, проходящий прямо) (рис. 97). Участки объекта, которые получили смещение, равное нечетному числу $\lambda D/2T_1T_2$, окажутся темными. Области же, получившие смещение, равное целому четному числу, кратному $\lambda D/2T_1T_2$, будут яркими. Контраст этих интерференционных полос будет максимален, т. е. равен 1. Рассмотренная схема очень проста, но из-за наличия щелевых диафрагм в ней велика яркость. Для обнаружения очень малых поперечных смещений можно применить вспомогательный рассенватель. В схеме рис. 93 помещают рядом с фотопластинкой H мато-

вое стекло. Тогда контраст интерференционных полос в пространственном спектре негатива уменьшается при увеличении смещения объекта и становится равным нулю, когда смещение достигает величины порядка диаметра пятен спекл-структуры.

§ 3. Исследование поперечного смещения диффузного объекта, освещаемого двумя пучками. Случай, когда смещение меньше диаметра пятна спекл-структуры [142]

В данном случае диффузный объект A освещают двумя когерентными лазерными пучками, образующими один и тот же угол с нормалью к поверхности объекта A (рис. 98). Объектив O создает изображение объекта A в плоскости A' . Спекл-структура, наблюдаемая в плоскости изображения, возникает в результате интерференции двух некоррелирующих между собой спекл-структур, создаваемых двумя пучками. Оба показанных на рис. 98 пучка лежат в плоскости чертежа, а диффузный объект A , который мы полагаем плоским, перпендикулярен плоскости чертежа и оптической оси объектива O . Смещение объекта A рассматривают в направлении, перпендикулярном оптической оси объектива O . Предположим, что разность хода между двумя лучами, принадлежащими разным пучкам и приходящими в некоторую точку M объектива, равна δ . Если объект A смещается на величину ξ в указанном выше направлении, то оптический путь увеличивается на $\xi \sin \theta$ для одного из двух лучей, приходящих в точку M , и уменьшается на ту же величину для другого. Разность хода между ними становится равной $\delta \pm 2\xi \sin \theta$. Если изменение разности хода $2\xi \sin \theta$ становится равным целому числу p длин волн λ , то все происходит так, как если бы разность хода в точке M между двумя лучами, принадлежащими двум пучкам, вновь приняла свое исходное значение. Спекл-структура в плоскости A' снова становится идентичной спекл-структуре, наблюдаемой до смещения объекта A .

Наблюдать это явление можно следующим образом. На фотопластинке H предварительно (до смещения объекта) регистрируют спекл-структуру. После проявления негатив помещают точно на прежнее место схемы, которая использовалась для регистрации, и наблюдают поверхность негатива. При этом создаваемая объектом спекл-структура будет видна сквозь свое негативное изображение, зарегистрированное на фотопластинке. Негатив H будет казаться равномерно плотным и слабо освещенным. Сместим теперь объект, как говорилось выше. При любом смещении спекл-структура в пло-

скости A' больше не коррелирует с исходной спекл-структурой: нет больше совпадения темных участков негатива с яркими областями исходной спекл-структуры, и негатив становится светлым благодаря увеличению количества проходящего света. Если объект деформируется локально, то наблюдаются светлые зоны, которые соответствуют зонам деформаций. Эти светлые зоны, называемые «полосами корреляции спекл-структур», имеют относительно слабый контраст.

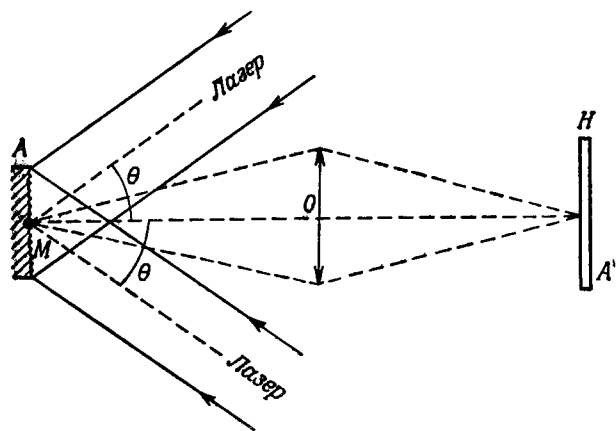


Рис. 98. Определение смещения диффузного объекта A при симметричном освещении его двумя когерентными пучками.

Здесь также можно применить метод двух экспозиций, фотографируя объект A на одну и ту же фотопластинку H до и после его смещения [5]. Благодаря нелинейности фотографической эмульсии при наблюдении на просвет будут видны изменения плотности, которые указывают на наличие полос декорреляции. Желательно сообщить фотопластинке небольшое смещение между двумя экспозициями. В этом случае недеформированные области формируют пространственный спектр, модулированный интерференционными полосами с контрастом 1, которые могут быть удалены путем пространственной фильтрации по схеме рис. 94. В результате деформированные зоны выявляются с очень хорошим контрастом.

Рассматриваемый метод двух пучков применим лишь при смещениях, не превышающих диаметра пятна спекл-структуры. Видность полос корреляции уменьшается с увеличением смещения и становится практически равной нулю, когда смещение по порядку величины достигает диаметра пятен спекл-структуры.

Освещая диффузный объект двумя пучками, интерферирующими на его поверхности и регистрируемыми точным фотоприемником, помещенным в плоскости изображения, можно очень точно измерять поперечное смещение в реальном времени [125].

§ 4. Определение поперечного смещения диффузного объекта относительно опорной диффузной поверхности [166]

Это случай, рассмотренный в гл. 3, § 5. Для простоты возьмем в качестве диффузных объектов два матовых стекла G_1 и G_2 (рис. 99). Осветим одним и тем же лазерным пучком

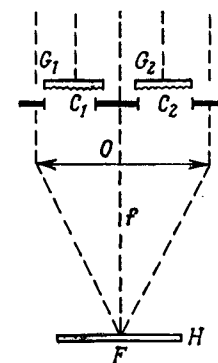


Рис. 99. Определение поперечного смещения диффузного объекта по муару.

и будем наблюдать картину в фокальной плоскости объекта O . Нам нужно определить поперечное смещение, например, объекта G_1 , в то время как другой объект G_2 остается неподвижным. В данном опыте не наблюдают изображения объекта, и, следовательно, метод применим только в случае твердого диффузного объекта, который смещается, не деформируясь. Ранее было показано, что два рассеивателя G_1 и G_2 образуют в фокальной плоскости F две некоррелированные спекл-структуры, вследствие интерференции которых пятна суммарной спекл-структуры оказываются модулированными интерференционными полосами. Зарегистрируем суммарную спекл-структуру на фотопластинку H до смещения объекта G_1 . Вторую экспозицию на пластинку H сделаем после поперечного смещения G_1 . Такое смещение не влияет на характер спекл-структуры, но изменяет только расстояние между интерференционными полосами в каждом ее пятне, причем эти изменения одинаковы для всех пятен. Если предположить, что оба рассеивателя идентичны, то пятна спекл-структуры на пластинке H будут иметь диаметр, равный по порядку

величины ширине главного максимума дифракционной картины, даваемой отверстием того же размера, что и G_1 или G_2 . После проявления фотопластинки H во всех пятнах зарегистрированной на ней спекл-структуры будут видны две системы полос с неодинаковым периодом. В результате на пластинке H мы получим муаровую структуру в виде прямолинейных и параллельных эквидистантных полос. Расстояние между двумя соседними интерференционными полосами равно $\lambda f / \zeta_0$, где ζ_0 — поперечное смещение объекта G_1 , а f — фокусное расстояние объектива O . Эти интерференционные полосы можно наблюдать с максимальным контрастом, равным 1, если поместить глаз вне пучка, проходящего прямо через пластинку. Точность данного метода легко определить, исходя из параметров схемы.

§ 5. Определение продольных смещений диффузного объекта относительно опорной диффузной поверхности [142]

Методы, изложенные в § 1—3, слабо чувствительны к продольным смещениям диффузного объекта. Для измерения малых продольных смещений пригодна следующая схема (рис. 100). Это интерферометр Майкельсона, в котором два зеркала заменены плоскими диффузными поверхностями M_1 и M_2 . Объектив O создает в плоскости H изображение поверхности M_1 , смещение которой в направлении, перпендикулярном ее плоскости, и требуется определить. В плоскости H наблюдают спекл-структуру, которая представляет собой результат интерференции двух спекл-структур, создаваемых диффузными поверхностями M_1 и M_2 . Отъюстируем интерферометр таким образом, чтобы разность хода лучей, отражающихся от средних плоскостей шероховатых поверхностей M_1 и M_2 , была мала. Тогда суммарная спекл-структура в плоскости H не будет модулирована интерференционными полосами и мы будем наблюдать обычную спекл-структуру. Переместим теперь поверхность M_1 вдоль оптической оси на величину, настолько малую, чтобы вызванная смещением дефокусировка изображения в плоскости H была пренебрежимо мала. Пусть, например, перемещение не достигает $\lambda/2$. Из-за изменения разности хода распределение интенсивности в пятнах суммарной спекл-структуры в плоскости H полностью изменится. Но когда перемещение достигнет величины $\lambda/2$ и разность хода станет равной λ , распределение интенсивности в пятнах восстановится и суммарная спекл-структура окажется идентичной исходной, которая была до смещения M_1 . Суммарная спекл-структура в плоскости H

вновь становится той же самой всякий раз, когда разность хода принимает значение, равное целому числу длин волн. Если же смещение превысит определенную величину, дефокусировка изображения поверхности M_1 в плоскости H изменит вид спекл-структуры, создаваемой M_1 . Суммарная спекл-структура также видоизменится дефокусировкой, и уже больше нельзя будет найти положений, при которых она вновь становилась бы идентичной самой себе. Допустимое смещение зависит от апертуры α объектива O , формирующего изображение. Можно воспользоваться, например, формулой (1.6), в соответствии с которой допустимое смещение δl , пересчитанное в пространство изображения вблизи плоскости H , должно быть не более $2\lambda/\alpha^2$.

Зарегистрируем теперь суммарную спекл-структуру

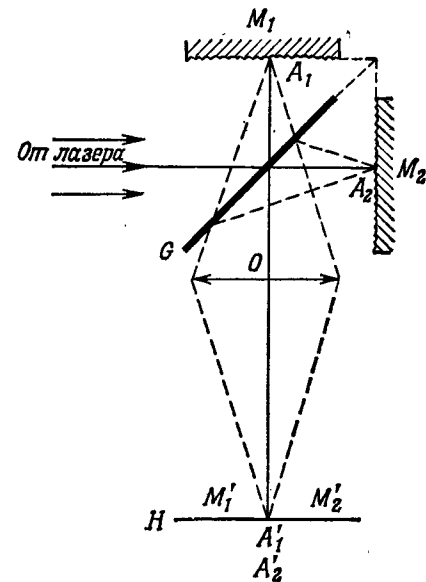


Рис. 100. Определение продольного смещения диффузного объекта M_1 относительно опорной диффузной поверхности M_2 .

на фотопластинке H до смещения объекта. После проявления вновь установим пластинку H точно в то же самое место схемы. Как и в гл. 3, § 3, темным местам негатива соответствуют яркие пятна спекл-структуры, так что поверхность негатива кажется равномерно и слабо освещенной. Сместим теперь поверхность M_1 вдоль оси: поскольку распределение интенсивности пятен спекл-структуры при этом изменится, яркие пятна уже не будут больше совпадать с темными местами негатива H , что приведет к увеличению интенсивности света, прошедшего сквозь негатив H . Когда перемещение станет равным $\lambda/2$, возвратится первоначальное состояние и интенсивность света, проходящего сквозь негатив H , будет вновь минимальна.

Предположим, что M_1 занимает такое положение, при котором пропускание негатива H минимально. Если M_1 подвергается каким-либо деформациям, то по указанной ранее причине тотчас выявляются деформированные области. На

пластинке H наблюдаются изменения интенсивности прошедшего света, аналогичные полосам декорреляции в § 3. Здесь также можно применить метод двух экспозиций: одной до деформации, а другой после нее. Пластинку нужно немного сместить между экспозициями так, чтобы недеформируемые области дали спектр, модулированный интерференционными полосами с контрастом, равным 1. Эти полосы удаляются путем пространственной фильтрации в схеме рис. 94. В результате деформированные области выявляются с очень хорошим контрастом.

§ 6. Наблюдение спекл-структуры в фокальной плоскости объектива [166]

Вернемся к эксперименту, показанному на рис. 100, но вместо того, чтобы наблюдать спекл-структуру в плоскости изображения диффузного объекта M_1 , будем наблюдать ее в фокальной плоскости объектива O . В этом случае зерна суммарной спекл-структуры оказываются модулированными кольцевыми интерференционными полосами, как это было показано в гл. 3, § 6. При этом продольное смещение M_1 (или M_2) не устраняет корреляцию между спекл-структурами, а только изменяет радиус кольцевых интерференци-

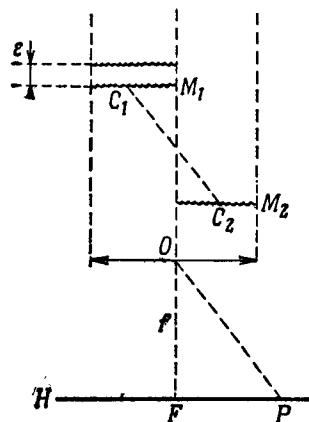


Рис. 101. Определение продольного смещения диффузного объекта по муару.

онных полос. Сделав на пластинке H две экспозиции, первую до смещения M_1 , а вторую после него, получим муаровую структуру, образованную кольцевыми интерференционными полосами с центрами в точке F . Эти полосы позволяют измерить смещение M_1 (или M_2). Разумеется, как и в § 4, метод применим только к твердым объектам, которые перемещаются без деформации, поскольку в данном случае не наблюдают изображение диффузного объекта.

Чтобы муаровые полосы были лучше видны, нужно перед регистрацией сдвинуть обе поверхности одну относительно другой вдоль оптической оси. Это показано на рис. 101, где M_1 и M_2 диффузно-прозрачные поверхности. Пятна спекл-

структуры в плоскости H будут модулированы частями кольцевых интерференционных полос, центр которых находится в точке F . Зарегистрируем спекл-структуру, а затем переместим M_1 вдоль оси на величину ϵ и сделаем вторую экспозицию. После проявления будем рассматривать негатив H , помещая глаз в первый порядок дифракции, а не в нулевой порядок. Радиусом первого кольца, равным $f\sqrt{2\lambda/\epsilon}$, определяется продольное смещение ϵ .

§ 7. Освещение диффузной поверхности вспомогательной спекл-структурой

Когда диффузный объект, освещаемый лазером, подвергается продольному смещению (в направлении наблюдения), наблюдаемая в плоскости изображения спекл-структура изменяется мало. Это объясняется слабым изменением дифрак-

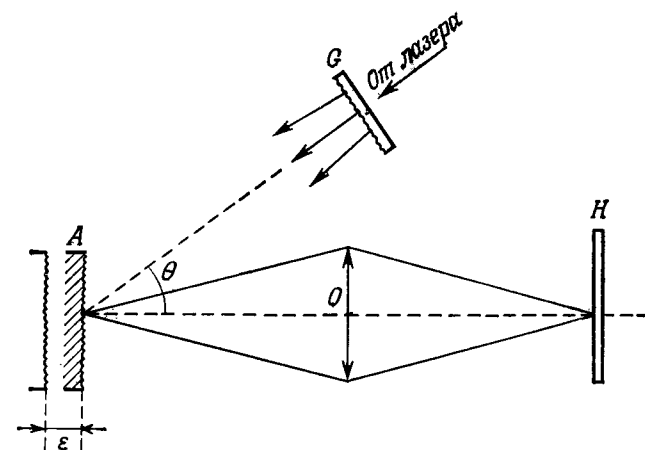


Рис. 102. Определение продольного смещения диффузного объекта, освещаемого вспомогательной спекл-структурой.

ционной картины при дефокусировке (гл. 1, § 8). Чтобы повысить чувствительность к продольному смещению, можно применить схему, показанную на рис. 37 (гл. 2, § 8). В данном случае диффузный объект A (рис. 102) освещается спекл-структурой, которую создает матовое стекло G , рассеивающее свет лазера [166]. Первоначально такая схема была применена для исследования вибраций диффузного объекта [65] (см. ниже).

Пусть Φ — диаметр главного максимума дифракционной картины объектива O в плоскости A . Если диаметр пятен

спекл-структуры, создаваемой рассеивателем G в плоскости A , имеет порядок величины Φ , то продольное смещение объекта A на величину ε вызывает боковое смещение спекл-структуры, создаваемой рассеивателем G , на величину $\varepsilon \tan \theta$, где θ — угол наклона освещающего пучка. При надлежащем выборе угла θ очень малое продольное смещение ε будет вызывать нарушение корреляции суммарной спекл-структуры в плоскости H . Сделав две экспозиции на пластинке H , одну до, а другую после смещения, можно выявить смещения различных участков объекта путем пространственной фильтрации негатива, описанной ранее.

§ 8. Определение поворота диффузной поверхности [6]

В гл. 4, § 8, говорилось, что при повороте диффузного отражающего объекта спекл-структура, наблюдаемая на конечном расстоянии, поворачивается так, как если бы диффузная поверхность была зеркалом. При падении луча, близком к нормальному (рис. 103), поворот диффузной поверхности A на малый угол θ вокруг оси, лежащей в ее плоскости, сопровождается поворотом спекл-структуры на угол 2θ . Смещение спекл-структуры на экране E , расположенном на рас-

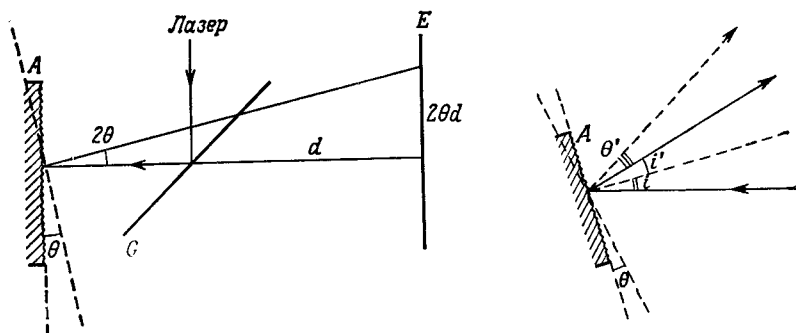


Рис. 103. Определение угла поворота θ диффузного объекта A .

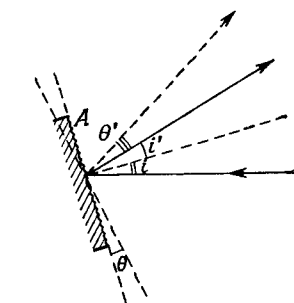


Рис. 104. Соотношение между углом поворота θ объекта и углом поворота θ' спекл-структуры.

стоянии d от диффузной поверхности, равно $2\theta d$. Если угол падения освещающего пучка света равен i (рис. 104), а направление, под которым производится наблюдение, составляет угол i' с нормалью к диффузной поверхности, то угол поворота спекл-структуры θ' , соответствующий повороту диф-

фузной поверхности A на угол θ , определяется выражением

$$\theta' = \left(1 + \frac{\cos i}{\cos i'}\right) \theta. \quad (7.1)$$

Данное соотношение можно использовать для исследования локальных деформаций, выражающихся в изменениях ориентации диффузной поверхности. Для таких исследований

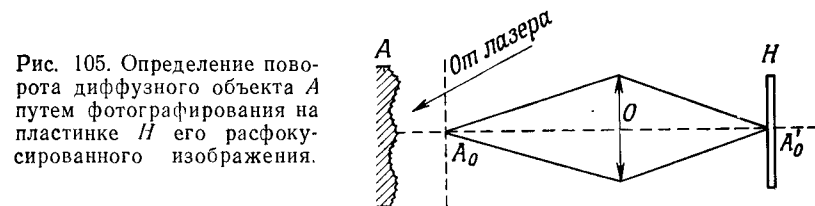


Рис. 105. Определение поворота диффузного объекта A путем фотографирования на пластинке H его расфокусированного изображения.

можно рекомендовать схему, представленную на рис. 105. В этой схеме диффузная поверхность A освещается лазерным пучком, а объектив O образует на фотопластинке H изображение плоскости A_0 , не совпадающей с поверхностью A . Очевидно, что если объектив навести на диффузный объект A , то будет невозможно наблюдать деформации исследуемой поверхности. Если же плоскость наводки A_0 отстоит от поверхности A на расстояние d , то поворот поверхности A на угол θ приведет в плоскости A_0 к смещению спекл-структуры на $2\theta d$ при условии, что падение освещающего пучка близко к нормальному. Для регистрации этого эффекта на фотопластинке H можно использовать метод двух экспозиций. Вследствие дефокусировки происходит усреднение поворота на элементе поверхности, размеры которого пропорциональны расстоянию AA_0 . При исследовании твердого предмета, не испытывающего деформации при повороте, спекл-структуру можно наблюдать и на бесконечности, т. е. в фокальной плоскости линзы [214]. В этом случае при нормальном падении пучка на поверхность диффузного объекта (рис. 106) поворот объекта на угол θ приводит к смещению спекл-структуры в фокальной плоскости линзы O , имеющей фокусное расстояние f , на величину $2\theta f$.

В схеме рис. 103 поперечное смещение объекта также вызывает смещение спекл-структуры в плоскости H , что может оказаться нежелательным. Этого нет в схеме, представленной на рис. 106, но данная схема пригодна только в случае недеформируемых (твердых) объектов. Можно указать также схему, изображенную на рис. 107 [103]. Здесь диффузная поверхность A освещается сходящимся пучком, а фотопластинка H помещается в плоскости, в которой формировалось

бы изображение источника, если бы диффузная поверхность A была зеркалом. Как отмечалось в гл. 2, § 3, в данном случае поперечное смещение объекта A не вызывает изменений спекл-структуры в плоскости H . Поворот же объекта A на угол θ приведет к смещению спекл-структуры в плоскости H , отстоящей от объекта A на расстояние d , на величину

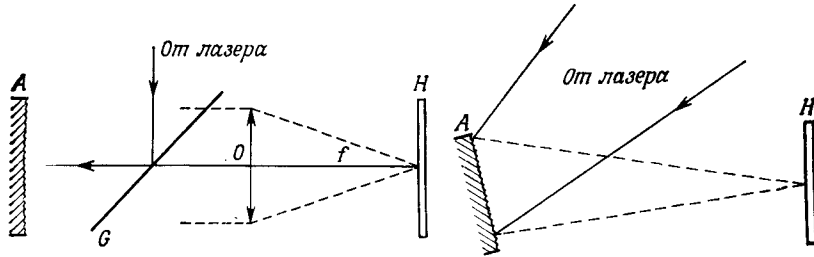


Рис. 106. Определение поворота диффузного объекта A путем регистрации спекл-структуры в фокальной плоскости объектива O .

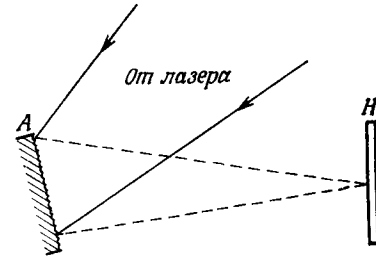


Рис. 107. Определение поворота диффузного объекта A путем регистрации спекл-структуры в плоскости, в которой формировалось бы изображение источника, если бы объект A был зеркалом.

20d. Здесь также наблюдается усреднение эффекта по всей поверхности диффузного объекта, так что схема пригодна лишь для недеформирующихся объектов.

§ 9. Исследование вибраций диффузного объекта

Методы исследования поворота, рассмотренные в предыдущем параграфе, пригодны и для исследования вибраций диффузных объектов. Для этого можно воспользоваться, например, схемами, приведенными на рис. 103, 105 [6] и 106 [214]. Во всех этих случаях фотографически регистрируют спекл-структуру, поперечное смещение которой изменяется по некоторому закону, определяемому видом исследуемой вибрации. Рассмотрим, например, схему, приведенную на рис. 103, предположив, что объект A колеблется в своей плоскости в поперечном направлении. Фотопластинка, помещенная в плоскость E , зарегистрирует спекл-структуру, создаваемую диффузной поверхностью A . Рассмотрим простой пример синусоидального колебания $f(t) = a \sin \omega t$, происходящего в выбранном направлении. В гл. 4, § 2, было показано, что после двух экспозиций световая энергия, полученная фотопластинкой, дается выражением [формула (4.3)]

$$D(\eta, \zeta) \otimes [\delta(\eta, \zeta) + \delta(\eta, \zeta - \zeta_0)], \quad (4.2)$$

где ζ_0 — смещение фотопластинки (или спекл-структуры) между двумя экспозициями. В случае одной экспозиции длительностью τ , на протяжении которой спекл-структура претерпевает поперечное смещение $\zeta_0 = f(t)$ вдоль оси ζ , предыдущее выражение принимает вид

$$D(\eta, \zeta) \otimes \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \delta[\eta, \zeta - f(t)] dt. \quad (7.3)$$

Амплитуда света, проходящего сквозь проявленную фотопластинку, линейно зависит от полученной ею световой энергии, т. е. от выражения (7.3). Если полученный негатив осветить параллельным пучком, то пространственный спектр амплитуд этого негатива, наблюдаемый в фокальной плоскости линзы, будет пропорционален фурье-образу выражения (7.3). Следовательно, амплитуда в фокальной плоскости будет пропорциональна выражению

$$\tilde{D}(u, v) \int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{jkvf(t)} dt. \quad (7.4)$$

Получаем, что с точностью до множителя $\tilde{D}(u, v)$ распределение амплитуд в фокальной плоскости равно интегралу

$$\int_{-\tau/2}^{\tau/2} e^{jkva \sin \omega t} dt. \quad (7.5)$$

Этот интеграл можно выразить через функции Бесселя и записать в виде

$$J_0(kva) \int_{-\tau/2}^{\tau/2} dt + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left[J_{2n}(kva) \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \cos 2n\omega t dt \right] + \\ + 2j \sum_{n=0}^{\infty} \left[J_{2n+1}(kva) \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \sin (2n+1)\omega t dt \right]. \quad (7.6)$$

Если время экспозиции τ значительно больше периода колебаний $2\pi/\omega$, то оба интеграла в квадратных скобках равны нулю и распределение амплитуд в спектре негатива оказывается пропорциональным функции Бесселя нулевого порядка $J_0(kva)$. В результате мы получили интерференционные полосы, которые немного похожи на полосы Юнга в опыте Берча и Токарского, но интенсивность которых, пропорциональная $J_0^2(kva)$, быстро уменьшается при удалении от центральной полосы,

Мы рассмотрели для примера схему рис. 103, но проведенные вычисления носят общий характер и не зависят от схемы. В случае когда диффузная поверхность A колеблется вокруг оси, лежащей в ее плоскости, спекл-структура в плоскости E , отстоящей на расстоянии d , получает поперечное смещение, для определения которого также можно использовать полученные выше выражения, если принять $f(t) = 20d$. Колебания диффузного объекта можно обнаружить визуально, пользуясь схемой рис. 105, если наблюдать изображение в плоскости H , которая не является плоскостью точной фокусировки изображения диффузного объекта. При этом участки

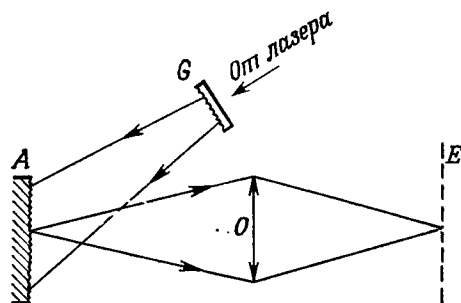


Рис. 108. Исследование колебаний диффузного объекта A , освещаемого вспомогательной спекл-структурой.

объекта, которые остаются практически неподвижными, дают хорошо видимую спекл-структуру высокого контраста. И наоборот, в тех участках объекта, которые колеблются, контраст спекл-структуры будет слабым вследствие сложения интенсивностей различных спекл-структур. Нужную информацию об исследуемом объекте можно получить, если сфотографировать этот эффект, а затем произвести пространственную фильтрацию полученного негатива [40]. Как уже отмечалось, при этом происходит усреднение по участку объекта, размеры которого тем больше, чем больше дефокусировка. Подобного недостатка нет у схемы, представленной на рис. 108 [65]. Здесь освещаемое лазером матовое стекло G создает спекл-структуру на диффузной поверхности A , колебания которой хотят исследовать. Объектив O проецирует изображение поверхности A в плоскость наблюдения E , причем эффект можно наблюдать визуально или фотографировать. При всяком смещении поверхности A относительно спекл-структуры, создаваемой рассеивателем G , изменяется структура спеклов, наблюдаемых в плоскости E (гл. 2, § 8). Неподвижные части объекта дают контрастную спекл-структуру, а колеблющиеся — слабоконтрастную или даже бесконтрастную. Чувствительность этого метода зависит от размера пятен спекл-структуры, проецируемой на поверхность A

рассеивателем G при условии, что апертура объектива O достаточна для разрешения этих пятен. Опыт показывает, что в этом случае потери света невелики, если соответствующим образом выбран размер неровностей матового стекла.

Колебания диффузного объекта можно также исследовать методом опорной волны [5, 207]. В этом случае объект освещают светом лазера и наблюдают спекл-структуру, наводя объектив на объект. При помощи полупрозрачного зеркала на эту спекл-структуру накладывают однородный когерентный фон, используя свет того же лазера. При этом любые продольные смещения диффузной поверхности или изменения ее

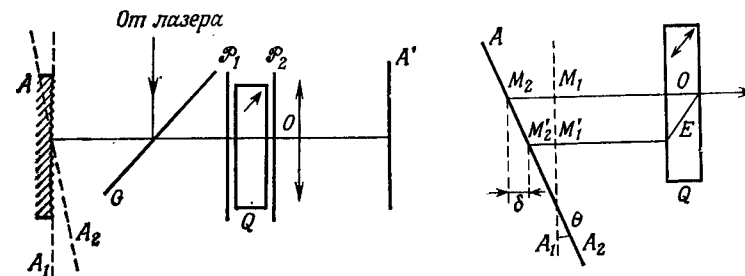


Рис. 109. Исследование колебаний диффузного объекта с применением двулучепреломляющей пластинки Q .

Рис. 110. Изменение разности хода, обусловленное поворотом объекта A .

ориентации модифицируют микроструктуру спеклов вследствие интерференции между создаваемой объектом спекл-структурой и когерентным фоном.

Отметим, что для исследования продольных колебаний пригодна и приведенная на рис. 134 схема измерения шероховатости поверхности (гл. 9), которая не чувствительна к поперечным смещениям диффузного объекта [147].

Очень простая схема, изображенная на рис. 109, позволяет обнаруживать колебания диффузного объекта, связанные с изменением его ориентации. Пусть, например, диффузный объект, освещенный светом лазера, колеблется между двумя положениями A_1 и A_2 . Сформируем в плоскости A' изображение объекта A с помощью объектива O . Поместим теперь плоскопараллельную двулучепреломляющую пластинку Q , вырезанную под углом 45° к оптической оси кристалла, либо перед объективом, либо за объективом. Сначала предположим, что усредненная по микрорельефу плоскость объекта находится, например, в положении A_1 (рис. 110). При наличии двулучепреломляющей пластинки две точки M_1 и M'_1 плоскости A_1 оказываются наложенными друг на друга в изображении A' . Эти точки интерферируют

в изображении A' , при этом разность хода проходящих через них лучей Δ определяется, с одной стороны, разностью толщин объекта в точках M_1 и M'_1 , а с другой — разностью хода Δ_Q , создаваемой двулучепреломляющей пластинкой Q . Если теперь повернуть диффузный объект на малый угол θ , то точка M_1 сместится в M_2 , а точка M'_1 — в M'_2 . При этом разность хода $\Delta \pm \Delta_Q$ увеличится (или уменьшится) на величину δ . В связи с изменением на δ разности хода изменяется спекл-структура в изображении A' . Но в тех частях объекта, которые не колеблются, спекл-структура остается неизменной. Сделаем теперь две экспозиции с временем выдержки, большим по сравнению с периодом колебаний объекта, сместив между экспозициями фотопластинку H на небольшую величину. После проявления рассмотрим полученный негатив, пользуясь схемой, представленной на рис. 94. Участки объекта, оставшиеся неподвижными, удаляются из изображения в результате пространственной фильтрации. Те же участки, которые вибрировали, становятся видимыми.

Наблюдение за колебаниями объекта можно вести и визуально в реальном времени. На неподвижных участках объекта спекл-структура очень контрастная. В движущихся же областях из-за сложения интенсивностей некоррелированных спекл-структур контраст суммарной спекл-структуры становится слабым и даже может вообще отсутствовать.

§ 10. Исследование изменений рельефа поверхности диффузного объекта

Рассмотрим отражающую полированную поверхность, имеющую отклонения от плоской. Известно, что в классической интерферометрии отклонения поверхности от плоской можно легко наблюдать методом сдвига. При таком методе волна, отражаемая исследуемой поверхностью, расщепляется в интерферометре на две когерентные волны, которые смещаются в поперечном направлении одна относительно другой. Благодаря интерференции этих волн и наблюдают отклонения поверхности отражающего объекта от плоскостности. Такой метод непригоден в случае диффузных объектов из-за отсутствия корреляции между двумя любыми участками одной и той же спекл-структуры. Но его можно использовать, если ограничиться выявлением *изменений неплоскостности* диффузного объекта, который подвергается деформациям.

Рассмотрим диффузный объект A (рис. 111). Усредненная по микрорельефу поверхность данного объекта — это две плоскости M_1M_2 и M_2M_3 , образующие угол θ . Допустим, что вызванная некоторым воздействием деформация объекта состоит просто в изменении угла θ . Объектив O создает на

фотопластинке H изображение A' объекта A . Предположим также, что в схеме интерферометра, не показанной на рис. 111, получают два смещенных изображения объекта A в плоскости H . Эти два изображения представлены на рис. 112, где смещение и расстояние между двумя волнами (разность хода, создаваемая интерферометром) сильно преувеличены. На участке $M'_1M'_2$ разность хода между средними плоскостями $M'_1M'_2$ и $M''_1M''_2$ равна Δ . Эта разность хода флюктуирует вследствие шероховатости поверхности. На участке $M'_2M'_3$ разность хода между средними плоскостями

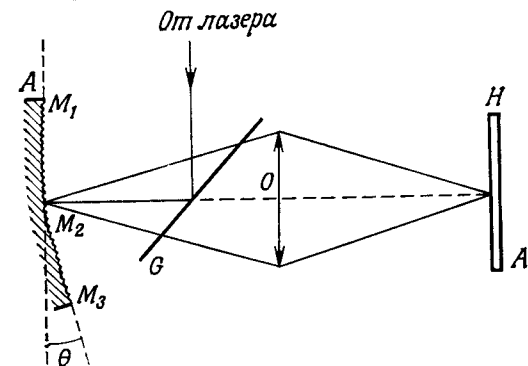


Рис. 111. Определение изменений наклона поверхности диффузного объекта A .

$M'_2M'_3$ и $M''_2M''_3$ равна $\Delta \pm \theta \delta \zeta$, где $\delta \zeta$ — величина расщепления (в случае, изображенном на рис. 112, нужно взять знак плюс). На участке изображения $M'_1M'_2$ наблюдаемая спекл-структура обусловлена интерференцией между двумя изображениями $M'_1M'_2$ и $M''_1M''_2$ при флюктуирующей разности хода Δ . На участке же с наклоном θ , т. е. на участке $M'_2M'_3$, наблюдаемая спекл-структура возникает как результат интерференции двух изображений $M'_2M'_3$ и $M''_2M''_3$ при флюктуирующей разности хода $\Delta \pm \theta \delta \zeta$. Зарегистрируем на фотопластинке изображение диффузного объекта. Предположим, что перед второй экспозицией угол θ по какой-либо причине принял другое значение θ' , так что его изменение равно $\theta - \theta'$. Сделаем теперь вторую экспозицию, сместив предварительно фотопластинку на небольшую величину ζ_0 . На участке изображения, соответствующем $M'_1M'_2$, мы получим две идентичные спекл-структуры, сдвинутые одна относительно другой на величину ζ_0 . На участке изображения, соответствующем $M'_2M'_3$, вследствие изменения разности хода на величину $(\theta - \theta') \delta \zeta$ суммарная спекл-структура не будет больше иметь корреляции со спекл-структурой, зарегистри-

рованной на этом же участке при первой экспозиции. Как обычно, после проявления полученный негатив наблюдаем в схеме рис. 94. Щель, помещенная в фокальной плоскости объектива L , позволяет устранить интерференционные полосы, образованные участком $M_1M'_1$, который не перемещался. Однако свет от участка $M_2M'_2$, который не дает интерференционных полос вследствие декорреляции спекл-структур, зарегистрированных за две экспозиции, не экранируется. Благодаря этому в изображении негатива видны лишь

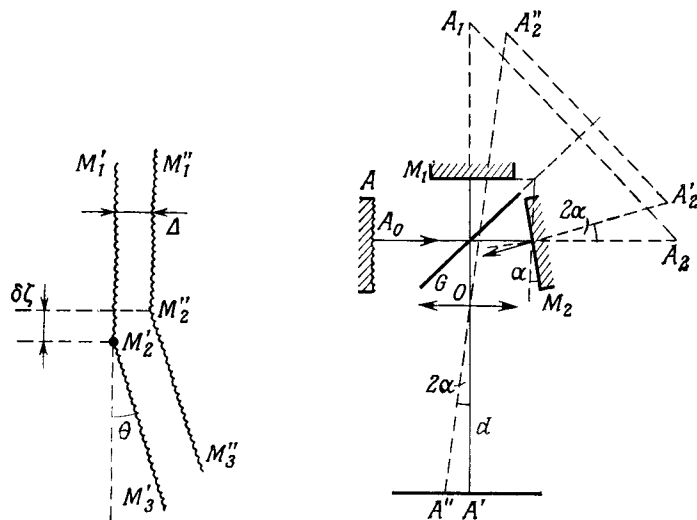


Рис. 112. Изменение разности хода в результате расщепления (раздвоения) изображения в интерферометре на величину $\delta\xi$.

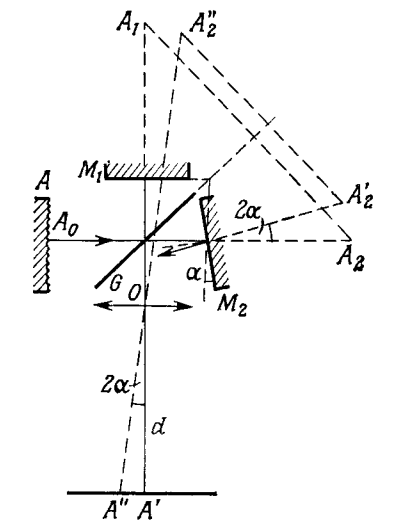


Рис. 113. Схема с интерферометром Майкельсона для расщепления изображения.

участки, в которых наклон изменился. Темные области отображают участки с неизменным наклоном.

Для расщепления изображений на величину $\delta\xi$ можно использовать интерферометр Майкельсона, в котором слегка изменен наклон одного из зеркал [144]. В схеме, приведенной на рис. 113, именно зеркало M_2 было наклонено на угол α , благодаря чему расщепление изображений A' и A'' равно $2\alpha d$, где d — расстояние от объектива O до плоскости изображения A' .

Был применен и другой тип интерферометра для расщепления изображений: интерферометр Даффи (рис. 96) с двумя стеклянными плоскопараллельными пластинками перед двумя отверстиями диафрагмы [116]. Изменяя немного ориентацию

одной из двух пластинок L_1 или L_2 (рис. 114), можно в плоскости изображения A' получить два изображения, смещенные по отношению друг к другу. Взяв диафрагму не с двумя, а с четырьмя отверстиями (без пластинок), как показано на

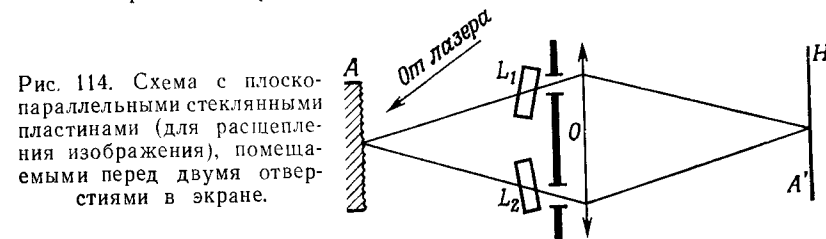


Рис. 114. Схема с плоскопараллельными стеклянными пластинками (для расщепления изображения), помещаемыми перед двумя отверстиями в экране.

рис. 115, можно обеспечить поперечное смещение изображений в двух взаимно перпендикулярных направлениях [116], если немного дефокусировать изображение на фотопластинке, на которой оно регистрируется. Тем самым можно получить две составляющие изменений наклона в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

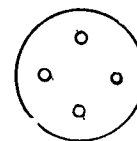


Рис. 115. Диафрагма с четырьмя отверстиями для наблюдения изменений рельефа поверхности в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

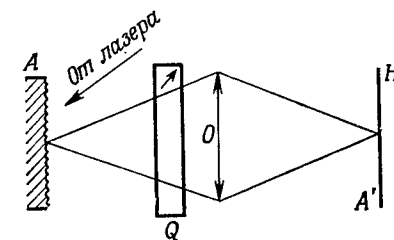


Рис. 116. Схема с двулучепреломляющей пластинкой Q для расщепления изображения.

Можно также взять в качестве интерферометра одну двулучепреломляющую пластинку, вырезанную под углом 45° к оптической оси кристалла. Спроектируем изображение диффузного объекта A на фотопластинку H при помощи объектива O (рис. 116). Плоскопараллельная двулучепреломляющая пластинка Q помещается либо перед объективом, либо за ним. Она создает в плоскости H два смещенных изображения. Пластинку Q следует помещать между двумя поляризаторами (не показанными на рис. 116), чтобы два изображения в плоскости H были когерентны между собой. Такой интерферометр прост и исключительно стабилен.

ОПТИКА СПЕКЛОВ И АСТРОНОМИЯ

§ 1. Изображение одиночной звезды в фокусе телескопа при наличии атмосферной турбулентности

В принципе изображение одиночной звезды в фокусе телескопа представляет собой дифракционное пятно (круг Эйри, рис. 3), определяемое апертурой телескопа. Чтобы наблюдать идеальную картину дифракции, необходимы исключительные атмосферные условия: падающая на телескоп световая волна, идущая от звезды, должна быть плоской. В действительности обычно таких условий нет, и вследствие турбулентности атмосферы волновой фронт может быть сильно искажен. Телескоп воспринимает волну с неровностями волнового фронта, которые лежат в пределах от нескольких сантиметров до нескольких десятков сантиметров. Кривая Σ на рис. 117 изображает волновую поверхность, которая поступает в телескоп в данное мгновение. Разумеется, форма волновой поверхности изменяется очень быстро во времени. Вот почему при наблюдении в телескоп глазом изображение одиночной звезды обычно видно в виде размытого пятна, которое непрерывно изменяется и структура которого не имеет ничего общего с картиной дифракции Эйри.

Сфотографируем изображение одиночной звезды, видимый диаметр которой пренебрежимо мал по сравнению с диаметром дифракционной картины, создаваемой объективом O телескопа (такая звезда не разрешается телескопом). Пусть регистрация изображения осуществляется через монохроматический фильтр и при наличии атмосферной турбулентности. Предположим, что чувствительность фотоприемника достаточна для работы с очень малыми временами экспозиции, например порядка 0,01 с. При таких условиях волновая поверхность Σ оказывается как бы «замороженной». Она практически не изменяется за время столь короткой экспозиции. Поскольку волновая поверхность Σ сильно искажена, изображение, регистрируемое в плоскости H , состоит из большого числа случайно распределенных световых пятен, диаметр самых малых из которых равен диаметру дифракционной картины, создаваемой *всей апертурой* объектива O телескопа. Такой набор пятен представляет собой настоящую спекл-структуру. На рис. 118 эта структура представлена

схематически в виде пятен одинакового диаметра. Если сделать несколько снимков, то средний размер пятен будет на них одним и тем же, но их пространственное распределение в плоскости H (рис. 117) изменится и между двумя зарегистрированными спекл-структурами не будет никакой корреляции. Если регистрацию осуществляют несколько раз на

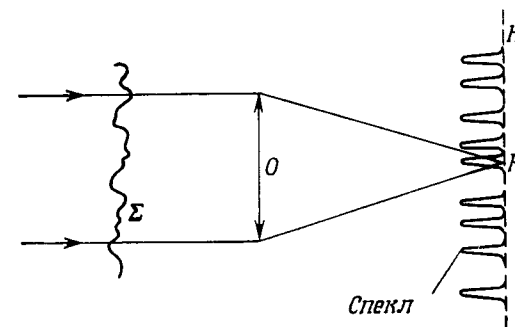
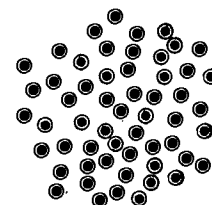


Рис. 117. Спекл-структура в фокусе телескопа при наличии атмосферной турбулентности.

одну и ту же фотопластинку при длительных экспозициях, то эта тонкая структура исчезает. Суперпозиция таких различных тонких структур дает размытое пятно значительно большего диаметра. Очевидно, что выгоднее проводить регистрацию при очень малых временах экспозиции: тогда спекл-структура, состоящая из дифракционных пятен, диаметр которых приблизительно равен диаметру дифракционного

Рис. 118. Спекл-структура, образованная малыми пятнами, размеры которых по порядку величины совпадают с размерами дифракционного пятна.



пятна, создаваемого всей апертурой, сохраняет всю информацию, получаемую с помощью телескопа.

Допустим теперь, что видимый диаметр звезды уже не пренебрежимо мал по сравнению с диаметром дифракционного пятна, даваемого апертурой O телескопа (звезда разрешается телескопом). В этом случае дифракционную картину, возникающую в фокальной плоскости объектива O телескопа, можно представить в виде круга A , а геометрическое изо-

бражение звезды — в виде круга S (рис. 119). Каждая точка круга S , элементы которого некогерентны, дает спекл-структуру, вид которой в определенный момент времени изображен на рис. 118 и которую можно представить некоей функцией D двух координат, отсчитываемых в фокальной плоскости телескопа. В конечном счете зарегистрированная в фокальной плоскости телескопа за очень короткое время экспозиции спекл-структура будет представлять собой сумму по интенсивности всех спекл-структур, идентичных функции D , соответствующей всем некогерентным точкам S . Пространственное распределение пятен спекл-структуры остается таким же,

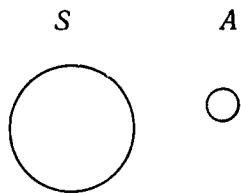


Рис. 119. Геометрическое изображение звезды S и дифракционное пятно телескопа A .

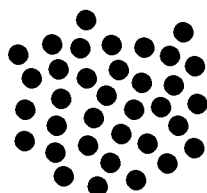


Рис. 120. Вследствие свертки спекл-структуры с изображением звезды S пятна спекл-структуры увеличиваются.

как и для спекл-структуры D (когда звезда не разрешается), но каждое пятно становится больше по величине. Зарегистрированная в фокальной плоскости телескопа спекл-структура представляет собой свертку изображения S со спекл-структурой D , т. е.

$$S \otimes D. \quad (8.1)$$

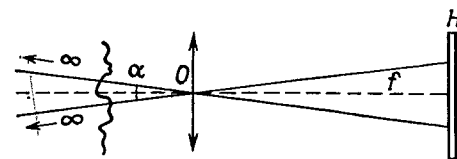
Эту новую спекл-структуру можно представить в виде, показанном на рис. 120. Обе спекл-структуры (рис. 118 и 120) изображены, конечно, лишь схематически. Применением оптики спеклов в астрономии для изучения двойных звезд и для измерения видимого диаметра звезд мы обязаны французскому ученому Лабейри. По своей элегантности, простоте и оригинальности работа Лабейри представляет собой один из самых значительных вкладов оптики в астрономию за последние сто лет.

§ 2. Наблюдение двойных звезд в фокусе телескопа в присутствии атмосферной турбулентности [138]

Рассмотрим двойную звезду и предположим сначала, что яркость обеих ее компонент одинакова. Из-за влияния турбулентности атмосферы каждая компонента двойной звезды

создает свою спекл-структуру. Как и в предыдущем случае, зарегистрируем двойную звезду через монохроматический фильтр с очень малым временем экспозиции. В результате на фотопластинке H (рис. 121) получим две идентичные, но сдвинутые одна относительно другой спекл-структуры. Смещение спекл-структур равно $f\alpha$, где f — фокусное расстояние

Рис. 121. Две звезды одинаковой величины создают в фокусе телескопа две идентичные и сдвинутые по отношению друг к другу спекл-структуры.



объектива телескопа, а α — угловое расстояние между двумя компонентами двойной звезды. Таким образом, мы вернулись к опыту, описанному в гл. 4, § 1. После проявления фотопластинки рассмотрим пространственный спектр зарегистрированных на H спекл-структур в фокусе объектива L (рис. 122). Как было показано в гл. 4, § 1, мы получим прямолinéйные и параллельные интерференционные полосы максимального контраста, равного 1, угловое расстояние θ

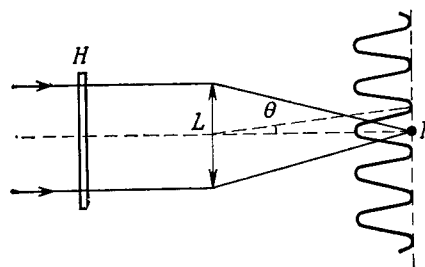


Рис. 122. Пространственный спектр негатива, полученного по схеме рис. 121.

между которыми равно λ/ξ_0 , где ξ_0 — смещение $f\alpha$ одной спекл-структуры относительно другой. Таким образом, простое измерение угла $\theta = \lambda/f\alpha$ дает угловое расстояние α между компонентами двойной звезды, если известны длина волны λ света, прошедшего сквозь фильтр, и фокусное расстояние f телескопа. Кроме того, определив ориентацию интерференционных полос, мы получим информацию о расположении компонент двойной звезды в пространстве по отношению к осям, расположенным в плоскости наблюдения.

В случае когда яркость компонент двойной звезды не одинакова, контраст интерференционных полос в спектре уменьшается. Измерив этот контраст γ , можно вычислить отношение яркостей компонент двойной звезды $m = B_2/B_1$,

если воспользоваться формулой (гл. 4, § 11)

$$\gamma = \frac{2m}{1+m^2}. \quad (8.2)$$

Проведенные Лабейри и его сотрудниками многократные наблюдения позволили обнаружить относительное смещение компонент на орбите, которую они описывают вокруг центра масс системы. Сопоставление спектроскопических орбитальных данных с результатами, полученными рассматриваемым методом, позволило полностью определить истинную орбиту системы и массы ее компонентов.

§ 3. Измерение видимого диаметра звезд методом Лабейри [137]

Известно, что Майкельсон и Пиз в 1921 г. успешно измерили видимый диаметр звезды Бетельгейзе и некоторых других наиболее ярких красных звезд. Балка длиной 6 м, установленная перед 2,5-метровым телескопом обсерватории Маунт-Вильсон, естественно, подвергалась изгибам, и если вспомнить, что было необходимо выравнивать оптические пути с точностью порядка 1 мкм, то становятся очевидными невероятные трудности, стоявшие на пути этих исследований. В 1930 г. Пиз сконструировал второй интерферометр с балкой длиной 15 м, но с его помощью было получено мало результатов, поскольку здесь встретились еще большие трудности при настройке интерферометра. В 1960 г. Хенбери-Браун и Твисс предложили новый тип интерферометра — «интерферометр интенсивностей», с помощью которого измеряют корреляцию двух сигналов, получаемых от двух фотумножителей, на которые падает свет от звезды. Эта корреляция пропорциональна квадрату модуля степени пространственной когерентности света, падающего на оба фотумножителя. Как и в методе Майкельсона, видимый диаметр звезды вычисляется по степени пространственной когерентности принятого света. В этом случае можно получить очень высокое разрешение, раздвинув фотумножители на достаточно большое расстояние, чего не могли сделать Майкельсон и Пиз. Однако степень пространственной когерентности связана с фурье-образом распределения энергии по источнику (звезде). Следовательно, корреляция сигналов на выходе фотумножителей пропорциональна квадрату функции распределения интенсивности в изображении звезды и метод пригоден только для ярких звезд.

Крупнейший шаг вперед был сделан спустя 50 лет после опытов Майкельсона Лабейри, предложившим идею опреде-

ления видимого диаметра звезд просто по пространственному спектру спекл-структуры, которую они создают. Мы видели, что спекл-структуру, создаваемую разрешаемой телескопом звездой, можно схематически представить так, как показано на рис. 120. В случае когда звезда не разрешается телескопом, спекл-структура состоит из пятен значительно меньшего размера. Разумеется, спекл-структура изменяется во времени столь же быстро, как и турбулентность атмосферы. Рассмотрим фурье-образ зарегистрированной на фотопластинке H спекл-структуры звезды, который формируется

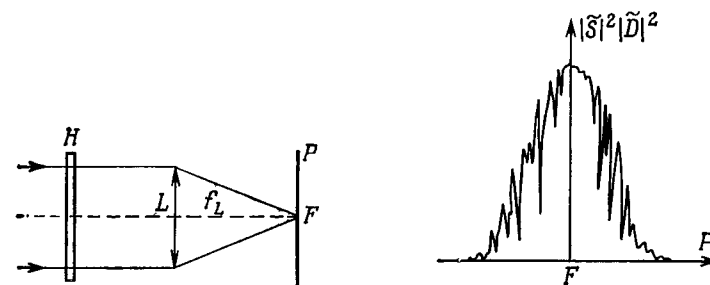


Рис. 123. Наблюдение пространственного спектра спекл-структуры, изображенной на рис. 120.

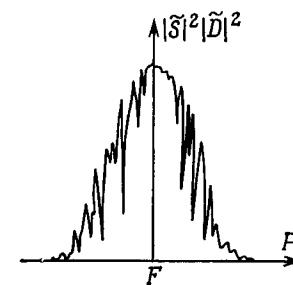


Рис. 124. Прерывистый пространственный спектр спекл-структуры.

в фокальной плоскости объектива L (рис. 123). Запись, полученная при помощи денситометра, не будет непрерывной, потому что спекл-структура образована случайно распределенными пятнами малого размера (рис. 124). Сделаем теперь вторую фотографию звезды. Разумеется, турбулентность изменится и соответственно этому изменится и спекл-структура. При этом диаметр пятен спекл-структуры останется прежним, а изменится только их пространственное распределение. Пространственный спектр спекл-структуры будет иметь такой же вид, как и на рис. 124, но разрывы непрерывности будут в других местах, поскольку пятна спекл-структуры не занимают больше тех же положений. Зарегистрируем на одной и той же фотопластинке H пространственные спектры большого числа фотографий спекл-структур звезды. В результате мы получим практически непрерывную кривую пространственного спектра звезды, подобную приведенной на рис. 125. Если звезда не разрешается телескопом, то суммарный спектр будет более широким (рис. 126), так как пятна зарегистрированных спекл-структур будут меньшего размера. Разумеется, не следует делать наложение на одной и той же фотопластинке последовательных экспозиций спекл-структур

и затем наблюдать спектр полученной суперпозиции спекл-структур, ибо в этом случае мы потеряем всю полезную информацию.

Как было показано в гл. 8, § 1, спекл-структуру, зарегистрированную на фотопластинке H , можно представить в виде свертки $S \otimes D$. В соответствии с формулой (4.1) гл. 4,

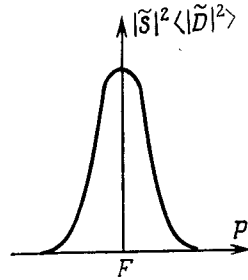


Рис. 125. Суперпозиция большого числа пространственных спектров.

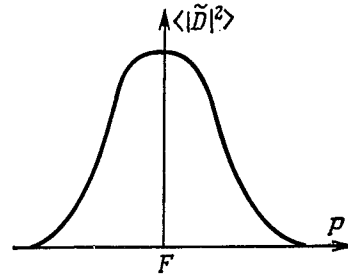


Рис. 126. Пространственный спектр спекл-структуры в случае одиночной звезды, не разрешаемой телескопом.

§ 1, амплитудное пропускание фотопластинки H определяется выражением

$$t = a - b(S \otimes D), \quad (8.3)$$

фурье-образ которого, отображаемый в плоскости P (рис. 123), можно записать в виде

$$\tilde{t} = a\delta - b(\tilde{S}\tilde{D}). \quad (8.4)$$

Произведение постоянной a на дельта-функцию представляет собой изображение в фокусе F точечного источника, который освещает схему рис. 123. Мы не будем рассматривать это изображение и сосредоточим свое внимание только на члене $\tilde{S}\tilde{D}$.

Кривая, приведенная на рис. 124, описывается выражением

$$|\tilde{S}|^2 |\tilde{D}|^2. \quad (8.5)$$

Что же касается кривой рис. 125, то она может быть представлена в виде

$$|\tilde{S}|^2 \langle |\tilde{D}|^2 \rangle, \quad (8.6)$$

где второй множитель $\langle |\tilde{D}|^2 \rangle$ есть не что иное, как усредненный спектр звезды, не разрешаемой телескопом, который изображен на рис. 126. Таким образом, изучая не разрешае-

мую телескопом звезду, мы получим кривую, аналогичную кривой на рис. 126, которая позволяет измерить величину $\langle |\tilde{D}|^2 \rangle$. Вычислив затем $|\tilde{S}|^2$, получим кривую, приведенную на рис. 127.

Сначала предположим, что геометрическое изображение звезды есть круг с равномерным распределением яркости.

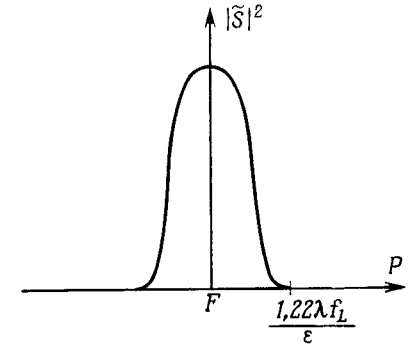


Рис. 127. Пространственный спектр спекл-структуры (в случае когда звезда разрешается телескопом), рассматриваемый как картина дифракции на круглом отверстии.

Тогда фурье-образ $\tilde{S}$ изображения звезды S представляет собой хорошо известную в теории дифракции кривую. Это картина дифракции на бесконечности (круг Эйри), создаваемая круглым отверстием, диаметр которого ϵ равен диаметру круга S .

Таким образом, кривая на рис. 127 соответствует картине дифракции. По этой кривой можно измерить радиус первого темного кольца, который равен $1,22\lambda f_L / \epsilon$, где f_L — фокусное расстояние объектива L в схеме рис. 123. Если f_T — фокусное расстояние телескопа, а θ — видимый диаметр звезды, то этот радиус равен

$$\frac{1,22\lambda}{\theta} \frac{f_L}{f_T}. \quad (8.7)$$

По этой формуле можно вычислить видимый диаметр звезды θ .

Если учитывать изменение яркости звезды от центра к краю, то круг S нельзя будет рассматривать как однородный и в этом случае фурье-образ $\tilde{S}$ не будет больше картиной дифракции на круглом отверстии с равномерным пропусканием (кругом Эйри). Теперь это будет фурье-образ аподизированного зрачка диаметром S , т. е. зрачка, пропускание которого уменьшается от центра к краю. Можно легко считать картины дифракции при разных законах изменения пропускания. Сравнивая измеренную кривую, приведенную на рис. 127, с кривыми, полученными в результате расчетов,

можно определить закон изменения потемнения от центра к краю в изображении звезды.

К 1976 г. Лабейри и его сотрудники, пользуясь большим телескопом обсерватории Маунт-Паломар, измерили более ста звезд. Измерения проводились с точностью $0'',01$ для звезд до 9-й величины.

§ 4. Измерение видимого диаметра звезд с использованием нескольких телескопов

Очевидно, что угловое разрешение рассмотренных выше методов измерения ограничивается размерами самых больших телескопов, существующих в настоящее время. Поскольку практически невозможно существенно увеличить их размеры, Лабейри решил, что было бы значительно проще использовать два телескопа T_1 и T_2 , разнесенных на некоторое расстояние, которым и будет определяться разрешение.

Схема измерений может быть подобна показанной на рис. 128. Свет на выходе телескопа T_1 отражается от двух зеркал M_1 и M_2 и регистрируется фотоприемником H , расположенным в фокусе F телескопа. Свет, приходящий от телескопа T_2 , проходит симметричный оптический путь. Фотоприемник H находится одновременно и в фокусе телескопа T_2 . Этот опыт практически аналогичен рассмотренному в § 5 гл. 3. В любой заданный момент времени турбулентность перед телескопом T_1 не точно такая же, как перед телескопом T_2 . Поэтому спекл-структура в фокусе F телескопа T_1 (оптический путь $T_1M_1M_2F$) отличается от спекл-структуры, создаваемой телескопом T_2 (оптический путь $T_2M_3M_4F$). Оптические пути лучей в обоих телескопах делают равными, благодаря чему обе спекл-структуры будут когерентными. В результате каждое пятно суммарной спекл-структуры оказывается модулированным прямолинейными параллельными интерференционными полосами, как и в случае, показанном на рис. 50. Угловое расстояние между двумя соседними полосами равно $\lambda f/d$, где f — фокусное расстояние телескопа, а d — расстояние между их осями. Далее проделывают те же операции, что и в рассмотренном ранее случае, но только теперь с интерференционными полосами. Регистрация в плоскости H изображения этой модулированной спекл-структуры при достаточно малом времени экспозиции дает свертку $S \otimes D$, где D — функция, характеризующая систему интерференционных полос в любом пятне спекл-структуры. В данном случае эта свертка является одномерной и берется в направлении, перпендикулярном интерференционным полосам. Все другие операции такие же, как и в случае одного теле-

скопа. Но поскольку функция D здесь характеризует интерференционные полосы, пространственная частота которых может быть очень большой, если d велико, то можно получить очень хорошее разрешение. При существующей технике возможно, по-видимому, разрешение порядка 10^{-4} угловой секунды. Правда, при большой базе d могут оказаться нереально высокими требования к равенству оптических путей.

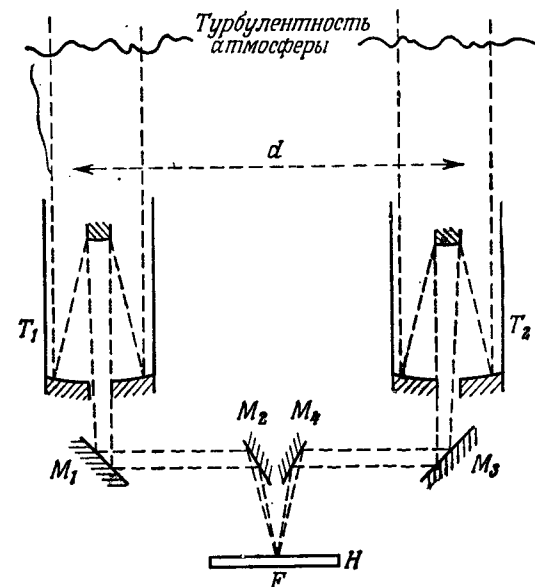


Рис. 128. Регистрация на фотопластинке H спекл-структуры, создаваемой двумя телескопами T_1 и T_2 .

Однако существующие в настоящее время фотоприемники для регистрации изображений столь чувствительны, что позволяют использовать узкополосные монохроматические фильтры, допускающие юстировку по выравниванию оптических путей лучей в телескопах с точностью всего лишь около 1 мм.

Первые эксперименты были успешно выполнены Лабейри в Медонской обсерватории с двумя телескопами диаметром 25 см, которые были разнесены на 12 м.

При использовании двух телескопов свертка формируется только в одном направлении и, разумеется, высокое разрешение получается только в этом направлении. Но можно взять несколько телескопов, расположенных не на одной прямой. Так, при использовании трех телескопов, располо-

женных в вершинах равностороннего треугольника, пятна спекл-структуры будут модулированы очень тонкой шестиугольной структурой, если стороны треугольника выбраны достаточно большими. С этой шестиугольной структурой и следует повторить предыдущие операции. Таким образом, в этом случае мы получим максимальное разрешение в трех направлениях, расположенных по отношению друг к другу под углом 60° .

Было показано [150], что можно восстановить изображение звезды, записав изображение, полученное при длительной экспозиции, и определив автокорреляцию изображения, полученного при короткой экспозиции. Такой метод применим только к малым изолированным объектам на темном фоне (т. е. к звездам он применим).

ИССЛЕДОВАНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТЕЙ

§ 1. Состояние поверхности

Можно следующим образом классифицировать дефекты поверхности по отношению к ее идеальной геометрии:

1. *Отклонение от формы.* Это дефект геометрии поверхности, а не ее состояния. В случае поверхности, которая в идеале должна была бы быть, например, плоской, отклонение от формы (здесь отклонение от плоскостности) можно представить кривой 1 на рис. 129.

2. *Шероховатость.* Шероховатость обусловлена главным образом выкрашиванием материала инструментом, который обрабатывает поверхность. Обычно шероховатость образуется случайными отклонениями, но она может также состоять и из периодических дефектов. Эти отклонения имеют

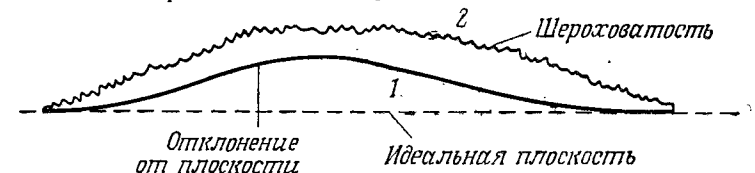


Рис. 129. Отклонения реальной поверхности от идеальной плоской поверхности.

мелкую структуру и содержат высокие пространственные частоты. В данной главе мы будем рассматривать шероховатость, обусловленную только случайными отклонениями, такими, как показанные кривой 2 на рис. 129.

Чтобы характеризовать состояние поверхности, были предложены разные критерии. В качестве статистического критерия можно назвать среднеарифметическое отклонение поверхности от ее среднего профиля. Другим статистическим критерием является среднеквадратичное отклонение σ . Принято следующее соотношение между среднеарифметическим отклонением R и среднеквадратичным отклонением σ : $\sigma = 1,11R$. В действительности коэффициент пропорциональности зависит от вида рассматриваемой поверхности. Величина этого коэффициента, равная 1,11, взята здесь как среднее значение для ряда поверхностей, встречающихся

в механике. В зависимости от вида механической обработки коэффициент пропорциональности может изменяться от 1,0 до 1,3. В большинстве случаев можно принимать этот коэффициент равным 1.

§ 2. Применение оптики спеклов для оценки шероховатости поверхностей

На практике профиль поверхности обычно исследуют при помощи щупа, приводимого в контакт с поверхностью. Вертикальные перемещения щупа преобразуются в изменения электрического напряжения, которые после усиления подаются на регистрирующее или вычислительное устройство. Высокочастотная фильтрация электрического сигнала позволяет сохранить только высокие частоты, т. е. только информацию о шероховатости поверхности. Основным недостатком такого типа устройств является необходимость механического контакта между щупом и поверхностью. Этот контакт может приводить к возникновению дефектов на исследуемой поверхности. Оптические же методы свободны от данного недостатка, так как оптический «щуп» не требует механического контакта, это просто микроскоп, наведенный на поверхность. Мы не будем здесь излагать классические оптические методы исследования шероховатости поверхности, а ограничимся лишь методами оптики спеклов. Информацию о шероховатости, вообще говоря, получают, исследуя корреляцию между двумя спекл-структурами, полученными от исследуемой поверхности либо при изменении ориентации лазерного пучка, либо при изменении длины волны света лазера. Были предложены и другие методы, которые основаны на анализе контраста спекл-структуры, создаваемой шероховатостью поверхности, в зависимости от пространственной или временной когерентности освещающего ее светового потока.

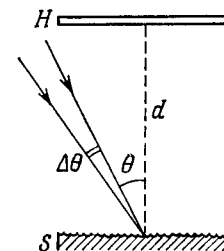
Методы оптики спеклов хорошо приспособлены для измерения значительных по величине шероховатостей ($\sigma > 1$ мкм), и в некоторых случаях они позволяют производить прямые измерения статистического критерия шероховатости в реальном времени.

§ 3. Определение шероховатости поверхности по корреляции между двумя спекл-структурами полученными при разных углах падения лазерного пучка [145]

Исследуемую поверхность освещают плоской волной, сформированной из лазерного пучка (рис. 130), и затем последовательно регистрируют на фотопластинке H две спекл-

структуры, полученные при двух разных углах падения. В результате на пластинке H получают две спекл-структуры, сдвинутые одна относительно другой. Это в сущности схема гл. 2, § 4, выполненная не с диффузно-прозрачным, а с диффузно-отражающим объектом. Ранее было показано, что при определенных условиях изменение угла падения освещающего пучка не вызывает нарушения корреляции между

Рис. 130. Регистрация на фотопластинке H двух спекл-структур, создаваемых шероховатой поверхностью S , при двух разных наклонных освещающего пучка.



спекл-структурами. Точно так же обстоит дело и в данном случае. Если изменение угла падения достаточно мало, то результатом оказывается простое смещение ξ_0 спекл-структуры

$$\xi_0 = d \cos \theta \Delta \theta, \quad (9.1)$$

где d — расстояние от диффузной поверхности S до фотопластинки H , а θ — угол падения лазерного пучка на поверхность S . Если при заданном угле падения θ его изменение $\Delta \theta$ будет достаточно большим, то можно показать, что смещение картины спеклов будет сопровождаться изменением

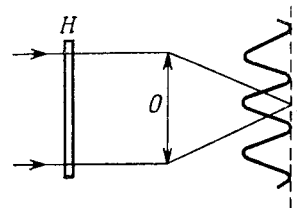


Рис. 131. Прямолинейные и параллельные интерференционные полосы, получаемые в пространственном спектре негатива.

ее микроструктуры, которое обусловлено именно шероховатостью поверхности S . Отсюда становится очевидным принцип метода: на одной и той же фотопластинке H делают две экспозиции, изменив между ними угол падения пучка, который освещает поверхность S . После проявления негатив H наблюдают в параллельном пучке света, пользуясь, например, схемой рис. 55, повторенной на рис. 131. В фокальной плоскости объектива O мы будем видеть прямолинейные и параллельные интерференционные полосы, угловое рас-

стояние между которыми равно λ/ξ_0 ; контраст полос будет зависеть от шероховатости поверхности.

Можно показать, что для металлических поверхностей с большой шероховатостью ($\sigma > 1$ мкм) контраст γ интерференционных полос [формула (4.11)] определяется выражением

$$\gamma = \exp \left[- \left(\frac{2\pi\sigma}{\lambda} \sin \theta \Delta\theta \right)^2 \right], \quad (9.2)$$

где σ — среднеквадратичное отклонение, характеризующее шероховатость поверхности. Таким образом, измерив контраст γ интерференционных полос, можно найти величину σ . Опыт показывает, что относительная точность измерения $\Delta\sigma/\sigma$ может достигать 8%. Таким методом можно измерять большие значения σ , однако измерение шероховатостей, для которых σ превышает 30 мкм, не имеет практического интереса. Отметим, что метод пригоден и для исследования диффузных диэлектрических поверхностей.

§ 4. Определение шероховатости в реальном времени по корреляции между амплитудами спекл-структур, соответствующих двум ориентациям лазерного пучка [147]

В предыдущем случае шероховатость оценивалась путем измерения корреляции интенсивности двух спекл-структур. Однако измерение можно производить в реальном времени, если заменить корреляцию по интенсивности корреляцией амплитуд. В этом случае исследуемая поверхность освещается двумя плоскими волнами, идущими от одного лазера (так что они когерентны). Падающий на поверхность пучок расщепляется с помощью интерферометра, схематически показанного на рис. 132 в виде полупрозрачной пластинки G и зеркала M . Углу падения θ соответствует спекл-структура D , которую можно видеть в направлении θ' . Углу же падения $\theta + \Delta\theta$ соответствует другая спекл-структура D' , которая получается из D путем поворота на $\Delta\theta'$ и которая имеет с ней определенную степень корреляции. Можно написать

$$\Delta\theta' = \frac{\cos \theta}{\cos \theta'} \Delta\theta. \quad (9.3)$$

Чтобы измерить корреляцию спекл-структур D и D' , т. е. измерить корреляцию, связанную с шероховатостью поверхности, следует наложить спекл-структуры D и D' друг на друга с помощью двухлучевого интерферометра. Тогда схема эксперимента принимает вид, показанный на рис. 133, где

оба интерферометра I_1 и I_2 можно взять для удобства одинаковыми. Можно использовать, например, два интерферометра Майкельсона, один из которых (I_2) не должен быть отъюстирован на нулевую разность хода на выходе, чтобы две спекл-структуры D и D' были смещены в продольном направлении, как это показано на рис. 133. Тогда в фокусе объектива O мы увидим кольца, контраст которых будет зависеть от степени корреляции спекл-структур D и D' , т. е. от

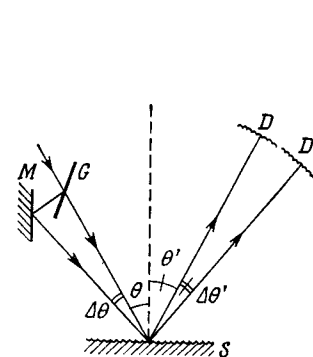


Рис. 132. Регистрация двух когерентных спекл-структур, соответствующих двум разным углам падения освещающего пучка.

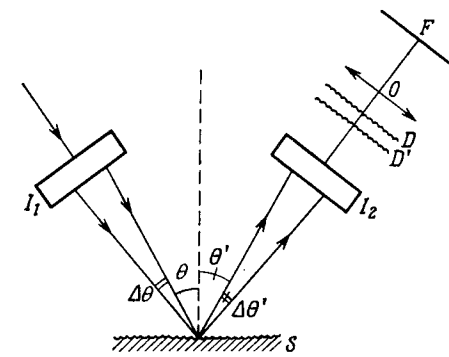


Рис. 133. Схема с двумя интерферометрами Майкельсона для измерения шероховатости поверхности S в реальном времени.

шероховатости исследуемой поверхности. Можно показать, что в случае достаточно шероховатых металлических поверхностей контраст интерференционных полос описывается выражением

$$\gamma = \frac{1}{2} \exp \left[- \left(\frac{2\sqrt{2}\pi\sigma}{\lambda} \sin \theta \Delta\theta \right)^2 \right], \quad (9.4)$$

которое почти не отличается от формулы (9.2). Для обеспечения большего количества света и облегчения юстировки схемы желательно (хотя и не обязательно) выбирать $\theta = \theta'$. Если мы отъюстируем интерферометр I_2 на нулевую разность хода, то в фокусе F получим однородный фон. Поместив в эту плоскость фотоприемник и модулируя с помощью какого-либо устройства разность фаз между пучками, мы будем модулировать интенсивность света в плоскости F . Амплитуда модуляции сигнала, вырабатываемого фотоприемником, даст ту же информацию, что и контраст интерференционных полос.

В случае когда углы $\Delta\theta$ и $\Delta\theta'$ фиксированы, мы можем заменить два интерферометра Майкельсона двумя призмами

Волластона, что даст нам очень стабильное и практически ценное устройство. На рис. 134 схематически показана его схема. Объектив O_1 проецирует интерференционные полосы, образуемые призмой Волластона W_1 , на исследуемую поверхность S . Объектив O_2 проецирует эти полосы на призму Волластона W_2 таким образом, чтобы осуществлялась компенсация двоения обеих призм Волластона, находящихся между поляризаторами P_1 и P_2 . Исходя из этого, ясно, что два луча, расщепленные призмой Волластона W_1 и имеющие

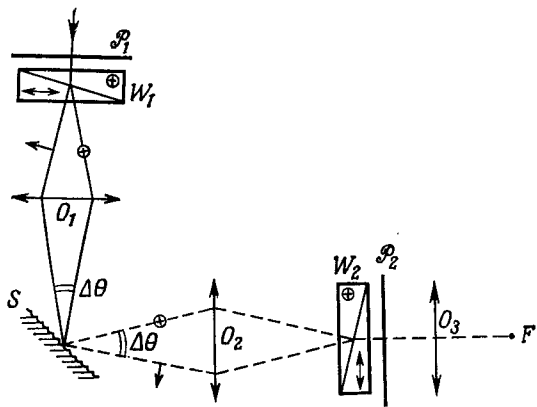


Рис. 134. Схема с двумя призмами Волластона для измерения шероховатости поверхности S в реальном времени.

ортогональную поляризацию, будут снова совмещены после прохождения через призму Волластона W_2 . Сместим немного призму Волластона W_2 вдоль оси. Тогда в фокальной плоскости F объектива O_3 , расположенного за призмой Волластона W_2 , мы увидим прямолинейные и параллельные интерференционные полосы, контраст которых, как и в предыдущих случаях, связан с шероховатостью поверхности S . Вместо смещения призмы Волластона W_2 для выявления интерференционных полос мы можем сохранить полную компенсацию лучей. В этом случае в фокальной плоскости F будет однородное поле, и, модулируя каким-либо образом разность фаз между двумя лучами, имеющими ортогональную поляризацию, мы сможем модулировать интенсивность света в плоскости F . Помещенный в эту плоскость фотоприемник позволит измерить амплитуду модуляции, которая даст нам ту же информацию, что и контраст интерференционных полос в предыдущем случае.

Деполаризация света при отражении от шероховатых металлических поверхностей, шероховатость которых лежит

в обычных для практики пределах, достаточно слаба и не мешает измерениям. Разумеется, такое устройство непригодно для измерения шероховатости поверхностей, которые полностью деполаризуют падающий на них свет.

§ 5. Определение шероховатости по корреляции между спекл-структурами, полученными с двумя длинами волн [217]

Вместо того чтобы изменять ориентацию освещающего пучка, как это делалось в рассмотренных выше случаях, можно изменять длину волны света. Естественно, такое устройство непригодно для измерений в реальном времени. Его схема представлена на рис. 135. Исследуемая поверхность S освещается лазером, излучающим на длине волны λ . При помощи объектива O мы формируем изображение поверхности S на фотопластинке H . Следовательно, мы регистрируем спекл-структуру, соответствующую длине волны λ . Перед второй экспозицией сместим фотопластинку H на небольшую величину ξ_0 . Осветив теперь поверхность S излучением с длиной волны $\lambda + \Delta\lambda$, зарегистрируем на пластинке H спекл-структуру с этой новой длиной волны. Вследствие шероховатости поверхности S зарегистрированные спекл-структуры будут декоррелированы в большей или меньшей степени. Можно показать, что корреляция будет полностью отсутствовать при условии

$$\sigma \geq \lambda^2 / 2\Delta\lambda, \quad (9.5)$$

где σ — среднеквадратичное отклонение.

После проявления осветим негатив H параллельным пучком и рассмотрим интерференционные полосы в фокусе объектива, следуя многократно описанной ранее методике. При выполнении соотношения (9.5) интерференционные полосы исчезнут. Таким образом, изменяя величину $\Delta\lambda$ до исчезновения интерференционных полос, можно найти величину σ .

Можно обойтись и без промежуточной оптики, т. е. без объектива O на рис. 135, если регистрировать спекл-структуру на конечном расстоянии (рис. 136) [168]. Как обычно, сделаем на фотопластинке H две экспозиции. При первой экспозиции поверхность S осветим излучением с длиной волны λ . Перед второй экспозицией фотопластинке H сообщим смещения двух видов:

- а) поперечное смещение ε_0 , которое позднее позволит нам наблюдать интерференционные полосы в спектре негатива;
- б) продольное смещение ε , которое скомпенсирует изме-

нение $\Delta\lambda$, как это было показано в гл. 2, § 7 (рис. 36). В таком случае мы получим на пластинке H две идентичные спекл-структуры, если при этом будет выполнено условие (2.10), т. е. если

$$\sigma \ll \lambda^2/\Delta\lambda. \quad (9.6)$$

Если же данное условие не выполняется, то зарегистрированные спекл-структуры будут более или менее декоррелированы. Тогда после проявления мы, пользуясь обычной схемой, рассмотрим пространственный спектр негатива и по

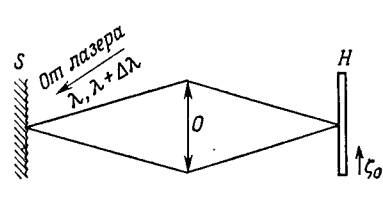


Рис. 135. Измерение шероховатости поверхности S путем фоторегистрации ее изображения на двух длинах волн.

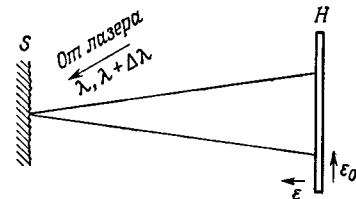


Рис. 136. Измерение шероховатости поверхности S путем фоторегистрации спекл-структуры на конечном расстоянии при использовании двух длин волн.

контрасту интерференционных полос вычислим степень корреляции двух спекл-структур, т. е. найдем величину σ .

§ 6. Измерение шероховатости с помощью источника, излучающего широкую полосу спектра [203]

При освещении шероховатой поверхности монохроматическим и пространственно-когерентным светом получаемая спекл-структура имеет максимальный контраст. Если мы уменьшим временную когерентность, сохранив пространственную когерентность неизменной, то контраст спекл-структуры также уменьшится. При заданной длине когерентности влияние шероховатости на контраст спекл-структуры особенно заметно, когда изменения рельефа поверхности имеют порядок величины длины когерентности. На данном эффекте может быть основан один из методов оценки шероховатости поверхности. Опыт показывает, что соотношение между контрастом спекл-структуры и шероховатостью почти не зависит от способа получения шероховатой поверхности. Таким образом, используя белый свет, длина когерентности которого около 1,5 мкм, можно по контрасту спекл-структуры оценивать шероховатость σ в пределах от 0,2 до 3 мкм (рис. 137). Для определения контраста спекл-структуры

можно, например, проецировать изображение исследуемой поверхности на малое отверстие, за которым помещен фотоприемник. Перемещая поверхность в ее плоскости, мы можем измерить интенсивность прошедшего сквозь отверстие потока,

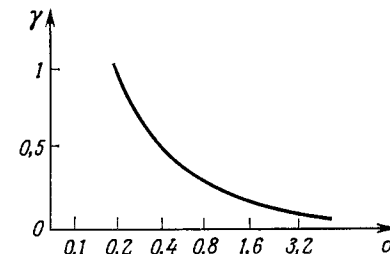


Рис. 137. Зависимость шероховатости σ от контраста γ спекл-структуры при использовании источника белого света ($\lambda = 0,5$ мкм, $L_c = 1,5$ мкм) [203].

т. е. профиль спекл-структуры. Разумеется, диаметр отверстия должен быть меньше диаметра самых мелких пятен спекл-структуры.

§ 7. Измерение шероховатости при неполной пространственной когерентности освещения [80]

Когда диффузный прозрачный объект освещается лазером, т. е. источником, создающим излучение, когерентное в пространстве и во времени, контраст спекл-структуры в изображении объекта максимален. Если же диффузный объект освещается источником, излучение которого обладает временной когерентностью, но в пространстве когерентно лишь частично, то контраст спекл-структуры уменьшается. В этом случае контраст спекл-структуры сильно зависит от шероховатости диффузной поверхности и появляется возможность определения шероховатости по контрасту спекл-структуры. Схема опыта приведена на рис. 138. Конденсор C проецирует изображение монохроматического источника S на малое отверстие T , помещенное в фокусе объектива L . Сформированный пучок освещает диффузный прозрачный объект G , например матовое стекло. Два объектива O_1 и O_2 формируют изображение объекта G на чувствительной поверхности фотоприемника R . Перед фотоприемником R помещается экран с отверстием, диаметр которого меньше диаметра пятен спекл-структуры. Диафрагма P , помещенная в фокальной плоскости объектива O_1 , позволяет изменять диаметр пятен спекл-структуры на поверхности фотоприемника (экране). Перемещая фотоприемник в плоскости изображения G' , можно определить профиль интенсивности спекл-структуры.

Степень пространственной когерентности в плоскости G можно определить, пользуясь теоремой Ван Циттерта — Цернике. По этой теореме степень когерентности двух точек, расположенных в плоскости G , дается фурье-образом распределения интенсивности в плоскости отверстия T (вычисленным

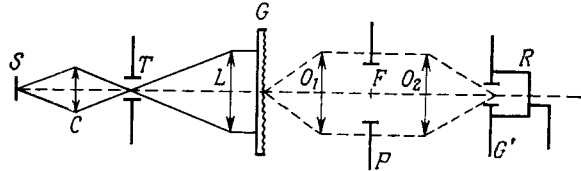


Рис. 138. Измерение шероховатости объекта G методом частично когерентного (в пространстве) освещения.

в предположении, что отверстие освещено когерентным светом). Его амплитуда определяется выражением

$$U = \frac{2J_1\left(k \frac{a}{f} \rho\right)}{k \frac{a}{f} \rho} \quad \left(k = \frac{2\pi}{\lambda}\right), \quad (9.7)$$

где J_1 — функция Бесселя 1-го порядка, a — радиус отверстия T , f — расстояние TL (фокусное расстояние линзы L),

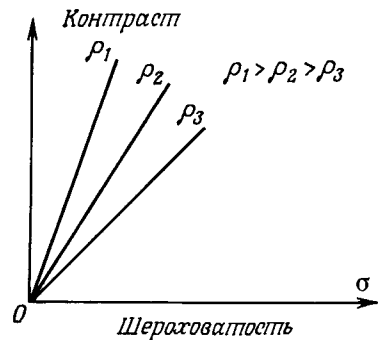


Рис. 139. Зависимость контраста спекл-структуры от шероховатости [80].

ρ — расстояние между двумя рассматриваемыми точками. Определим степень пространственной когерентности в плоскости G как значение величины ρ , соответствующее первому нулевому значению функции U , т. е. как

$$\rho = \frac{1,22\lambda f}{2a}. \quad (9.8)$$

При заданном значении ρ контраст спекл-структуры практически линейно зависит от среднеквадратичного отклонения σ (характеризующего шероховатость) до определенного значения σ , зависящего от ρ . Эта зависимость схематически показана на рис. 139. Контраст γ спекл-структуры, отложенный здесь по оси ординат, определен следующим образом:

$$\gamma = \sqrt{\langle \Delta I^2 \rangle} / \langle I \rangle, \quad (9.9)$$

где ΔI — изменения интенсивности I , измеренные фотоприемником R в схеме рис. 138.

При использовании матовых стекол с различными размерами зерен для случая $\rho_1 = 444$ мкм линейный участок зависимости контраста γ от σ простирается от $\sigma = 0$ до $\sigma = 0,3$ мкм. При $\rho_2 = 14$ мкм и $\rho_3 = 3$ мкм он занимает область соответственно от $\sigma = 0$ до $\sigma = 0,5$ мкм и $\sigma = 1,5$ мкм.

ДРУГИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

§ 1. Дифференциальный интерферометр для прозрачных объектов, основанный на фоторегистрации спекл-структуры за две экспозиции

Схема дифференциального интерферометра показана на рис. 140 [133, 156]. Перед исследуемым прозрачным объектом A помещается матовое стекло G , освещаемое лазером. Объектив O формирует изображение A' объекта A на фотопластинке H . В изображении A' объекта A будет наблюдаться спекл-структура, которая представляет собой изображение спекл-структуры, создаваемой рассеивателем G в плоскости расположения объекта A . Сделаем две экспозиции, слегка сместив объект в промежутке между экспозициями

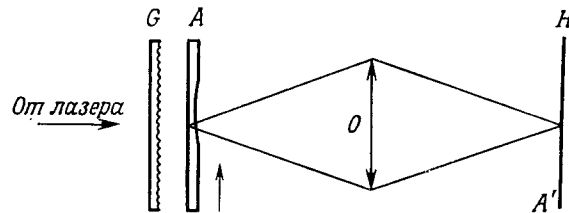


Рис. 140. Выявление отклонений от плоскопараллельности прозрачного объекта A посредством спекл-структуры, создаваемой рассеивателем G .

в направлении, перпендикулярном его плоскости. В той части объекта A , где наклон поверхности объекта равен нулю, это смещение не приведет ни к каким изменениям ни в структуре, ни в положении спекл-структуры в плоскости H . На тех же участках объекта, где имеется наклон α (рис. 141), спекл-структура в плоскости H сместится в поперечном направлении. Например, на рис. 141 исходная фокусировка в плоскости H производится на спекл-структуру, находящуюся в плоскости, проходящей через точку M_1 . Когда прозрачный объект смещается на величину ζ , точка M_1 переходит в положение M_2 , благодаря чему и возникает поперечное смещение M_1M_2 спекл-структуры. В плоскости изображения ему соответствует смещение $M'_1M'_2$. Если n — показатель преломления материала исследуемого объекта, а α — угол наклона поверхности объекта, то поперечное смещение M_1M_2

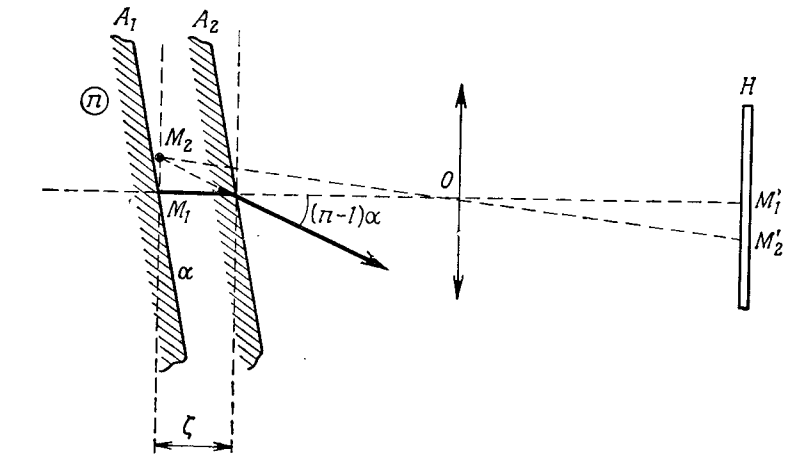


Рис. 141. Изменение разности хода при малом продольном смещении объекта.

Пространственная фильтрация при помощи щели позволяет удалить в выходном изображении объекта участки, имевшие нулевой наклон.

§ 2. Исследование рельефа диффузной поверхности методом двух длин волн [67]

Методы, изложенные в гл. 7, дают возможность наблюдать только изменения рельефа поверхности, но не сам рельеф. Рельеф же поверхности можно выявить, регистрируя спекл-структуры в интерферометре с лазерным освещением двух длин волн. Рассмотрим интерферометр, схематически показанный на рис. 142. Для простоты предположим, что на поверхности диффузного объекта A имеется ступенька высотой e , образованная двумя плоскостями A_1 и A_2 . Объект A освещается лазерным излучением сначала с длиной волны λ_1 , а затем с длиной волны λ_2 . Рассмотрим изображение объекта A , создаваемое объективом O в плоскости H . Предполагается, что высота ступеньки e мала и изображения A'_1 и A'_2 частей объекта A_1 и A_2 достаточно резкие. Пусть Δ_1 — разность хода между световой волной, рассеянной

исследуемым объектом, и когерентным фоном, создаваемым тем же лазером в точке изображения A'_1 . Предположим, что разность хода Δ_1 равна целому числу m длин волн λ_1 , т. е. $\Delta_1 = m\lambda_1$. Если эта же разность хода Δ_1 равна целому числу n длин волн λ_2 ($\Delta_1 = n\lambda_2$), то когерентный фон будет в фазе со спекл-структурой, создаваемой A_1 в плоскости H , как для длины волны λ_1 , так и для длины волны λ_2 . Две

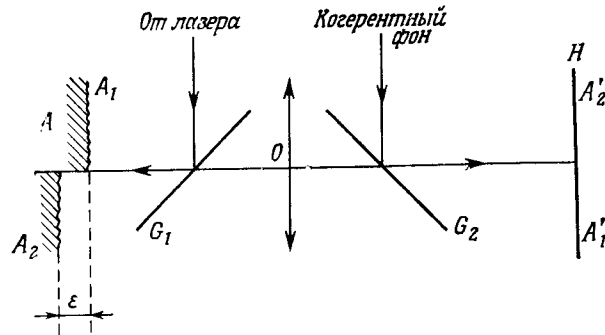


Рис. 142. Исследование рельефа диффузной поверхности методом двух длин волн.

спекл-структуры, возникающие в плоскости H , будут практически одинаковы, если разность длин волн невелика (гл. 1, § 9). Итак,

$$\Delta_1 = m\lambda_1 = n\lambda_2, \quad \frac{\Delta_1}{\lambda_1} = m, \quad \frac{\Delta_1}{\lambda_2} = n. \quad (10.1)$$

Подставив $m - n = p$, получим

$$\frac{\Delta_1}{\lambda_1} = \frac{\Delta_1}{\lambda_2} + p. \quad (10.2)$$

Для другого участка объекта A , например A_2 , соответствующее условие имеет вид

$$\frac{\Delta_2}{\lambda_1} = \frac{\Delta_2}{\lambda_2} + p + 1. \quad (10.3)$$

При этом условии две спекл-структуры, наблюдаемые в плоскости H на длинах волн λ_1 и λ_2 , будут тоже идентичны. Учитывая, что $\Delta_2 - \Delta_1 = 2\epsilon$, в соответствии с равенствами (10.2) и (10.3) получаем

$$2\epsilon = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (10.4)$$

Следовательно, всякий раз, когда высота ступеньки на поверхности объекта A (измеренная от плоскости A_1) будет

равна целому кратному значения ϵ , даваемого формулой (10.4), мы будем получать в плоскости H две практически идентичные спекл-структуры.

Сделаем теперь на фотопластинке H две экспозиции: одну в свете с длиной волны λ_1 , а вторую в свете с длиной волны λ_2 , причем в промежутке между экспозициями сместим фотопластинку на небольшое расстояние. Осуществляя пространственную фильтрацию полученного негатива, как и в многочисленных ранее описанных опытах, мы сможем удалить в изображении объекта те его участки, глубина которых по отношению к A_1 удовлетворяет соотношению (10.4). На поверхности объекта A мы увидим темные интерференционные полосы, которые очертят контуры этих участков. При $\lambda_1 = 0,488$ мкм и $\lambda_2 = 0,496$ мкм переход от одной темной полосы к соседней темной полосе будет соответствовать изменению толщины объекта на 14,2 мкм.

§ 3. Определение передаточной функции оптической системы, освещаемой спекл-структурой [45]

Схема определения передаточной функции оптической системы методом оптики спеклов представлена на рис. 143. Протяженный, но монохроматический источник S освещает диапозитив A со случайным законом изменения пропускания. Такой диапозитив можно получить путем фотографической регистрации спекл-структуры. Исследуемый объект O формирует в плоскости A' изображение диапозитива A . Поскольку источник S протяженный, диапозитив A освещается пространственно-некогерентным светом.

Интенсивность $I(\eta, \xi)$ в любой точке (η, ξ) изображения A' диапозитива представляет собой свертку геометрического изображения $D(\eta, \xi)$ диапозитива A с распределением энергии в дифракционной картине $E(\eta, \xi)$, создаваемой объективом O при формировании изображения точечного источника,

$$I(\eta, \xi) = D(\eta, \xi) \otimes E(\eta, \xi). \quad (10.5)$$

После проявления амплитудное пропускание негатива пропорционально зарегистрированной интенсивности. Наблюдая пространственно-частотный спектр полученного негатива, например в схеме рис. 94, мы получим в фокальной плоскости линзы L , установленной за негативом H , распределение амплитуд, пропорциональное фурье-образу функции $I(\eta, \xi)$, т. е.

$$\hat{I}(u, v) = \hat{D}(u, v) \hat{E}(u, v), \quad (10.6)$$

где фурье-образ $\hat{E}(u, v)$ дифракционного изображения точечного источника, формируемого объективом O , представляет

собой передаточную функцию этого объектива. Таким образом, в фокальной плоскости линзы L мы наблюдаем квадрат модуля передаточной функции объектива O . Разумеется, мы получили передаточную функцию объектива O для тех условий, в которых этот объектив был использован. В случае, представленном на рис. 143, объектив O работает с коэффициентом увеличения, равным 1, когда расстояния AO и OH равны между собой.

Чтобы получить фазу передаточной функции, можно воспользоваться методом двух экспозиций. Сделаем две экспозиции на фотопластинке H : при первой экспозиции регистрация осуществляется по схеме на рис. 143. Перед второй экспозицией объектив O заменим эталонным объективом O' ,

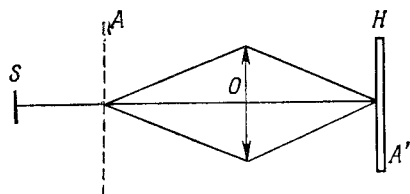


Рис. 143. Исследование передаточной функции объектива O .

который будем считать совершенным, и сообщим фотопластинке H небольшое смещение в ее плоскости. Затем, как обычно, будем наблюдать пространственный спектр негатива. Если у объектива O тоже нет aberrаций, то в спектре мы увидим прямолинейные и параллельные интерференционные полосы. Коль скоро оба объектива идентичны, мы зарегистрируем на фотопластинке H две идентичные спекл-структуры, сдвинутые одна относительно другой вследствие смещения фотопластины H между экспозициями. Если же у объектива O имеются aberrации, то интерференционные полосы в спектре не будут параллельными и прямолинейными и по деформации этих интерференционных полос можно определить фазу передаточной функции объектива O .

Очевидно, что объективы O и O' требуется устанавливать в совершенно одинаковые положения в схеме рис. 143, и в этом недостаток данного метода.

§ 4. Исследование aberrаций оптической системы путем фотографирования спекл-структур [196а, 211]

Соответствующая схема представлена на рис. 144. Амплитудный рассеиватель A (фотография спекл-структуры) освещается параллельным лазерным пучком, падающим нормально к его плоскости, и его изображение формируется

в плоскости H объективом O , aberrации которого желательно исследовать. Для простоты мы ограничимся случаем, когда у объектива имеется только сферическая aberrация. Зарегистрированное на фотопластинке H изображение можно рассматривать как голограмму Фурье. Опорным источником служит прямое изображение F источника света,

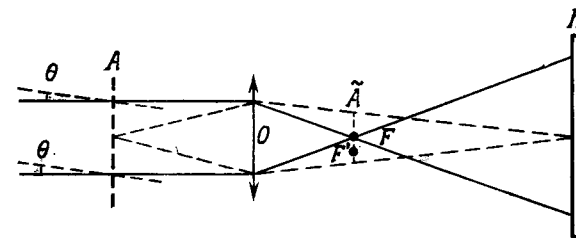
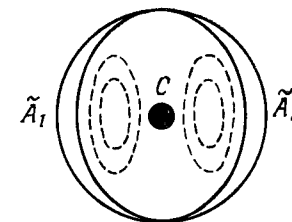


Рис. 144. Исследование сферической aberrации объектива O путем фотол-регистрации спекл-структуры при двух разных углах падения освещающего пучка.

а «объектом» является пространственный спектр $\tilde{A}$ рассеивателя A . Изменения фазы в спектре $\tilde{A}$ соответствуют сферической aberrации объектива O . Если после проявления осветить негатив H параллельным пучком, то H восстановит два изображения спектра $\tilde{A}$, которые будут расположены симметрично по отношению к центру. Эти два изображения оказываются идентичными (aberrация осесимметрична) и совмещенными, поскольку опорный источник F находился в центре «объекта» A .

Рис. 145. Интерференция двух восстановленных изображений, дающая производную от функции, описывающей aberrацию (дифференциальный метод).



Если теперь осветить рассеиватель A пучком, идущим под углом θ к предыдущему пучку, то в плоскости H мы зарегистрируем голограмму с опорным источником F' , смещенным из центра спектра $\tilde{A}$. В этом случае при восстановлении изображения из голограммы мы получим два изображения $\tilde{A}_1$ и $\tilde{A}_2$, которые будут смещенными и расположатся симметрично по отношению к центру C (рис. 145). Если смещение этих двух изображений будет малым, то их интерфе-

ренция создаст полосы, которые будут соответствовать производной функции, описывающей сферическую абберацию объектива O в условиях проведенного опыта. Таким образом, данный метод является дифференциальным.

Для удобства в работе обычно используют только малую часть негатива H , для чего применяют диафрагму. В этом случае все происходит так, как если бы опорная волна, сходящаяся в точке F' , проходила только через очень малую область объекта O , что позволяет также рассматривать опорную волну как практически не подвергнутую искажениям.

Эксперимент и теория показывают, что данный метод может быть распространен и на случай других aberrаций (а не только осесимметричных aberrаций) и что можно также заменить амплитудный рассеиватель фазовым рассеивателем (матовым стеклом).

§ 5. Фокусирование объектива с помощью спекл-структуры [198]

Допустим, что мы хотим поместить фоточувствительный слой фотопластинки A в фокальную плоскость F объектива O_1 (рис. 146). С этой целью осветим объектив параллельным пучком света (от лазера), который фокусируется затем на фотопластинке A . Рассеянный областью F свет возвращается назад, проходит через объектив O_1 , отражается от полупрозрачной пластинки G и попадает в глаз, помещаемый в фокусе вспомогательного объектива O_2 . На рис. 147 показано, что фоточувствительный слой смещен из фокуса F объектива O_1 на величину δz . Благодаря этому освещается некоторая небольшая область Φ пленки, на которой и дифрагирует свет. В результате в плоскости объектива O_1 возникает спекл-структура, которую мы будем считать достаточно тонкой. Мы ведем наблюдение, например, в точке M .

Рассмотрим луч CM , который проходит через точку F' , симметричную точке F по отношению к плоскости фоточувствительного слоя. Если пленка поднимется на величину ξ , то точка C сместится, например, в точку C' , а точка M — в точку M' . При этом в точке M' будет та же спекл-структура, которая ранее была в точке M . Если δz мало, то можно написать

$$\overline{MM'} = \frac{\xi}{\delta z}, \quad (10.7)$$

где f — фокусное расстояние объектива O_1 . Если пленка поднимается вверх со скоростью v , то спекл-структура в точке M опускается вниз со скоростью $vf/\delta z$. Если же фокус F находится между пленкой и объективом, то смещение спекл-

структуры будет происходить в том же направлении, что и пленки. Но пятна спекл-структуры в M имеют диаметр порядка λ/Φ , где $\Phi = D\delta z/f$ — диаметр малой области, освещаемой на пленке A , а D — диаметр объектива O_1 . При уменьшении δz , т. е. при приближении пленки к фокальной плоскости, диаметр пятен спекл-структуры увеличивается и теоретически стремится к бесконечности одновременно со скоростью смещения спекл-структуры.

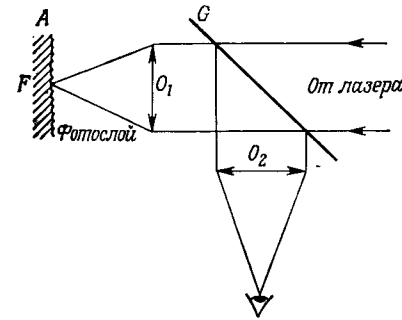


Рис. 146. Фокусирование объектива O на фотослой A путем наблюдения спекл-структуры, создаваемой фотослоем A .

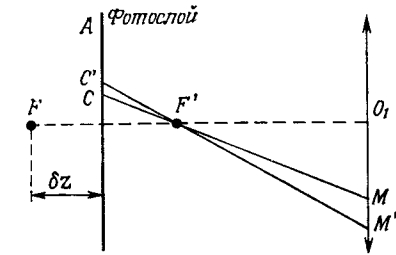


Рис. 147. Относительные смещения фотослоя и создаваемой им спекл-структуры в плоскости объектива O .

В действительности фокус F объектива O_1 представляет собой не геометрическую точку, а малую дифракционную картину, которая зависит от длины волны и aberrаций объектива O_1 . Это дает возможность изучать такие aberrации.

§ 6. Исследование аметропии глаза путем наблюдения спекл-структуры [172]

При определении близорукости или дальнозоркости глаза с помощью спеклов диффузный экран освещают светом лазера. При этом глаз наблюдателя видит спекл-структуру. Предположим, что зрение нормальное и глаз аккомодирован на бесконечность (рис. 148). Тогда любой луч, например IJ , приходит в фокус F глаза O . Если глаз сместится вверх перпендикулярно прямой OF , то луч IJ займет положение, показанное на рис. 149, и после преломления опять придет в фокус F , а спекл-структура останется при этом неподвижной. Вернемся к рис. 148 и предположим теперь, что глаз близорукий (рис. 150). Теперь луч IJ придет в точку A на сетчатке глаза. Если глаз сместится вверх, то луч IJ займет положение, показанное на рис. 151, и при этом спекл-структура также сместится вверх. В случае дальнозоркого глаза

(рис. 152) при смещении глаза вверх спекл-структура на сетчатке глаза смещается вниз. Следовательно, для исправления глаза нужно очковое стекло такой оптической силы,

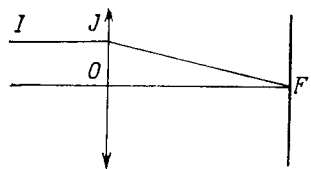


Рис. 148. Спекл-структура, создаваемая в точке F на сетчатке нормального глаза.

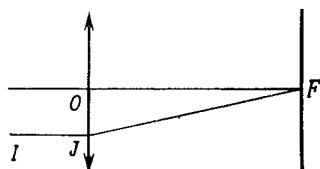


Рис. 149. Спекл-структура остается неподвижной при вертикальном движении головы (нормальный глаз).

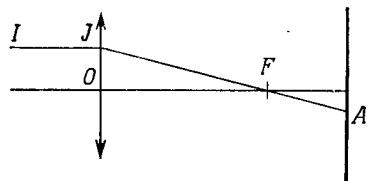


Рис. 150. Близорукий глаз.

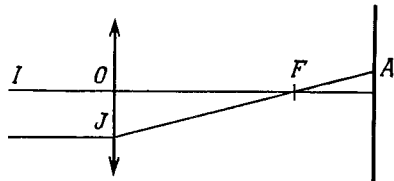


Рис. 151. Спекл-структура смещается вверх при поднятии головы (близорукий глаз).

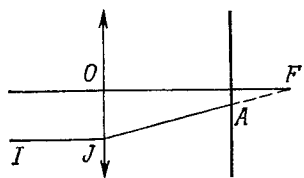


Рис. 152. Спекл-структура смещается вниз при поднятии головы (дальнозоркий глаз).

при которой спекл-структура на сетчатке глаза остается неподвижной, несмотря на вертикальное смещение головы.

§ 7. Определение атмосферной турбулентности методом двукратной регистрации случайного распределения интенсивности [164]

Поместим глаз в фокусе телескопа, направленного на звезду (рис. 153). В этом случае глаз рассматривает не звезду, а входной зрачок телескопа. Из-за атмосферной турбулентности освещенность входного зрачка оказывается неоднородной. Глаз видит случайно распределенные и быстро смещающиеся световые пятна (рис. 154). Скорость перемещения этих пятен определяется скоростью ветра в турбулент-

ной зоне, ответственной за мерцание звезды. Хотя такие пятна не очень малы, их можно рассматривать как спеклы и использовать метод двух экспозиций. Произведем съемку на киноплёнку со скоростью смены кадров, высокой по сравнению со скоростью смещения световых пятен. Объектив кинокамеры фокусирует на плёнке входной зрачок телескопа (рис. 154). При помощи специального обтюратора можно

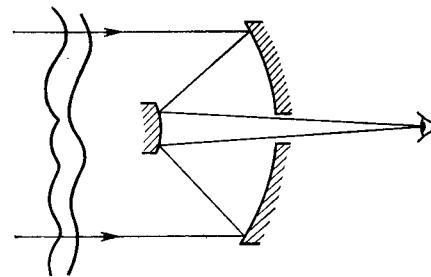


Рис. 153. Наблюдение входного зрачка телескопа при наличии атмосферной турбулентности.

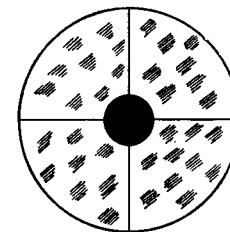


Рис. 154. Случайно распределенные малые световые пятна, обусловленные атмосферной турбулентностью.

наложить на один и тот же кадр два мгновенных изображения с очень короткой экспозицией, которые разделены промежуток времени t в несколько миллисекунд. Если предположить, что за временной интервал t световые пятна смещаются без изменения формы, то на каждом кадре мы получим два идентичных случайных распределения, смещение которых относительно друг друга зависит от t . После проявления мы наблюдаем пространственный спектр негатива, пользуясь схемой рис. 94. Мы увидим прямолинейные параллельные интерференционные полосы, отстоящие друг от друга на одинаковое расстояние, причем расстояние между полосами и пространственная ориентация полос будут однозначно связаны со скоростью и направлением ветра в турбулентном слое атмосферы, ответственном за наблюдаемое явление.

§ 8. Восстановление траектории диффузного объекта путем регистрации спекл-структуры [151, 153]

Предположим, что смещение диффузного объекта происходит в поперечном направлении, и для простоты рассмотрим одномерный случай, когда объект смещается в направлении оси ξ .

В изображении объекта мы будем иметь спекл-структуру с интенсивностью $D(\eta, \xi)$, которая регистрируется фотографически. Если сделать две экспозиции и если при этом объект сместится в плоскости изображения на величину $2\xi_1$, то мы зарегистрируем свертку, определяемую выражением (4.3). В этом случае траектория объекта описывается формулой

$$P(\xi) = \delta(\xi + \xi_1) + \delta(\xi - \xi_1). \quad (10.8)$$

Сделаем теперь на той же фотопластинке третью экспозицию, сообщив перед этим пластинке смещение ξ_0 , значи-

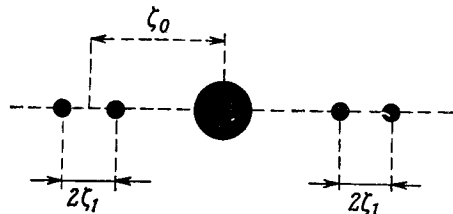


Рис. 155. Восстановление положений объекта путем регистрации трех спекл-структур.

тельно большее по величине чем $2\xi_1$. Тогда полученная запись может быть представлена в виде

$$D(\eta, \xi) \otimes [p(\xi) + \delta(\xi - \xi_0)]. \quad (10.9)$$

После проявления будем наблюдать пространственный амплитудный спектр негатива, который пропорционален выражению

$$\tilde{D}(u, v) [\tilde{p}(v) + e^{-jkv\xi_0}] \quad (10.10)$$

и интенсивность которого будет равна

$$|\tilde{D}(u, v)|^2 [\tilde{p}(v) e^{jkv\xi_0} + \tilde{p}^*(v) e^{-jkv\xi_0} + 1 + |\tilde{p}(v)|^2]. \quad (10.11)$$

В формуле (10.11) нетрудно узнать выражение, описывающее голограмму Фурье «объекта» $p(\xi)$. В рассматриваемом нами примере объект $p(\xi)$ образован только двумя точками. Зарегистрировав этот спектр на фотопластинке H , рассмотрим теперь пространственный спектр полученного негатива: являясь фурье-голограммой, негатив восстановит две группы из двух точек каждая, причем эти группы расположены симметрично относительно центра спектра. Переходя в выражении (10.11) от экспонент к косинусам, легко перейти к фурье-образам, откуда и получается приведенное на рис. 155 расположение точек. Это общий метод, который позволяет восстанавливать любой объект $p(\xi)$. Дополнительная экспозиция $\delta(\xi - \xi_0)$ играет роль «опорной волны».

Метод можно применить и к продольному смещению, если

наблюдать объект под косым углом, так чтобы продольное смещение сопровождалось смещением поперечным. Можно также исследовать поперечное смещение по корреляции между спекл-структурами, соответствующими различным положениям объекта, и спекл-структурами, соответствующими известным смещениям того же объекта.

§ 9. Определение скорости различных частей диффузного объекта путем фотографической регистрации спекл-структуры [37]

Освещая объект импульсами лазерного света, можно исследовать пространственное распределение скоростей различных частей диффузного объекта (например, жидкости).

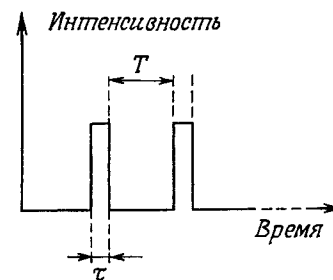


Рис. 156. Модуляция интенсивности лазерного пучка при исследовании скорости диффузного объекта.

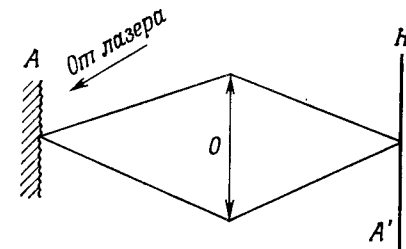


Рис. 157. Фоторегистрация изображения объекта, освещаемого в соответствии с рис. 156.

Для импульсной модуляции лазерного пучка можно использовать электрооптический модулятор или дисковый прерыватель; можно также взять лазер, работающий в импульсном режиме. На рис. 156 представлена необходимая кривая интенсивности освещения: по крайней мере два импульса длительностью τ , которые разделены временным интервалом T . При этом полагают, что время экспозиции достаточно мало для того, чтобы можно было считать, что каждая точка объекта за время экспозиции смещается по прямой линии и с постоянной скоростью. Спроектируем с помощью объектива O изображение диффузного объекта A на фотопластинку H (рис. 157) и для простоты предположим, что смещения различных частей объекта происходят в направлении, перпендикулярном оптической оси системы. Пусть $D(\eta, \xi)$ описывает распределение интенсивности в спекл-структуре, наблюдаемой в плоскости изображения A' . Предположим

также, что во время экспозиции любой участок объекта смещается параллельно оси ξ . Примем, что смещение $\xi_0 = V\tau$, где V — скорость этого участка объекта. Результат фоторегистрации за время τ может быть записан в виде свертки

$$D(\eta, \xi) \otimes \text{Rect}\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right), \quad (10.12)$$

а после экспонирования двумя импульсами, разделенными временным интервалом T , в течение которого рассматривае-

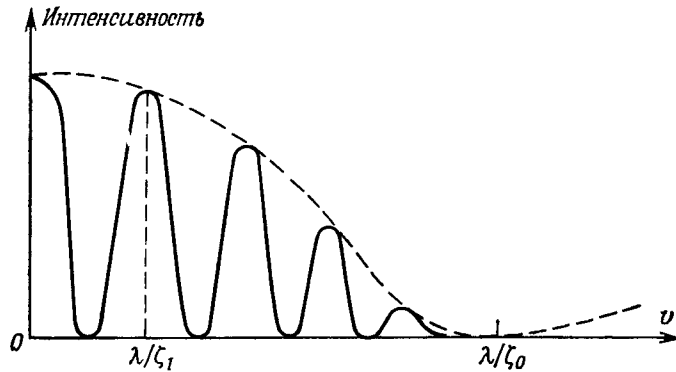


Рис. 158. Интерференционные полосы в пространственном спектре негатива, позволяющие определить направление и скорость смещения объекта.

мый участок объекта сместился на величину $\xi_1 = VT$, мы получаем двойную свертку вида

$$\left[D(\eta, \xi) \otimes \text{Rect}\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)\right] \otimes [\delta(\xi) + \delta(\xi - \xi_1)]. \quad (10.13)$$

После проявления исследуем пространственный спектр полученного негатива, поместив перед ним диафрагму с отверстием, выделяющую нужный нам участок объекта. Амплитудный спектр негатива описывается выражением

$$\tilde{D}(u, v) \text{sinc}\left(\frac{\pi v \xi_0}{\lambda}\right) [1 + e^{i k v \xi_1}], \quad (10.14)$$

а спектр интенсивности с точностью до постоянного множителя равен

$$|\tilde{D}(u, v)|^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\pi v \xi_0}{\lambda}\right) \cos^2\left(\frac{\pi v \xi_1}{\lambda}\right). \quad (10.15)$$

На рис. 158 показано, как при этом изменяется интенсивность. Пространственный спектр интенсивности образован

параллельными и равноотстоящими друг от друга интерференционными полосами, расстояние между которыми определяется скоростью V исследуемого участка объекта. Ориентация интерференционных полос в пространстве позволяет определить направление смещения.

В случае когда за время экспозиции регистрируется N импульсов длительностью τ , которые разделены одинаковым временным интервалом T , результат фоторегистрации записывается в виде

$$\left[D(\eta, \xi) \otimes \text{Rect}\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)\right] \otimes \sum_{n=0}^N \delta(\xi - n\xi_1), \quad (10.16)$$

а пространственный спектр интенсивности этой записи равен

$$|\tilde{D}(u, v)|^2 \text{sinc}^2\left(\frac{2\pi v \xi_0}{\lambda}\right) \left(\frac{\sin \frac{N 2\pi v \xi_1}{\lambda}}{\sin \frac{2\pi v \xi_1}{\lambda}}\right)^2. \quad (10.17)$$

Здесь интерференционные полосы, создаваемые двумя волнами, как это показано на рис. 158, заменяются более тонкими интерференционными линиями, образованными в результате интерференции многих волн. Во всех случаях пространственный спектр интенсивности оказывается модулированным функцией вида $\text{sinc}^2(2\pi v \xi_0/\lambda)$ и, следовательно, величина τ должна быть достаточно малой по сравнению с T , чтобы огибающая кривая, которую и представляет эта функция (она показана на рис. 158), не падала слишком быстро. Вместо того чтобы наблюдать спектр, как это только что говорилось, можно диафрагму с малым отверстием помещать не перед негативом, а в частотную плоскость. В этом случае используют схему рис. 94 и наблюдают изображение негатива. В изображении на выходе мы увидим интерференционные полосы, которые отображают составляющие скорости вдоль направления, параллельного азимуту отверстия в частотной плоскости. Изменяя азимут отверстия в частотной плоскости, можно исследовать составляющие скорости вдоль различных направлений.

Литература

1. Adam F. D., A. F. F. D. L. — TR, 72—20 (mars 1972).
A Study of the Parameters Associated with Employing Laser Speckle Correlation Fringes to Measure In-Plane Strain.
2. Agarwal G. S., Opt. Commun., 14, 161 (1975).
Scattering from Rough Surfaces.
3. Aggarwal A. K., Journ. Optics (Nouv. Rev. Opt.), 1977.
Spatial Multiplexing Technique to Detect Sign of In-Plane Displacement Using Laser Speckle Photography.
4. Aggarwal A. K., Gupta P. C., Optics Commun., 17, 277 (1976).
A Fourier Transform Speckle Method to Determine the Change in Angle of Illumination.
5. Archbold E., Burch J. M., Ennos A. E., Optica Acta, 17, 883 (1970).
Recording of In-Plane Surface Displacement by Double-Exposure Speckle Photography.
6. Archbold E., Ennos A. E., Optica Acta, 19, 253 (1972).
Displacement Measurement from Double Exposure Laser Photographs.
7. Archbold E., Ennos A. E., Journ. Nondestructive Testing (1975).
Laser Photography to Measure the Deformation of Weld Cracks under Load.
8. Archbold E., Ennos A. E., Optics and Laser Technology, 17 (1975).
Two-Dimensional Vibrations Analysed by Speckle Photography.
9. Archbold E., Ennos A. E., Journ. of Strain Analysis, 9, № 1 (1974).
Applications of Holography and Speckle Photography to the Measurement of Displacement and Strain.
10. Archbold E., Burch J. M., Ennos A. E., Taylor P. A., Nature (GB), 222, 263 (1969).
Visual Observations of Surface Vibration Nodal Patterns.
11. Archbold E., Ennos A. E., Taylor P. A., в кн.: Optical Instruments and Techniques. Oriel Press, 1969, p. 265.
A Laser Speckle Interferometer for the Detection of Surface Movements and Vibration.
12. Arsenault H. H., April G., Journ. Opt. Soc. Am., 66, 177 (1976).
Speckle Removal by Optical and Digital Processing.
13. Arsenault H. H., April G., Journ. Opt. Soc. Am., 66, 1160 (1976).
Properties of Speckles Integrated with a Finite Aperture and Logarithmically Transformed.
14. Asakura T., Fuji H., Murata K., Optica Acta, 19, 273 (1972).
Measurement of Spatial Coherence Using Speckle Patterns.
15. Saleh Bahaa E. A., Appl. Optics, 10, 2344 (1975).
Speckle Correlation Measurement of the Velocity of a Small Rotating Rough Object.
16. Barakat R., Optica Acta, 20, 729 (1973).
First-Order Probability Densities of Laser Speckle Patterns Observed Through Finite-Size Scanning Aperture.
17. Barakat R., Opt. Commun., 10, 107 (1974).
Some Extreme-Value Statistics of Laser Speckle Patterns.
18. Beckmann P., Spizzichino A., The Scattering of Elektromagnetic Wave from Rough Surfaces, Pergamon Press, MacMillan, London, New York, 1963.
19. Beddoes D. R., Dainty J. C., Morgan B. L., Scaddan R. J., Journ. Opt. Soc. Am., 66, 1247 (1976).
Speckle Interferometry on the 2,5 m Isaac Newton Telescope.
20. Bernard R., Mas D., Valignat S., Opt. Commun., 5, 206 (1972).
Interférences avec deux images homothétiques superposées.
21. Breckinridge J. B., Journ. Opt. Soc. Am., 6, 1240 (1976).
Interference in Astronomical Speckle Patterns.
22. Briers J. D., Opt. Quantum Electron., 7, 422 (1975).
A Note on the Statistics of Laser Speckle Patterns.
23. Burch J. M., в кн.: Proceedings of the SPIE Seminar on Developments in Holography, Boston, Mass., USA (Redondo Beach, Calif., USA: Soc. Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1971), p. 149.
Laser Speckle Metrology.
24. Burch J. M., Tokarski M. J., Optica Acta, 15, 101 (1968).
Production of Multiple Beam Fringes from Photographic Scatterers.
25. Burch J. M., Nature, 171, 889 (1953).
Scatter Fringes of Equal Thickness.
26. Burch J. M., Journ. Opt. Soc. Am., 52, 600 (1962).
Scatter Fringe Interferometry.
27. Burch J. M., в кн.: Optical Instruments and Techniques, Oriel Press, Newcastle-Tyne, 1970, p. 213.
Interferometry with Scattered Light.
28. Burckhardt C. B., Bell Syst. Techn. Journ., 49, 309 (1970).
Laser Speckle Pattern. A Narrow Band Noise Model.
29. Butters J. N., в кн.: Proceedings of SPIE, 15 th Annual Techn. Symp. Photo-Optical Instrumentation for the 70's, Anaheim (Calif., USA) 14—17 Sept. 1970 (Washington, D. C., USA: Soc. Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1971), p. 77.
Speckle Pattern Interferometry Using Video Techniques.
30. Butters J. N., Journ. Soc. Photo-Opt. Instruments Eng. (USA), 10, № 1, p. 5 (1971).
Speckle Pattern Interferometry Using Video Techniques.
31. Butters J. N., Leendertz J. A., в кн.: Proceedings of the Engineering Applications of Holography Symposium, Los Angeles, Calif., USA, 16—17 Febr. 1972 (Redondo Beach, Calif., USA: Soc. Photo-Optical Instrumentation Engineers, 1972), p. 361.
Application of Video Techniques and Speckle Pattern Interferometry to Engineering Measurement.
32. Butters J. N., Leendertz J. A., Appl. Optics, 11, 1436 (1972).
Application of Coherent Light Techniques to Engineering Measurement.
33. Butters J. N., International Journ. of Nondestructive Testing, 4, 31 (1972).
Laser Holography and Speckle Patterns in Metrological Techniques of Nondestructive Testing.
34. Butters J. N., Leendertz J. A., S. R. C. Research Report, 1970.
Application of Speckle Pattern to the Simplification of Engineering Measurement.
35. Butters J. N., Leendertz J. A., Optics and Laser Technology, p. 26 (1971).
Speckle Pattern and Holography Techniques in Engineering Metrology.
36. Celaya L., Jonathan J. M., Mallick S., Optics Commun., 18, 496 (1976).
Velocity Contours by Speckle Photography.

37. *Chakraborty A. K.*, Opt. Commun., **8**, 366 (1973).
The Effect of Change of Polarisation of the Illuminating Beam on the Microstructure of Speckles Produced by a Random Diffuser.
38. *Chandley P. J., Welford W. T.*, в кн.: Proceedings of the 10th Congress of the International Commission for Optics, Prague, 1975, p. 110.
Optical Methods of Measuring Surface Roughness.
39. *Chaulnes Duc de*, Mem. de l'anc. Acad. des Sci., 1755, p. 136.
Observations sur quelques expériences de Newton.
40. *Chiang F. P., Juang R. M.*, Optica Acta, **23**, 997 (1976).
Vibration Analysis of Plate and Shell by Laser Speckle Interferometry.
41. *Chiang F. P., Juang R. M.*, Appl. Opt., **15**, 2199 (1976).
Laser Speckle Interferometry for Plate Bending Problems.
42. *Cloud G.*, Appl. Opt., **14**, 878 (1975).
Practical Speckle Interferometry for Measuring In-Plane Deformations.
43. *Colombeau B., Froehly C.*, Opt. Commun., **17**, 284 (1976).
Speckle Techniques for Accurate Adjustment of Large Spacing Fabry — Perot Interferometers.
44. *Courjon D., Reggiani M., Bulabojs J.*, Japan Journ. Appl. Phys., **14**, 311 (1975).
Applications des propriétés des ondes diffusées: détermination de fonctions de transfert optiques et métrologie des vibrations.
45. *Crane R. B.*, Journ. Opt. Soc. Am., **60**, 1658 (1970).
Use of Laser-Produced Speckle Pattern to Determine Surface Roughness.
46. *Crosignani B., Daino B., Di Porto P.*, Journ. Opt. Soc. Am., **66**, 1312 (1976). (Journ. Opt. Soc. Am. Letters.)
Speckle-Pattern Visibility of Light Transmitted through a Multimode Optical Fiber.
47. *Dainty J. C.*, Optica Acta, **17**, 761 (1970).
Some Statistical Properties of Random Speckle Patterns in Coherent and Partially Coherent Illumination.
48. *Dainty J. C.*, Journ. Opt. Soc. Am., **62**, 595 (1972).
Coherent Addition of a Uniform Beam to a Speckle Pattern.
49. *Dainty J. C.*, Optica Acta, **18**, 327 (1971).
Detection of Images Immersed in Speckle Noise.
50. *Dainty J. C.*, в кн.: Laser Speckle and Related Phenomena (Topics in Applied Physics), Springer-Verlag, Berlin, 1975, p. 255.
Stellar Speckle Interferometry.
51. *Dainty J. C., Welford W. T.*, Opt. Commun., **3**, 289 (1971).
Reduction of Speckle in Image Plane Hologram Reconstruction by Moving Pupils.
52. *Dainty J. C.*, Progress in Optics, **14**, 1 (1976).
The Statistics of Speckle Patterns.
53. *Dainty J. C., Scaddan R. J.*, в кн.: Proceedings of the 10th Congress of the International Commission for Optics, Prague, 1975, p. 32.
Spatial Coherence Measurements of the Atmosphere Using a Wavefront-Folding Interferometer.
54. *Давенпорт В., Пур В.* Введение в теорию случайных сигналов и шумов. — М.: ИЛ, 1960.
55. *Debrus S., Françon M., Grover C. P.*, Opt. Commun., **4**, 172 (1971).
Detection of Differences between Two Images.
56. *Debrus S., Grover C. P.*, Opt. Commun., **3**, 340 (1971).
Correlation of Light Beams Scattered at Different Angles by a Ground Glass.
57. *Debrus S., Françon M., Koulev P.*, Nouv. Rev. Opt., **5**, 153 (1974).
Extraction de la différence entre deux images.

58. *Deitz P. H.*, Journ. Opt. Am., **65**, 279 (1975).
Image Information by Means of Speckle-Pattern Processing.
59. *Duffy D. E.*, Appl. Opt., **11**, 1778 (1972).
Moire Gauging of In-Plane Displacement Using Double Aperture Imaging.
60. *Dyson J.*, Concepts of Classical Optics, W. H. Freeman and Co., San Francisco (California), 1958, p. 337.
61. *Dzialowski Y., May M.*, Opt. Commun., **18**, 321 (1976).
Speckle Pattern Interferometer.
62. *Dzialowski Y., May M.*, Opt. Commun., **16**, 334 (1976).
63. *Ek L., Molin N. E.*, Opt. Commun., **2**, 419 (1971).
Detection of the Nodal Lines and the Amplitude of Vibration by Speckle Interferometry.
64. *Elbaum M., Greenebaum M., King M.*, Opt. Commun., **5**, 171 (1972).
A Wavelength Diversity Technique for Reduction of Speckle Size.
65. *Eliasson B., Mottier F. M.*, Journ. Opt. Soc. Am., **61**, 559 (1971).
Determination of Granular Radiance Distribution of a Diffuser and Its Use for Vibration Analysis.
66. *Enloe L. H.*, Bell Syst. Techn. Journ., **46**, 1479 (1967).
Noise-Like Structure in the Image of Diffusely Reflecting Objects in Coherent Illumination.
67. *Ennos A. E.*, в кн.: Laser Speckle and Related Phenomena, Ed. J. C. Dainty (Topics in Applied Physics), Springer Verlag, Berlin, 1975, p. 203.
Speckle Interferometry.
68. *Erdmann J. C., Gellert R. I.*, Journ. Opt. Soc. Am., **66**, 1194 (1976).
Speckle Field of Curved, Rotating Surfaces of Gaussian Roughness Illuminated by a Laser Light Spot.
69. *Fabry C., Perot A.*, Ann. de chim. et phys., 7-e serie, **12**, 1897.
Sur les franges des lames argentées et leur application à la mesure des petites épaisseurs d'air.
70. *Fercher A. F., Sprongl H.*, Optica Acta, **22**, 799 (1975).
Automatic Measurement of Vertex Refraction with Coherent Light.
71. *Fernelius M., Tome C.*, Journ. Appl. Phys., **41**, 2252 (1970).
Use of Changes in Laser Speckle for Vibration Analysis.
72. *Forno C.*, Optics and Laser Technology, 1975, p. 217.
White Light Speckle Photography for Measuring Deformation, Strain and Shape.
73. *Françon M., Koulev P., May M.*, Opt. Commun., **17**, 163 (1976).
Speckle Photography by Birefringent Plates.
74. *Françon M.*, Japan Journ. Appl. Phys., **14**, 341 (1975).
Interferences and Optical Processing Using Random Diffusers.
75. *Françon M.*, Optica Acta, **20**, 1 (1973).
Optical Processing Using Random Diffusers.
76. *Fried D. L.*, Journ. Opt. Soc. Am., **66**, 1150 (1976).
Statistics of the Laser Radar Cross Section of a Randomly Rough Target.
77. *Fried D. L.*, в кн.: Proceedings of the 1976 Asilomar Conference on Speckle Phenomena in Optics, Microwaves and Acoustics, Pacific Grove (Calif.), 1976, p. 24.
Statistics of Scattering from Moderately Rough Surface.
78. *Fujii H., Asakura T.*, Opt. Commun., **11**, 35 (1974).
Effect of Surface Roughness on the Statistical Distribution of Image Speckle Intensity.
79. *Fujii H., Asakura T.*, Opt. Commun., **12**, 32 (1974).
A Contrast Variation of Image Speckle Intensity Under Illumination of Partially Coherent Light.

80. *Fujii H., Asakura T.*, *Nouv. Rev. Opt.*, **6**, 5 (1975).
Statistical Properties of Image Speckle Patterns in Partially Coherent Light.
81. *Fujii H., Asakura T.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **66**, 1217 (1976).
Measurement of Surface Roughness Properties by Using Image Speckle Contrast.
82. *Fujii H., Uozumi J., Asakura T.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **66**, 1222 (1976).
Computer Simulation Study of Image Speckle Patterns with Relation to Object Surface Profile.
83. *Fukaya T., Tsujiuchi J.*, *Nouv. Rev. Opt.*, **6**, 317 (1975).
Characteristics of Speckle Random Pattern and Its Applications.
84. *Gabor D.*, *I. B. M. Journ. Res. Dev.*, **14**, 509 (1970).
Laser Speckle and Its Elimination.
85. *George N., Jain A.*, *Opt. Commun.*, **15**, 71 (1975).
Speckle from a Cascade of Two Diffusers.
86. *George N., Jain A.*, в кн.: *Proceedings of the 10th Congress of the International Commission for Optics, Prague, 1975*, p. 26.
Speckle from a Thick Diffuser.
87. *George N., Jain A.*, *Opt. Commun.*, **6**, 253 (1972).
Speckle in Microscopy.
88. *George N.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **66**, 1182 (1976).
Speckle from Rough Moving Objects.
89. *George N., Christensen C. R.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **66**, 1282 (1976).
Speckle Noise in Displays.
90. *George N., Jain A.*, *Appl. Phys.*, **4**, 201 (1974).
Space and Wavelength Dependence of Speckle Intensity.
91. *George N.*, в кн.: *Proceedings of the 1976 Asilomar Conference on Speckle Phenomena in Optics, Microwaves and Acoustics, Pacific Grove (Calif.)*, 1976, p. 24.
Wavelength Sensitivity of Speckle from an Extended Object.
92. *Gezari D. Y., Labeyrie A., Stachnik R. V.*, *Astrophysical Journ.*, **L1**, **5**, 173 (1972).
Diffraction Limited Measurements of Nine Stars with the 200-inch Telescope.
93. *Goedgebuer U. P., Vienot J. C.*, *Opt. Commun.*, **19**, 229 (1976).
Temporal Speckle.
94. *Goldfisher L. I.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **55**, 247 (1965).
Autocorrelation Function and Power Spectral Density of Laser Produced Speckle Patterns.
95. *Goodman J. W.*, *Stanford Electronics Laboratory Tech. Dept. № 2303-1* (1963).
Statistical Properties of Laser Speckle Patterns.
96. *Goodman J. W.*, *Opt. Commun.*, **13**, 244 (1975).
Probability Density Function of the Sum of N Partially Correlated Speckle Patterns.
97. *Goodman J. W.*, *Proc. IEEE*, **53**, 1688 (1965).
Some Effects of Target-Induced Scintillation on Optical Radar Performance.
98. *Goodman J. W.* Report to the Conference on Speckle Phenomena, Loughborough, University of Technology, 1974.
Is surface Roughness Information Obtainable from the Power Spectral Density of a Speckle Pattern?
99. *Goodman J. W.*, *Opt. Commun.*, **14**, 324 (1975).
Dependence of Image Speckle Contrast on Surface Roughness.
100. *Goodman J. W.*, в кн.: *Laser, Speckle and Related Phenomena, 1975*, p. 10.
Statistical Properties of Laser Speckle Patterns.

101. *Goodman J. W.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **66**, 1145 (1976).
Some Fundamental Properties of Speckle.
102. *Gough P. T., Bates R. H. T.*, *Optica Acta*, **21**, 243 (1974).
Speckle Holography.
103. *Gregory D. A.*, *Optics and Laser Technology*, **8**, 201 (1976).
Basic Physical Principles of Defocused Speckle Photography.
104. *Groblor B.*, *Optik*, **40**, 114 (1974).
An Interesting Behaviour of Speckling in Coherent Light.
105. *Groh G.*, в кн.: *The Engineering Uses of Holography (Symposium Report)*, Cambridge University Press, 1968, p. 483.
Engineering Uses of Laser Produced Speckle Patterns.
106. *Grover C. P.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **62**, 1071 (1972).
A New Method of Image Multiplexing Using a Random Diffuser.
107. *Grover C. P.*, *Appl. Opt.*, **12**, 149 (1973).
Multiple Exposure In-Line Holography Using Random Diffuser.
108. *Grover C. P.*, *Opt. Commun.*, **5**, 256 (1972).
On the Carrier Frequency Photography Using a Random Diffuser.
109. *Hariharan P., Hegedus Z. S.*, в кн.: *Proceedings of the International Conference on Applications of Holography and Optical Data Processing, Jerusalem (Israel) 1976*.
Pupil Size and Speckle Statistic for a Rough Metal Surface.
110. *Hariharan P.*, *Appl. Opt.*, **14**, 2563 (1975).
Speckle-Shearing Interferometry with a Simple Optical System.
111. *Hariharan P., Steel W. H., Wyant J. C.*, *Opt. Commun.*, **11**, 317 (1974).
Double Grating Interferometer with Variable Lateral Shear.
112. *Hariharan P., Hegedus Z. S.*, *Opt. Acta*, **21**, 345 (1974).
Reduction of Speckle in Coherent Imaging by Spatial Frequency Sampling.
113. *Herschel J.*, в кн.: *Encyclopedia Metropolitana, Baldwir and Crodok*, Cambridge (England), 1830, **2**, part 2, p. 473.
114. *Hung Y. Y.*, *Opt. Commun.*, **11**, 132 (1974).
A Speckle Shearing Interferometer, a Tool for Measuring Derivative of Surface Displacements.
115. *Hung Y. Y., Rowlands R. E., Daniel I. M.*, *Appl. Opt.*, **14**, 618 (1975).
Speckle-Shearing Interferometric Technique: a Full-Field Strain Gauge.
116. *Hung Y. Y., Taylor C. E.*, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, **41**, 169 (1973).
Speckle-Shearing Interferometer Camera. A Tool for Measurement of Derivatives of Surface Displacement.
117. *Ichioke Y.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **64**, 919 (1974).
Image Formation of Partially Coherent Diffuse Object.
118. *Ichioke Y., Yamamoto K., Suzuki T.*, *Japan Journ. Appl. Phys.*, **14**, 317 (1975).
Effect of the Spatial Frequency Contents of the Object on Reducing Speckle in Partially Coherent Illumination.
119. *Ingelstam E., Ragnarsson S.*, *Vision Res.*, **12**, 411 (1972).
Eye Refraction Examine by Help Speckle Pattern Produced by Coherent Light.
120. *Jain A.*, *Opt. Commun.*, **20**, 239 (1976).
Radar Speckle Reduction in Synthetic Aperture Radar Processors by a Moving Diffuser.
121. *Jakeman E., Pike E. R., Parry G., Saleh B.*, *Opt. Commun.*, **19**, 359 (1976).
Speckle Patterns in Polychromatic Light.
122. *Jakeman E., Whirter J. G., Pusey P. N.*, *Journ. Opt. Soc. Am.*, **66**, 1175 (1976).

- Enhanced Fluctuations in Radiation Scattered by Moving Random Phase Screen.
123. Jones R., Butters J. M., Journ. Phys. E: Sci. Instrum., 8, 231 (1975). Some Observations on the Direct Comparison of the Geometry of Two Objects Using Speckle Pattern Interferometric Contouring.
 124. Jones R., Optics and Laser Technology, 8, 215 (1976). The Design and Application of a Speckle Pattern Interferometer for Total Plane Strain Field Measurement.
 125. Joyeux D., Lowenthal S., Opt. Commun., 4, 2, 108 (1971). Real Time Measurement of Angström Order Transverse Displacement or Vibrations by Use of Laser Speckle.
 126. Kallard T., Exploring Laser Light, Optosonic Press, New York, 1977.
 127. Karo D. P., Schneidermann A. M., Journ. Opt. Soc. Am., 66, 1252 (1976). Speckle Interferometry Lens-Atmosphere MTF Measurements.
 128. Kermish D., Appl. Opt., 13, 1000 (1974). Speckle Reduction in Holography by Means of Random Spatial Sampling.
 129. Knox K. T., Journ. Opt. Soc. Am., 66, 1236 (1976). Image Retrieval from Astronomical Speckle Patterns.
 130. Komatsu S., Yamaguchi I., Saito H., Opt. Commun., 18, 314 (1976). Velocity Measurement Using Structural Change of Speckle.
 131. Kopf U., Optik, 36, 592 (1972). Visualisation of Phase-Objects by Spatial Filtering of Laser Speckle Photographs.
 132. Kopf U., в кн.: Proceedings of the International Optical Computing Conference (Zurich, 1974) IEEE, catalog № 74 (Suisse), p. 862. Application of Speckling in Carrier-Frequency Photography.
 133. Kopf U., Optik, 36, 592 (1972). Darstellung von Phasenobjekten durch kohärent-optische Filterung von Lasergranulationsphotographien.
 134. Korff D., Dryden G., Muller M. G., Opt. Commun., 5, 187 (1972). Information Retrieval from Atmospheric Induced Speckle Patterns.
 135. Korff D., Journ. Opt. Soc. Am., 63, 971 (1963). Analysis of a Method for Obtaining Near-Diffraction Limited Information in the Presence of Atmospheric Turbulence.
 136. Kozma A., Christensen C. R., Journ. Opt. Soc. Am., 66, 1257 (1976). Effects of Speckle on Resolution.
 137. Labeyrie A., Progress in Optics, 14, 47 (1976). High Resolution Techniques in Optical Astronomy.
 138. Labeyrie A., Nouv. Rev. Opt., 5, 141 (1974). Observations interférométriques au Mount Palomar.
 139. Labeyrie A., Astron. Astrophys., 6, 85 (1970). Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images.
 140. Labeyrie A., Japan Journ. Appl. Phys., 14, 283 (1975). Measurement of Stellar Angular Diameters by Speckle Interferometry.
 141. Lahart M. J., Marathay A. S., Journ. Opt. Soc. Am., 65, 769 (1975). Image Speckle Patterns of Weak Diffusers.
 142. Leendertz J. A., Journ. Phys. E: Sci. Instrum., 3, 214 (1970). Interferometric Displacement Measurement on Scattering Surfaces Utilizing Speckle Effect.
 143. Leendertz J. A., Butters J. N., Journ. Phys. Sci. Instr., 4, 277 (1971). A Double Exposure Technique for Speckle Patterns Interferometry.
 144. Leendertz J. A., Butters J. N., Journ. Phys. E: Sci. Instrum., 6, 1107 (1973). An Image-Shearing Speckle Pattern Interferometer for Measuring Bending Moments.

145. Leger D., Mathieu E., Perrin J. C., Appl. Opt., 14, 872 (1975). Optical Surface Roughness Determination Using Speckle Correlation Technique.
146. Leger D., Perrin J. C., Journ. Opt. Soc. Am., 66, 1210 (1976). Real-Time Measurement of Surface Roughness by Correlation of Speckle.
147. Leger D., Deux méthodes de mesures de rugosité par corrélation de speckle, Thèse, Université d'Orsay, France, 1976.
148. Lewis R. W., Opt. Commun., 7, 22 (1973). Redundancy Modulation for Coherent Imaging Systems.
149. Lifchitz A., May M., Optica Acta, 19, 187 (1972). Phénomènes de diffraction à 3 dimensions.
150. Liu C. Y. C., Lohmann A. W., Opt. Commun., 8, 372 (1973). High Resolution Image Formation through the Turbulent Atmosphere.
151. Lohmann A. W., Weitgelt G., Opt. Commun., 14, 252 (1975). The Measurement of Motion Trajectories by Photography.
152. Lohmann A. W., Weitgelt G., в кн.: Proceedings of the 10th Congress of the International Commission for Optics, Prague, 1975, p. 110. Large Field Interferometry.
153. Lohmann A. W., Weitgelt G. P., Journ. Opt. Soc. Am., 66, 1271 (1976). Speckle Methods for the Display of Motion Paths.
154. Lowenthal S., Arsenault H. H., Journ. Opt. Soc. Am., 60, 1478 (1970). Image Formation for Coherent Diffuse Objects: Statistical Properties.
155. Lowenthal S., Joyeux D., Journ. Opt. Soc. Am., 61, 847 (1971). Speckle Removal by a Slowly Moving Diffuser Associated with a Motionless Diffuser.
156. Mallick S., Roblin M. L., Opt. Commun., 6, 45 (1972). Speckle Pattern Interferometry Applied to the Study of Phase Objects.
157. McKechnie T. S., Optik, 39, 258 (1974). Measurement of Some Second Order Statistical Properties of Speckle.
158. McKechnie T. S., Statistics of Coherent Light Speckle Produced by Stationary and Moving Apertures, Ph. D. thesis (Dept. of Physics, Imperial College, London 1974) (unpublished).
159. McKechnie T. S., Optik, 41, 34 (1974). Reduction of Speckle by a Moving Aperture: Theory and Measurement.
160. McKechnie T. S., Opt. Commun., 13, 29 (1975). Reduction of Speckle in an Image by a Moving Aperture. Second Order Statistics.
161. McKechnie T. S., Opt. Commun., 13, 35 (1975). Reduction of Speckle in an Image by a Moving Aperture. First Order Statistics.
162. Marathay A. S., Heiko L., Zuckerman J. L., Appl. Opt., 9, № 11, 2470 (1970). Study of Rough Surface by Light Scattering.
163. Marom E., Kasher I., Journ. Opt. (Nouv. Rev. Opt.), 8, 1 (1977). Optimal Distribution of Multiple Exposures in Speckled Image Subtraction Setups.
164. Martin F., Borgnino J., Roddier F., Nouv. Rev. Opt., 6, 15 (1975). Localisation de couches turbulentes atmosphériques par traitement optique de clichés d'ombres volantes stellaires.
165. Mas G., Palpaguer M., Roig J., Compt. Rend., 269, 6 octobre (1969).
166. May M., Françon M., Journ. Opt. Soc. Am., 66, 1275 (1976). Correlation and Information Processing Using Speckles.
167. Mendez J. A., Roblin M. L., Opt. Commun., 15, 226 (1975). Variation du speckle en présence d'une rotation de l'objet diffusant.

168. *Mendez J. A., Roblin M. L.*, Opt. Commun., **13**, 142 (1975).
Utilisation des franges d'interférence en lumière diffuse pour l'étude de l'état de surface d'un diffuseur.
169. *Mendez J. A., Roblin M. L.*, Opt. Commun., **11**, 245 (1974).
Relation entre les intensités lumineuses produites par un diffuseur dans deux plans parallèles.
170. *Miller M. G., Korff D.*, Journ. Opt. Soc. Am., **64**, 155 (1964).
Resolution of Partially Coherent Objects by Use of Speckle Interferometry.
171. *Miller M. G., Schneiderman A. M., Kellen P. F.*, Journ. Opt. Soc. Am., **779** (1975).
Second Order Statistics of Laser Speckle Patterns.
172. *Miyake K. P., Tamura H.*, в кн.: Proceedings of the International Conference on Applications of Holography and Optical Data Processing, Jerusalem (Israel), 1976.
Localization of Fringes Observed through Double-Exposure Speckle Photograph.
173. *Mohon W. N., Rodeman A. N.*, Appl. Opt., **12**, 783 (1973).
Laser Speckle for Determining Ametropia and Accomodation Responce of the Eye.
174. *Myung Hun Lee, Holmes J. F., Kerr J. R.*, Journ. Opt. Soc. Am., **66**, 1164 (1976).
Statistics of Speckle Propagation through the Turbulent Atmosphere.
175. *Nagata K., Unehara T., Nishiwaki J.*, Japan Journ. Appl. Phys., **12**, 694 (1973).
The Determination of RMS Roughness and Correlation Length of Rough Surface by Measuring Spatial Coherence Function.
176. *Nagata K., Yoshida N., Nishiwaki J.*, Japan Journ. Appl. Phys., **9**, 505 (1970).
Ensemble Averaged Coherence Function of Light Reflected from Rough Surface: Determination of Its Correlation Length.
177. Ньютон И. Оптика. — М.: Гостехиздат, 1954.
178. *Ogiwara H., Ukita H.*, Japan Journ. Appl. Phys., **14**, 307 (1975).
A Speckle Pattern Velocimeter Using a Periodical Differential Detector.
179. *Ohtsubo J., Asakura T.*, Opt. Commun., **14**, 30 (1975).
Statistical Properties of Speckle Intensity Variations in the Diffraction Field under Illumination of Partially Coherent Light.
180. *Ohtsubo J., Asakura T.*, Nouv. Rev. Opt., **6**, 189 (1975).
Statistical Properties of Speckle Intensity Variations in the Diffraction Field under Illumination of Partially Coherent Light.
181. *Ohtsubo J., Fujii H., Asakura T.*, Japan Journ. Appl. Phys., **14**, 293 (1975).
Surface Roughness Measurements by Using Speckle Pattern.
182. *Parry G.*, в кн.: Laser Speckle and Related Phenomena (Topics in Applied Physics), Springer Verlag, Berlin, 1975, p. 77.
Speckle Patterns in Partially Coherent Light.
183. *Parry G.*, Optica Acta, **21**, 763 (1974).
Some Effects of Temporal Coherence on the First Order Statistics of Speckle.
184. *Parry G.*, Opt. Commun., **12**, 75 (1974).
Some Effects of Surface Roughness on the Appearance of Speckle in Polychromatic Light.
185. *Pearson A., Kokorowski C. R., Pedinoff M. E.*, Journ. Opt. Soc. Am., **66**, 1261 (1976).
Effects of Speckle in Adaptative Optical Systems.

186. *Pearson J. E.*, в кн.: Proceedings of the 1976 Asilomar Conference on Speckle Phenomena in Optics, Microwaves and Acoustics, Pacific Grove (Calif.), 1976.
Effects of Speckle in Adaptative Optical Systems.
187. *Pedersen H. M.*, Optica Acta, **22**, 15 (1975).
On the Contrast of Polychromatic Speckle Patterns and Its Dependence on Surface Roughness.
188. *Pedersen H. M.*, Optica Acta, **22**, 523 (1975).
Second Order Statistics of Light Diffracted from Gaussian Rough Surfaces with Applications to the Roughness Dependence of Speckles.
189. *Pedersen H. M.*, Journ. Opt. Soc. Am., **66**, 1204 (1976).
Theory of Speckle Dependence on Surface Roughness.
190. *Pedersen H. M.*, Opt. Commun., **12**, 156 (1974).
The Roughness Dependence of Partially Developed Monochromatic Speckle Patterns.
191. *Pedersen H. M.*, Opt. Commun., **16**, 63 (1976).
Object Roughness Dependence of Partially Developed Speckle Patterns in Coherent Light.
192. *Politch J.*, Fringe Contrast Improvement in Speckle Interferometry of Unpolished Metallic Surfaces, Dept. of Physics, Technion I.I.T., Technion City, Haifa, Israel.
193. *Porcello J. L., Massey N. G., Innes R. B., Marks J. M.*, Journ. Opt. Soc. Am., **66**, 1305 (1976).
Speckle Reduction in Synthetic-Aperture Radars.
194. *Raman Sir C. V., Palit M. A., Datta G. L.*, Phil. Mag., Ser. 6, 826 (1921).
On Quetelet's Rings and Other Allied Phenomena.
195. *Rawson E. G., Nafarrate A. B., Norton R. E., Goodman J. W.*, Journ. Opt. Soc. Am., **66**, 1290 (1976).
Speckle-Free Rear-Projection Screen Using Two Close Screens in Slow Relative Motion.
196. *Rigden J. D., Gordon E. I.*, Proc. IRE, **50**, 2367 (1962).
The Granularity of Scattered Optical Maser Light.
- 196a. *Roblin M. L., Schalow G., Choubari B.*, Journ. Opt. (Nouv. Rev. Opt.) (1977).
Interferométrie différentielle des aberrations d'un système optique par photographie de speckles.
197. *Roddier F.*, Opt. Commun., **10**, 103 (1974).
Speckle Interferometry through Small Multiple Apertures: Michelson Stellar Interferometry and Apertures Synthesis in Optics.
198. *Sawatari T., Elek A. C.*, Appl. Opt., **12**, 881 (1973).
Image Plane Detection Using Speckle Patterns.
199. *Schneiderman A. M., Kellen P. F., Miller M. G.*, Journ. Opt. Soc. Am., **65**, 1287 (1975).
Laboratory Simulated Speckle Interferometry.
200. *Scott R. M.*, Appl. Opt., **8**, 531 (1969).
Scatter Plate Interferometry.
201. *Shack R. V.*, Geometric vs. Diffraction Prediction of Properties of a Star Image in the Presence of an Isotropic Random Wave-front Disturbance, The University of Arizona (Tucson), Technical Report 32, 1968.
202. *Shoemaker A. H., Murty M. V. R. K.*, Appl. Opt., **5**, 603 (1966).
Some Further Aspects of Scatter-Fringe Interferometry.
203. *Sprague R. A.*, Appl. Opt., **11**, 2811 (1972).
Surface Roughness Measurement Using White Light Speckle.

204. *Stetson K. A.*, Optical Engineering, **14**, № 5, 482 (1975).
A Review of Speckle Photography and Interferometry.
205. *Stetson K. A.*, Journ. Opt. Soc. Am., **64**, 857 (1974).
Analysis of Double Exposure Speckle Photography with Two-Beam Illumination.
206. *Stetson K. A.*, Optical Engineering, **14**, 482 (1975).
A Review of Speckle Photography and Interferometry.
207. *Stetson K. A.*, Optics and Laser Technology, **3**, 220 (1971).
New Design for Laser Image-Speckle Interferometer.
208. *Stetson K. A.*, Journ. Opt. Soc. Am., **66**, 1267 (1976).
Problem of Defocusing in Speckle Photography, Its Connection with Hologram Interferometry, and Its Solutions.
- 208a. *Stokes Sir G.*, Trans. Cambridge Phil. Soc., **9**, 147 (1851).
On the Colours of Thick Plates.
209. *Stone J. M.*, Radiation and Optics, McGraw-Hill, New York, 1963, p. 146.
210. *Takai N.*, Japan Journ. Appl. Phys., **13**, 2025 (1974).
Statistics of Dynamic Speckles Produced by a Moving Diffuser Under the Gaussian Beam Laser Illumination.
211. *Tanner L. H.*, Journ. Phys. E: Scient. Instrum., p. 288 (1969).
Three-Beam Holography with Scatter Plates.
212. *Thinh V. N., Tanaka S.*, Opt. Commun., **19**, 378 (1976).
Measurement of the Spectral Distribution of a Multimode Dye Laser Light by Using Speckle Patterns.
213. *Thinh V. N., Tanaka S.*, Opt. Commun., **20**, 367 (1977).
Measurement of Arbitrary Parallel Displacement of a Rigid Body Using Polychromatic Speckle Pattern.
214. *Tiziani M. J.*, Optica Acta, **18**, 891 (1971).
Application of Speckling for In-Plane Vibration Analysis.
215. *Tiziani M. J.*, Applied Optics, **11**, 2911 (1972).
Analysis of Mechanical Oscillations by Speckling.
216. *Tiziani M. J.*, Opt. Commun., **5**, 271 (1972).
A Study of the Use of Laser Speckle to Measure Small Tilts of Optically Rough Surfaces Accurately.
217. *Tribillon G.*, Opt. Commun., **11**, 172 (1974).
Corrélation entre deux speckles obtenus avec deux longueurs d'onde. Application à la mesure de la rugosité moyenne.
218. *Tribillon G., Garcia M.*, Opt. Commun., **20**, 229 (1977).
Speckle image à deux longueurs d'onde.
219. *Waterworth P., Reid D. C.*, Optics and Laser Technology, **7**, 135 (1975).
Loose Contact Detection Using Laser Speckle.
220. *Weigelt G. P.*, Opt. Commun., **19**, 223 (1976).
Real Time Measurement of the Motion of a Rough Object by Correlation of Speckle Patterns.
221. *Weigelt G. P.*, Optik, **43**, 111 (1975).
Large Field Speckle Interferometry.
222. *Weigelt G. P.*, Opt. Commun., **21**, 55 (1977).
Modified Astronomical Speckle Interferometry.
223. *Welford W. T.*, Opt. Quant. Elect., **7**, 413 (1975).
First order Statistics of Speckle Produced by Weak Scattering Media.
224. *Welford W. T.*, Opt. Commun., **4**, 275 (1971).
Time-Averaged Images Produced by Optical Systems with Time-Varying Pupils.
225. *Welford W. T.*, Journ. Opt. Soc. Am., **66**, 1172 (1976).
Speckle in Images.

226. *Worden S. P., Lynds C. R., Harvey J. W.*, Journ. Opt. Soc. Am., **66**, 1243 (1976).
Reconstructed Images of Alpha Orionis Using Stellar Speckle Interferometry.
227. *Yamaguchi I.*, Optik, **35**, 591 (1972).
Speckling in the Diffraction and the Image Field of Rough Objects, Derivation of the Statistical Functions for Linear Systems.
228. *Yamaguchi I., Komatsu S., Saito H.*, Japan Journ. Appl. Phys., **14**, 301 (1975).
Dynamics of Speckles Produced by a Moving Object and Its Applications.
229. *Young T.*, Phil. Trans., 1802, p. 41.
On the Theory of Light and Colours.
230. *Yu F. T. S., Wang E. Y.*, Appl. Opt., **12**, 1656 (1973).
Speckle Reduction in Holography by Means of Random Spatial Sampling.
231. *Zelenka J. S.*, Journ. Opt. Soc. Am., **66**, 1295 (1976).
Comparison of Continuous and Discrete Mixed-Integrator Processors.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Аберрации оптической системы 144
Аметропия глаза 147
Амплитудное пропускание фотопластинки 57
Атмосферная турбулентность, исследование 148

Вибрации диффузного объекта, исследование 110
Вычитание изображений 83

Гребенчатая функция 62

Двулучепреломляющая пластинка, применение для одновременной регистрации смещенных спекл-структур 63
Дефокусировка 12
Деформация диффузных объектов, исследование 96
Динамический диапазон фотографической эмульсии 62
Дифракционная картина 9
Дифракция Фраунгофера 29
— Френеля 29

Изображение точечного источника света 9
Интерференционные полосы, гиперболы или эллиптические 79
Интерференция в диффузном свете 43
— — — — — многолучевая 47
— при суперпозиции фотографически зарегистрированных спекл-структур 73
Интерферометр Берча 50
— дифференциальный 140

Когерентные источники света 13
Кодирование изображений 91
Круговая функция 10

Мультиплексная запись изображений 91, 93

Некогерентные источники света 15

Оптическая обработка изображений 81
Опыт Берча и Токарского 58
— Лабейри 120

Передачная функция оптической системы, измерение 143
Поворот диффузной поверхности, исследование 108
Преобразование Фурье 9
Пространственная фильтрация 82
Профиль интерференционных полос 87

Рельеф диффузной поверхности, исследование 114, 141

Скорость частей диффузного объекта, определение 151
Смещение диффузных объектов, исследование 96
Спекл-структура 15
— изменение при изменении длины волны света 26, 37, 39
— — — смещении плоскости наблюдения 24, 39

Спеклы 7
— наблюдаемая в белом свете 27
— в астрономии 118
— в изображении диффузного объекта 22
— изменение при изменении направления освещающего пучка 34
— — — смещении диффузного объекта в поперечном направлении 33
— — — — — продольном направлении 35
— наблюдаемые на конечном расстоянии от диффузного объекта 31

Спектр пространственный 17, 19

Траектория диффузного объекта, определение 149

Фокусирование объектива с помощью спекл-структуры 146

Шероховатость диффузных поверхностей, исследование 129

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора перевода	5
Введение	7
Глава 1. Спеклы в изображении диффузного объекта, освещаемого лазером	9
§ 1. Изображение точечного источника света, преобразование Фурье	9
§ 2. Изображение точечного источника света при небольшой дефокусировке	12
§ 3. Изображение двух монохроматических точечных источников света	13
§ 4. Изображение большого числа монохроматических точечных источников, расположенных хаотически	15
§ 5. Спектр большого числа когерентных точечных источников	16
§ 6. Спектр большого числа когерентных точечных источников, образующих идентичные, одинаково ориентированные и хаотически расположенные пары	19
§ 7. Спеклы в изображении объекта, освещаемого лазером	22
§ 8. Изменение спекл-структуры при смещении плоскости наблюдения	24
§ 9. Спекл-структура, наблюдаемая в изображении диффузного объекта при изменении длины волны света	26
§ 10. Спекл-структура, наблюдаемая в белом свете	27
Глава 2. Спеклы, возникающие на конечном расстоянии от диффузного объекта, освещаемого лазером	29
§ 1. Дифракция Френеля и дифракция Фраунгофера в трех измерениях	29
§ 2. Спеклы, наблюдаемые на конечном расстоянии от диффузного объекта	31
§ 3. Спеклы, наблюдаемые при смещении диффузного объекта в поперечном направлении	33
§ 4. Спеклы, наблюдаемые при изменении направления светового пучка, освещающего диффузный объект	34
§ 5. Спеклы, наблюдаемые при продольном смещении плоскости наблюдения или диффузного объекта	35
§ 6. Спеклы, образуемые диффузным объектом при изменении длины волны света	37
§ 7. Спеклы, создаваемые диффузным объектом при изменении длины волны света и положения плоскости наблюдения	39
§ 8. Спекл-структура, создаваемая диффузным объектом при освещении его другой спекл-структурой	41
Глава 3. Интерференция в диффузном свете	43
§ 1. Исторические сведения	43
§ 2. Основные принципы интерференции в диффузном свете	44

§ 3. Интерференция в случае двух одинаковых диффузоров	49
§ 4. Интерферометр Берча	50
§ 5. Интерференция в случае двух неодинаковых диффузоров в одной плоскости	52
§ 6. Интерференция в случае двух неодинаковых диффузоров в разных плоскостях	55
Глава 4. Интерференция в случае фотографической суперпозиции спекл-структур, смещенных в поперечном направлении	57
§ 1. Амплитудное пропускание проявленной фотопластинки	57
§ 2. Фундаментальный опыт Берча и Токарского	58
§ 3. Несколько экспозиций на одной фотопластинке	61
§ 4. Одновременная регистрация нескольких спекл-структур при помощи двулупчепреломляющей пластинки	63
§ 5. Регистрация при непрерывном перемещении фотопластинки во время экспозиции	66
§ 6. Регистрация спекл-структуры с изменением угла падения	67
§ 7. Регистрация спекл-структуры в поляризованном свете	68
§ 8. Регистрация с изменением угла наклона диффузора	69
§ 9. Регистрация с изменением длины волны света	71
Глава 5. Интерференция в случае фотографической суперпозиции спекл-структур, смещенных в продольном направлении	73
§ 1. Интерференционные кольца, образуемые фотопластинкой с двумя спекл-структурами	73
§ 2. Регистрация с изменением длины световой волны между экспозициями	75
§ 3. Регистрация с изменением длины световой волны и смещением фотопластинки между экспозициями	75
§ 4. Интерференционные кольца, образуемые фотопластинкой с двумя спекл-структурами, зарегистрированными в плоскости изображения диффузного объекта	76
§ 5. Интерференционные кольца, образуемые фотопластинкой, однократно экспонированной с применением амплитудного диффузора	77
§ 6. Интерференционные кольца, образуемые фотопластинкой, на которой зарегистрировано несколько спекл-структур при ее продольном смещении между экспозициями	78
§ 7. Гиперболические или эллиптические интерференционные полосы	79
Глава 6. Оптическая обработка изображений, модулированных спеклами	81
§ 1. Введение	81
§ 2. Вычитание изображений (суть метода)	83
§ 3. Распределение света в плоскости изображения	85
§ 4. Улучшение профиля интерференционных полос и качества изображений	87
§ 5. Кодирование и декодирование изображений	91
§ 6. Мультиплексная запись изображений методом наложения спекл-структур, сдвигаемых в поперечном направлении	91
§ 7. Мультиплексная запись изображений методом ориентированных спекл-структур	93
Глава 7. Исследование смещений и деформаций диффузных объектов методом фоторегистрации спекл-структур	96
§ 1. Поперечное смещение диффузного объекта. Случай, когда смещение больше диаметра пятна спекл-структуры	96

§ 2. Поперечное смещение диффузного объекта. Случай, когда смещение меньше диаметра пятна спекл-структуры	99
§ 3. Исследование поперечного смещения диффузного объекта, освещаемого двумя пучками. Случай, когда смещение меньше диаметра пятна спекл-структуры	101
§ 4. Определение поперечного смещения диффузного объекта относительно опорной диффузной поверхности	103
§ 5. Определение продольных смещений диффузного объекта относительно опорной диффузной поверхности	104
§ 6. Наблюдение спекл-структуры в фокальной плоскости объектива	106
§ 7. Освещение диффузной поверхности вспомогательной спекл-структурой	107
§ 8. Определение поворота диффузной поверхности	108
§ 9. Исследование вибраций диффузного объекта	110
§ 10. Исследование изменений рельефа поверхности диффузного объекта	114

Глава 8. Оптика спеклов и астрономия 118

§ 1. Изображение одиночной звезды в фокусе телескопа при наличии атмосферной турбулентности	118
§ 2. Наблюдение двойных звезд в фокусе телескопа в присутствии атмосферной турбулентности	120
§ 3. Измерение видимого диаметра звезд методом Лабейри	122
§ 4. Измерение видимого диаметра звезд с использованием нескольких телескопов	126

Глава 9. Исследование шероховатости поверхностей 129

§ 1. Состояние поверхности	129
§ 2. Применение оптики спеклов для оценки шероховатости поверхностей	130
§ 3. Определение шероховатости поверхности по корреляции между двумя спекл-структурами, полученными при различных углах падения лазерного пучка	130
§ 4. Определение шероховатости в реальном времени по корреляции между амплитудами спекл-структур, соответствующих двум ориентациям лазерного пучка	132
§ 5. Определение шероховатости по корреляции между спекл-структурами, полученными с двумя длинами волн	135
§ 6. Измерение шероховатости с помощью источника, излучающего широкую полосу спектра	136
§ 7. Измерение шероховатости при неполной пространственной когерентности освещения	137

Глава 10. Другие применения 140

§ 1. Дифференциальный интерферометр для прозрачных объектов, основанный на фоторегистрации спекл-структуры за две экспозиции	140
§ 2. Исследование рельефа диффузной поверхности методом двух длин волн	141
§ 3. Определение передаточной функции оптической системы, освещаемой спекл-структурой	143
§ 4. Исследование аберраций оптической системы путем фотографирования спекл-структур	144
§ 5. Фокусирование объектива с помощью спекл-структуры	146

§ 6. Исследование аметропии глаза путем наблюдения спекл-структуры	147
§ 7. Определение атмосферной турбулентности методом двукратной регистрации случайного распределения интенсивности	148
§ 8. Восстановление траектории диффузного объекта путем регистрации спекл-структуры	149
§ 9. Определение скорости различных частей диффузного объекта путем фотографической регистрации спекл-структуры	151
Литература	154
Предметный указатель	166