

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
Ордена Ленина Кольский филиал им. С. М. Кирова
Полярный геофизический институт

ФИЗИКА АВРОРАЛЬНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Ответственные редакторы
Б. Е. БРЮНЕЛЛИ, В. Б. ЛЯЦКИЙ



Ленинград
„НАУКА“
Ленинградское отделение
1988

Физика авроральных явлений. — Л.: Наука, 1988. — 264 с.

В монографии изучен широкий круг явлений, протекающих в авроральной зоне. В частности, рассмотрены солнечно-магнитосферные связи, электрические поля и токи в спокойных и возмущенных условиях, плазменный слой и авроральные высыпания, ионосфера, ионосферные неоднородности и радиоаврора, полярные сияния, пульсации в потоках частиц, сияниях и геомагнитном поле, низкочастотные излучения и суббури. Цель монографии — обобщить и систематизировать полученные за последние 10 лет результаты исследования морфологии и физики явлений в авроральной зоне.

Монография предназначена для научных работников, специализирующихся в области изучения околоземного космического пространства, а также для студентов и аспирантов соответствующих специальностей. Библиогр. — 834 назв. Ил. — 97. Табл. — 3.

А в т о р ы

А.А. Арыков (разд. 10.1, 10.2), М.И. Белоглазов (4.4–4.5, 4.9), А.Н. Васильев (10.1–10.2), В.А. Власков (4.1–4.3, 4.6–4.9), В.Г. Воробьев (гл. 7), В.Л. Зверев (6.3), Т.В. Козелова (2.3, 3.5, 11.5), Т.А. Корнилова (6.1, 6.2), В.Б. Ляцкий (1.6, 6.7–6.8, 9.5, 10.6, 11.7), Ю.П. Малышев (2.1–2.2, 2.4–2.6, 10.6), А.О. Мельников (3.1–3.4), А.Б. Пашин (9.1–9.3), Б.В. Реженов (1.1–1.6), Г.В. Старков (6.1–6.5, 6.8), В.Р. Тагиров (6.5, 9.4), Е.Е. Тимофеев (5.6–5.7), Е.Е. Титова (10.3–10.5), М.В. Успенский (5.1–5.5, 5.8), А.А. Хрушинский (гл. 8), С.А. Черноус (6.2, гл. 8), А.Г. Яхнин (6.6, 11.1–11.6).

Р е ц е н з е н т ы

Л.С. Евлашин, С.А. Румянцев, О.И. Шумилов, А.Н. Оль

ПРЕДИСЛОВИЕ

Монография написана коллективом сотрудников Полярного геофизического института и освещает широкий круг явлений, протекающих в авроральной зоне и связанной с ней областью магнитосферы. Последовательно рассмотрены солнечно-магнитосферные связи, электрическое поле, токи, плазма плазменного слоя, ионосфера и радиоаврора, полярные сияния, пульсации в потоках частиц, низкочастотные волны, геомагнитные пульсации и суббури. Столь широкий диапазон рассмотренных явлений при ограниченном объеме книги побудил авторов ограничиться изложением главным образом того нового, что получено за последние 10 лет; ранее установленные закономерности явлений изложены предельно кратко. Другая особенность монографии — повышенное внимание к результатам эксперимента; теоретические представления о возможных механизмах явлений даются в минимальном объеме.

Редакторы и авторы монографии стремились представить изложенные результаты в максимально четкой и доступной форме. Редакторы благодарны авторам разделов за терпимость и сотрудничество.

Б.Е. Брюнелли
В.Б. Ляцкий

Глава 1. ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С СОЛНЕЧНЫМ ВЕТРОМ И СОЛНЕЧНЫМИ ВСПЫШКАМИ

1.1. Связь межпланетного магнитного поля (ММП) с магнитосферной конвекцией

1.1.1. Введение. Существует два механизма передачи энергии: квазивязкое взаимодействие плазмы солнечного ветра с магнитосферой (подробнее см. в разд. 1.2) и пересоединение ММП с геомагнитным полем. Последний механизм приводит к модели "открытой" магнитосферы и является основным для генерации геомагнитных возмущений.

Многие исследователи (см., например, [2, 33, 34]) считают, что магнитосфера "открыта" при всех направлениях ММП, кроме чисто северного. Измерения на спутниках в окрестности дневной магнитопаузы [39] показали, что пересоединение имеет более сложный вид. Из 30 благоприятных для пересоединения ситуаций (наличие антипараллельных магнитных полей) только в 10 был зарегистрирован вращательный разрыв, характерный для процесса пересоединения. Это может свидетельствовать о том, что пересоединение имеет локальный или спорадический характер ("пятнистая" структура). Это имеет большое значение для понимания механизма пересоединения, но, видимо, мало отражается на средней величине магнитосферной конвекции.

1.1.2. Стационарная конвекция при южном ММП. Картина конвекции при южном направлении ММП (токовая система DP-2) впервые была получена в [37], а затем подробно изучена различными группами исследователей (см., например, [35, 4, 3, 19]). Было обнаружено, что DP-2 имеет следующие характерные черты:

а) конвекция состоит из двух вихрей с антисолнечным течением плазмы в полярной шапке;

б) фокусы вихрей расположены вблизи утренне-вечернего меридиана на широтах 78–80°. Широта положения фокусов зависит от величины южной компоненты ММП – с увеличением ее фокусы смещаются в более низкие широты;

в) интенсивность конвекции возрастает с усилением южной компоненты ММП.

1.1.3. Стационарная конвекция при северном ММП. Картина конвекции при северном направлении ММП впервые была получена в [31] и затем исследована в [35, 4, 3, 19]. Результаты анализа показали, что конвекция состоит из двух вихрей с фокусами на широте $\sim 80^\circ$ и в центре полярной шапки направлена к Солнцу. Ее интенсивность увеличивается с возрастанием северной компоненты ММП.

Однако данные спутника S3-2 [22] и более детальное исследование геомагнитных данных [42] показали, что полная картина конвекции в высоких широтах при северном ММП состоит из четырех

вихрей. К двум высокоширотным вихрям примыкают еще два вихря с утренней и вечерней стороны с фокусами на широте $\sim 75^\circ$. Направление конвекции в дополнительных вихрях антисолнечное выше фокусов и к Солнцу — ниже фокусов.

Кроме того, было показано [43], что после резкого поворота ММП к северу в высоких широтах возникает специфическая конвекция, не связанная с величиной северного ММП и направленная к Солнцу во всей полярной шапке. Ее появление было объяснено различием во временах перестройки токовых систем зон I и II. После резкого поворота ММП к северу токи зоны I исчезают (уменьшаются) с характерным временем ~ 20 мин, в то время как токам зоны II для перестройки требуется 1–3 ч [9]. Поэтому после исчезновения (уменьшения) токов зоны I происходит обращение направления электрического поля (продольные токи зоны II втекают в ионосферу вечером и вытекают утром) как выше зоны II, так и ниже ее.

1.1.4. Стационарная конвекция, связанная с азимутальной компонентой ММП. Конвекция, связанная с азимутальной компонентой ММП (эффект Свалгаарда-Мансурова), изучалась в [4, 3, 19]. Были получены следующие результаты:

- а) эквивалентная токовая система состоит из одного вихря с фокусом на широте $\sim 86^\circ$;
- б) вблизи дневного каспа наблюдается максимальное сгущение токов — полярная электроструя;
- в) направление тока в электроструе в северном полушарии западное при $B_y < 0$ и восточное при $B_y > 0$;
- г) интенсивность тока в вихре увеличивается с ростом B_y ;
- д) модуль B_y вызывает в полярной шапке конвекцию, подобную конвекции при южном ММП, но с интенсивностью, в 2–4 раза меньшей.

1.1.5. Теоретические представления о связи магнитосферной конвекции с ММП. Гипотеза о пересоединении южной компоненты ММП с геомагнитным полем была высказана еще в 1961 г. Данжи и затем распространена на азимутальную и северную компоненты ММП. Несмотря на многочисленные подтверждения этой идеи, количественная теория пересоединения еще не создана.

Расчет картины конвекции при пересоединении геомагнитного поля с южной и азимутальной компонентой ММП проводился, например, в [47, 28]. Было получено качественное согласие рассчитанной и наблюдаемой картин конвекции. В [5] была показана возможность возникновения конвекции за счет пересоединения геомагнитного поля с северной компонентой ММП.

В этой схеме межпланетное электрическое поле E_{sw} не проникает в магнитосферу, поскольку не существует геомагнитных силовых линий, выходящих в солнечный ветер. В [2, 34] показано, что при наличии B_x -компоненты геомагнитные силовые линии соединяются с ММП и E_{sw} может проникать в магнитосферу даже при северном направлении ММП. При этом возникает двухвихревая структура с конвекцией к Солнцу в центре полярной шапки при

$|B_x| > |B_y|$. В случае $B_x = 0$ ($B_z > 0, |B_y| > 0$) в полярной шапке возникает только один вихрь с направлением конвекции, определяемым знаком B_y . Однако экспериментальные данные, подтверждающие эти выводы, в настоящее время отсутствуют.

1.1.6. Эффект насыщения конвекции при больших значениях южной компоненты ММП. Сопоставление разности потенциалов $\Delta\Phi$ поперек полярной шапки, измеренной на спутниках, с величиной южной компоненты ММП показало, что $\Delta\Phi$ испытывает насыщение при $B_z \leq -7$ нТл (см., например, [26]). Для объяснения этого эффекта в [41] предполагается, что длина линии пересоединения на магнитопаузе уменьшается с ростом южной компоненты ММП. Однако возникновение насыщения может быть объяснено и с других позиций.

Будем рассматривать ионосферу полярной шапки в виде диска с интегральной педерсоновской проводимостью Σ_p , погруженного в плазму солнечного ветра с волновой проводимостью Σ_{sw} и электрическим полем E_{sw} . Тогда в ионосфере возникнет поле поляризации, которое будет распространяться вдоль магнитных силовых линий с альвеновской скоростью v_A . Его величина определяется выражением [9]

$$E_1 = -\Sigma_p E_{sw} / (2\Sigma_{sw} + \Sigma_p), \quad (1.1)$$

где $\Sigma_{sw} = c^2 / 4\pi v_A$; $v_A = B / (4\pi m n)^{1/2}$; B - модуль ММП; m - масса протона; n - концентрация частиц в солнечном ветре.

Для электрического поля в ионосфере с учетом сходимости магнитных силовых линий $E_i = (E_{sw} + E_1) d/l$, где d - диаметр магнитосферы; l - поперечный размер полярной шапки, получим

$$E_i = E_{sw} (d/l) / [1 + (4\pi/c) \Sigma_p B / (4\pi m n)^{1/2}]. \quad (1.2)$$

Здесь предполагается, что часть продольного тока замыкается через ионосферу средних и низких широт с интегральной педерсоновской проводимостью Σ_p .

В качестве модели межпланетного электрического поля возьмем

$$E_{sw} = (1/c) v_{sw} B_T \sin^2(\psi/2), \quad (1.3)$$

где v_{sw} - скорость солнечного ветра; $B_T = (B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$, $\psi = \arccos(B_z/B_T)$.

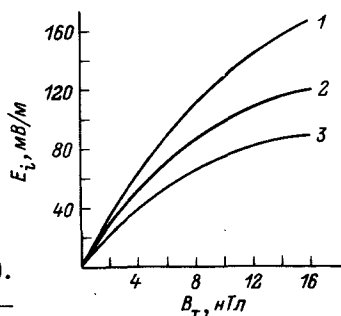
На рис. 1.1 показана зависимость ионосферного электрического поля, вычисленного из (1.2) и (1.3) от B_T (при $B_z \leq 0$) при различных значениях угла $\psi/2$ и концентрации частиц в солнечном ветре n . При расчете принималось, что $v_{sw} = 400$ км/с, $\Sigma_p = 10$ См, $B_x = 5$ нТл, $d = 30 R_E$ (R_E - радиус Земли), $l = 3 \cdot 10^3$ км.

Как видно из рисунка, электрическое поле в ионосфере стремится к насыщению с возрастанием модуля ММП. Насыщение будет наступать тем быстрее, чем ниже концентрация частиц в солнечном ветре.

Таким образом, эффект насыщения конвекции при больших значениях южной компоненты ММП, обнаруженный экспериментально, мо-

Рис. 1.1. Зависимость электрического поля в ионосфере от компоненты ММП $B_T = (B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$

1 - $n = 15 \text{ см}^{-3}$, $\psi/2 = 90^\circ$ (соответствует южному направлению ММП);
2 - $n = 5 \text{ см}^{-3}$, $\psi/2 = 90^\circ$; 3 - $n = 5 \text{ см}^{-3}$, $\psi/2 = 60^\circ$ (соответствует $B_y \approx 2B_z$); n - концентрация частиц в солнечном ветре, $\psi = \arccos(B_z/B_T)$.



жет быть связан с существованием конечного внутреннего сопротивления генератора эдс в солнечном ветре, возрастающего с увеличением модуля ММП.

1.2. Конвекция, вызываемая квазивязким взаимодействием солнечного ветра с магнитосферой

1.2.1. Введение. В качестве альтернативы пересоединению как причине возникновения магнитосферной конвекции Эксфордом и Хайнсом в 1961 г. был предложен другой механизм, получивший название „квазивязкого взаимодействия“ солнечного ветра с магнитосферой.

В соответствии с этой гипотезой магнитосфера „закрыта“, т.е. ММП в нее не проникает. Плазма же солнечного ветра увлекает за собой пограничный слой магнитосферной плазмы, которая затем возвращается на дневную сторону по более глубоким слоям магнитосферы. Действительно, измерения на спутниках [30] показали, что внутри магнитосферы существует пограничный слой толщиной до нескольких тысяч километров, в котором плазма движется в антисолнечном направлении.

1.2.2. Экспериментальные данные. При исследовании связи ММП с вариациями геомагнитного поля обычно получают остаточное возмущение геомагнитного поля, не связанное с ММП. Предполагается, что это возмущение, имеющее вид токовой системы DP-2, обусловлено квазивязким взаимодействием. Было найдено (см., например, [3, 4, 19]), что интенсивность этой токовой системы пропорциональна квадрату скорости солнечного ветра.

Таким образом, экспериментальные данные как будто подтверждают идею Эксфорда-Хайнса о квазивязком взаимодействии солнечного ветра с магнитосферой.

1.2.3. Расчет ионосферной конвекции. Модель Эксфорда-Хайнса предполагает, что генерируемая на уровне ионосферы конвекция представляет собой однородное течение через полярную шапку в антисолнечном направлении и возвратное течение в более низких широтах. Это приблизительно верно в случае закрытой магнитосферы, не имеющей хвоста. В случае реальной магнитосферы, имеющей геомагнитный хвост, картина конвекции существенно изменится [11].

Следуя этой работе, рассмотрим простую модель квазивязкого взаимодействия.

Пусть внутри пограничного слоя плазма, увлекаемая солнечным ветром, движется от Солнца со скоростью $\vec{v}$. С этим движением связано электрическое поле

$$\vec{E} = -\nabla\varphi = -(1/c)[\vec{v}\vec{B}], \quad (1.4)$$

где φ — электрический потенциал; c — скорость света; B — магнитное поле. Пусть скорость течения плазмы спадает от магнитопаузы в глубь магнитосферы по линейному закону:

$$v = v_0(1 - x/d), \quad (1.5)$$

где x — координата поперек геомагнитного хвоста; d — толщина пограничного слоя, равная ~ 0.1 диаметра хвоста. На магнитопаузе ($x=0$) скорость плазмы

$$v_0 = v_{sw} \cos \alpha, \quad (1.6)$$

где v_{sw} — скорость солнечного ветра; α — угол между магнитопаузой и направлением от Солнца. Из (1.4)–(1.6) находим

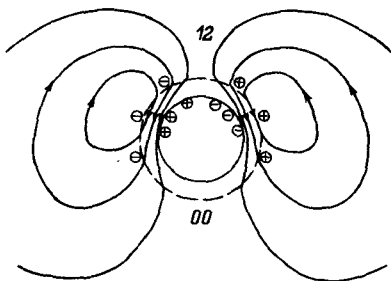
$$\varphi = -\int_0^x E dx = \pm (1/c) [x - x^2/(2d)] B v_{sw} \cos \alpha. \quad (1.7)$$

Знак плюс относится к утренней стороне, минус — к вечерней. Используя известные модели магнитосферы [38, 27, 50], распределение потенциала в пограничном слое (1.7) можно спроектировать вдоль магнитных силовых линий в ионосферу. Полученная таким образом картина конвекции на уровне ионосферы качественно одинакова для всех трех моделей магнитосферы и схематично изображена на рис. 1.2, где сплошной и штриховой окружностями показаны границы области струйного течения. Поскольку на магнитопаузе $\varphi=0$, конвекция не может замыкаться через полярную шапку, а замыкается через более низкие широты. Существование струйного течения с необходимостью приводит к возникновению продольных токов противоположных направлений на границах струйного течения. На рисунке эти токи показаны кружками со знаком „плюс“ для втекающих в ионосферу токов, со знаком „минус“ — для вытекающих. Продольные токи на внешней границе струйного течения не отличаются от продольных токов зоны I. Продольные токи на внутренней границе могут быть отождествлены с токами зоны III.

Таким образом, квазивязкое взаимодействие в реальной модели магнитосферы не создает антисолнечной конвекции в полярной шапке. Более того, внутри полярной шапки можно ожидать возникновения конвекции по направлению к Солнцу. Это легко увидеть, если мысленно распрямить доли хвоста и направить их параллельно оси диполя. На краях долей хвоста возникнет антисолнечная конвекция за счет квазивязкого взаимодействия, а внутри — возвратная конвекция к Солнцу. Если снова придать долям хвоста нормальное по-

Рис. 1.2. Ионосферная конвекция, вызываемая квазивязким взаимодействием солнечного ветра с магнитосферой.

Знаком „+“ показаны продольные токи, втекающие в ионосферу, знаком „-“ - вытекающие.



ложение от Солнца, то квазивязкое взаимодействие на их границах и конвекция к Солнцу в полярной шапке существенно ослабевают.

Возникает вопрос, почему же по геомагнитным данным при ММП, равном нулю, в полярной шапке наблюдается антисолнечная конвекция? Можно предположить следующую причину.

Как уже упоминалось в разд. 1.1, зависимость между ММП и геомагнитным полем в полярной шапке предполагается линейной. Из рис. 1.1 видно, что при линейной аппроксимации массива данных между кривыми 1-3 на вертикальной оси всегда будет отсекаться положительное значение $E_z \approx 10-20$ мВ/м (поскольку наибольший вклад в коэффициенты уравнения регрессии дают наиболее удаленные от начала координат точки).

В разд. 1.1 было отмечено, что картина конвекции при северном направлении ММП имеет четырехвихревую структуру. Два высокоширотных вихря связаны с пересоединением геомагнитного поля с северной компонентой ММП. Ее низкоширотные вихри совпадают с конвективными вихрями, полученными выше для квазивязкого взаимодействия. Таким образом, можно предположить, что полная картина конвекции при северном ММП является суммой конвекции, вызываемой северной компонентой ММП, и конвекции, обусловленной квазивязким взаимодействием.

1.2.4. Выводы.

1. Исследование геомагнитных данных методом линейного регрессионного анализа показывает, что в полярной шапке существует конвекция типа DP-2, не зависящая от ММП. Предполагают, что она может быть связана с квазивязким взаимодействием солнечного ветра с магнитосферой.

2. Между тем рассчитанная картина ионосферной конвекции, обусловленной квазивязким взаимодействием, состоит из двух струй, текущих от Солнца вдоль внешней границы полярной шапки и замыкающихся через авроральные и низкие широты. Внутри шапки конвекция отсутствует.

3. Причина расхождения результатов в п. 1 и 2 может быть связана с ошибочным постулированием линейной зависимости интенсивности конвекции от величины ММП.

1.3. Геофизические явления в высоких широтах, связанные с коротковолновым излучением во время солнечных вспышек

1.3.1. Введение. Коротковолновое излучение ($\lambda \leq 102.7$ нм) солнечной вспышки с интенсивностью потока $\geq 10^{-5}$ Вт/м² приводит к заметному увеличению концентрации электронов в E- и F-областях ионосферы и, следовательно, к увеличению электрической проводимости. В результате этого происходит усиление S_g -токов на освещенной стороне Земли. Возникающий во время вспышки токовый вихрь подобен S_g -токовой системе [51].

1.3.2. Влияние солнечных вспышек на интенсивность конвекции в высоких широтах. Реакция холловского тока в освещенной полярной ионосфере на рентгеновское излучение (0.8–2.0 нм) солнечных вспышек исследовалась в [13]. Было обнаружено, что эффект солнечной вспышки в среднем представляет собой усиление конвекции того направления, которое существовало до начала вспышки.

Более детальное исследование [44] показало, что усиление холловского тока в освещенной полярной шапке происходило в 52% из 119 рассмотренных солнечных вспышек. В 24% случаев после начала вспышки наблюдалось ослабление ранее существовавшего тока, а в остальных случаях направление тока не изменялось. Было также обнаружено, что интенсивность западной электроструи в неосвещенной авроральной зоне резко уменьшается после начала вспышки. Интенсивность восточной электроструи увеличивается (уменьшается) если она находится в освещенном (неосвещенном) Солнцем секторе.

Ясно, что увеличение потока рентгеновского излучения во время солнечной вспышки должно приводить к увеличению как холловской, так и педерсеновской проводимости в освещенной полярной шапке. Увеличение холловской проводимости должно приводить к усилению холловского тока, существовавшего до вспышки. Увеличение педерсеновской проводимости может привести к изменению крупномасштабного электрического поля, существовавшего до солнечной вспышки.

1.3.3. Влияние солнечных вспышек на интенсивность полярных сияний. По современным представлениям важную роль в генерации авроральных дуг играет крупномасштабное электрическое поле. Его резкое уменьшение может привести к ослаблению или даже исчезновению дуги. Поэтому наблюдения за интенсивностью авроральных дуг во время солнечной вспышки можно использовать в качестве индикатора изменения электрического поля.

Исследование поведения дискретных форм полярных сияний в неосвещенной части аврорального овала во время солнечных вспышек проводилось в [44]. Было обнаружено, что после начала вспышки интенсивность сияний резко падает. В большинстве случаев сияния исчезают через 2–3 мин после начала вспышки. Яркие дискретные формы появляются вновь в фазе максимума вспышки. Эффект наблюдается как в спокойные, так и в возмущенные периоды.

1.3.4. Влияние солнечных вспышек на интенсивность обратного аврорального рассеяния. Генераций авроральных неоднородностей,

ответственных за авроральное рассеяние УКВ радиоволн (радиоаврору), тесно связана с наличием электрического поля в E -слое ионосферы. Поэтому по изменению интенсивности радиоавроры в неосвещенной части авроральной зоны также можно судить об изменениях электрического поля во время солнечных вспышек. Такое исследование проводилось в [15]. Было обнаружено, что во время усиления потоков рентгеновского излучения интенсивность радиоавроры в неосвещенной части овала уменьшается или она исчезает примерно на 5 мин в 82% исследованных событий.

1.3.5. Расчет изменений электрического поля. Следуя [44], рассмотрим в освещенной полярной шапке токовую систему, состоящую из продольных токов, втекающих в ионосферу в утреннем и вытекающих в вечернем секторах. Эти токи замыкаются через бесконечно проводящий солнечный ветер и ионосферу с интегральной педерсеновской проводимостью Σ_p . Такая токовая система обладает индуктивностью L , поэтому при изменении ионосферной проводимости ток в цепи устанавливается с характерным временем $\tau = L \Sigma_p$. Второе уравнение Кирхгофа для этой цепи будет

$$L dI/dt + R_p I = \mathcal{E}, \quad (1.8)$$

где $R_p = 1/\Sigma_p$; $\mathcal{E}$ - эдс источника. Полагая $\mathcal{E}/L = I_0/L \Sigma_p^0$, уравнение (1.8) можно записать в виде

$$dI/dt + I/\tau(t) = I_0/\tau_0, \quad (1.9)$$

где $\tau(t) = L \Sigma_p(t)$; $\tau_0 = L \Sigma_p^0$; Σ_p^0 - педерсеновская проводимость до вспышки.

Предполагалось, что $\tau(t)$ во время вспышки меняется по закону $\tau = k \tau_0$ ($0 \leq t \leq t_1$); $\tau = k \tau_0 - \alpha t$ ($t_1 \leq t \leq t_2$); $\tau = \tau_0$ ($t \geq t_2$), где k и α - постоянные коэффициенты, $\tau_0 = 15$ мин.

На рис. 1.3 показаны относительные изменения различных характеристик рассматриваемой модели во время солнечной вспышки. Как видно из рисунка, после начала вспышки (резкое увеличение педерсеновской проводимости) электрическое поле в полярной шапке и авроральной зоне резко уменьшается. Одновременно с этим уменьшаются и холловские токи в неосвещенной Солнцем части авроральной зоны. Изменение холловского тока в освещенной полярной шапке существенным образом зависит от характера изменения холловской проводимости. Если во время вспышки $\Sigma_H/\Sigma_p \geq 1$, то холловский ток возрастает, если $\Sigma_H/\Sigma_p < 1$, то ток сначала уменьшается, а затем возрастает. Таким образом, модельные расчеты качественно объясняют явления во время солнечной вспышки.

1.3.6. Выводы.

1. После начала солнечной вспышки интенсивность дискретных форм сияний и радиоавроры на ночной стороне резко уменьшается на ~ 5 мин.

2. Интенсивность электроструй в неосвещенной авроральной зоне резко уменьшается после начала вспышки.

3. Крупномасштабное электрическое поле во время вспышки уменьшается из-за закорачивания продольных токов зоны I возросшей педерсеновской проводимостью.

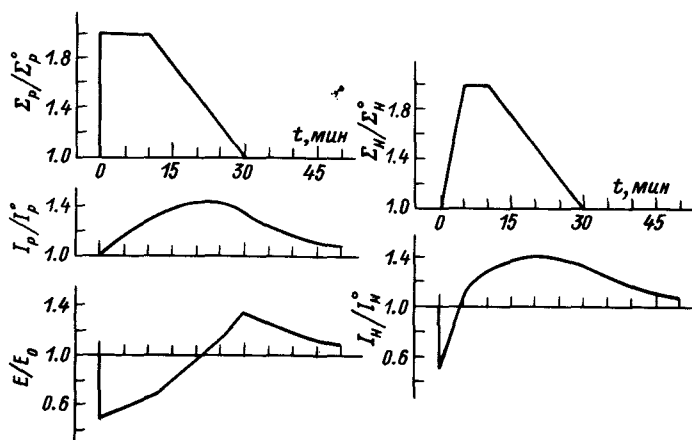


Рис. 1.3. Предполагаемое изменение педерсеновской (Σ_p/Σ_p°) и холловской (Σ_H/Σ_H°) проводимостей в освещенной полярной шапке во время солнечной вспышки и рассчитанные изменения педерсеновского тока I_p/I_p° , электрического поля E/E_0 и холловского тока I_H/I_H° . Нулевой индекс относится к значениям величин перед вспышкой.

1.4. Возмущения во время S_i

1.4.1. Введение. Внезапное изменение динамического давления солнечного ветра на магнитопаузе приводит к ступенькообразному возмущению магнитного поля на поверхности Земли. Это возмущение получило название внезапного импульса S_i , если за ним не следует мировой бури, в противном случае возмущение классифицируется как S_c .

В ряде случаев главному импульсу предшествует импульс обратной полярности (предварительный импульс), природа которого неясна, так как в солнечном ветре соответствующее изменение в давлении отсутствует.

1.4.2. Эквивалентная токовая система S_i . Для положительного S_i (поджог магнитосферы) направление токов вне полярной шапки совпадает с направлением токов в DP-2-возмущении, для отрицательного S_i направление токов изменяется на противоположное. Надежные данные о распределении токов в полярной шапке отсутствуют.

Эквивалентная токовая система предварительного импульса состоит из одного вихря в послеполуночном секторе с фокусом в авроральных широтах. Ток в вихре ниже фокуса направлен на запад для предварительного импульса перед положительным S_i и на восток — для импульса перед отрицательным S_i .

1.4.3. Геомагнитные пульсации во время S_i . Внезапные импульсы часто сопровождаются кратковременными всплесками гео-

магнитных пульсаций в диапазоне $Pc\ 3-5$ [45]. Эти пульсации имеют максимальную амплитуду (превышающую 100 нТл) на широтах авроральной зоны, причем амплитуда пульсаций быстро спадает в сторону как высоких, так и низких широт [18]. Измерения на спутниках во время Si [32, 1] показывают, что колебания поляризованы в азимутальном направлении, вариации электрического и магнитного полей сдвинуты по фазе на 90° . Амплитуда радиальной компоненты электрического поля в пульсациях в 2-3 раза превышает невозмущенное электрическое поле конвекции.

1.4.4. Высыпание частиц во время Si . Во время Si наблюдается высыпание частиц в широком диапазоне энергий. Недавнее исследование риометрического поглощения в дневной части авроральной зоны во время Si [12] показало, что начало роста и максимум поглощения совпадают с моментом появления и максимальным значением предварительного импульса соответственно.

В [6] было обнаружено, что положительные и отрицательные Si в возмущенный период сопровождаются кратковременным (3-8 мин) увеличением интенсивности полярных сияний в авроральной зоне в широком интервале долгот. Для отрицательных Si в магнитоспокойный период заметных эффектов в полярных сияниях не наблюдается. Аналогичные результаты были получены на спутнике DE-1 [24]. Во время двух случаев положительных Si наблюдалось возрастание (в 2-3 раза) интенсивности свечения сияний во всем авроральном овале.

1.4.5. Теоретические представления о возмущениях во время Si . Информация о внезапном изменении динамического давления солнечного ветра на магнитопаузе должна распространяться в магнитосфере в виде магнитозвуковой волны. Однако экспериментальные данные свидетельствуют о том, что значительная часть энергии внезапного импульса связана с альвеновской волной. Неясно, каким образом и где может происходить трансформация магнитозвуковой волны в альвеновскую, непонятны также причина возникновения предварительного импульса и расположение фокусов токовой системы Si в высоких широтах.

В [23] рассмотрена возможность трансформации магнитозвуковых волн в альвеновские на резких градиентах параметров плазмы, в частности на магнитопаузе. Показано, что диапазон возбуждаемых колебаний соответствует наблюдаемому во время Si .

Подобным образом в [1] предполагается, что в реальной неоднородной магнитосфере магнитозвуковой импульс в точках альвеновского резонанса возбуждает локальные альвеновские колебания. Однако в этих работах не делается оценки амплитуды альвеновской волны, поэтому трудно судить об эффективности такого механизма.

В [17] предложен ионосферный механизм возникновения предварительного импульса и пульсаций $Pc\ 4-5$. Идея заключается в следующем. В авроральной зоне во время сжатия магнитосферы усиливается высыпание частиц, что приводит к увеличению проводимости и, следовательно, к перестройке токовой системы стационарной конвекции. Поскольку продольная скорость высыпающихся частиц

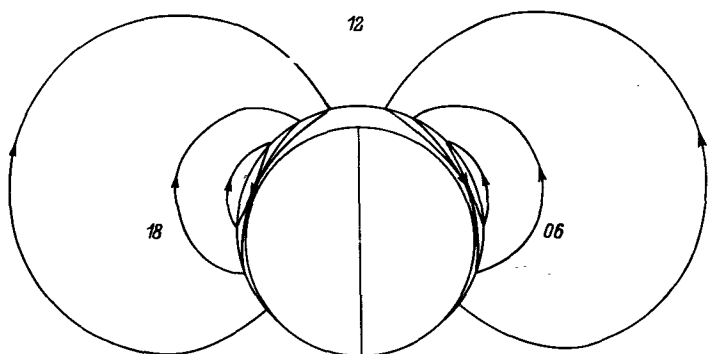


Рис. 1.4. Возмущение конвекции, связанное со смещением границы полярной шапки во время S_i для случая, когда невозмущенная конвекция имела вид однородного антисолнечного течения в полярной шапке, замыкающегося через низкие широты.

значительно больше скорости магнитозвуковой волны, то магнитное возмущение в ионосфере (предварительный импульс) начнется примерно за минуту до того, как поверхности Земли достигнет магнитозвуковая волна. Изменение проводимости приводит к возникновению в авроральной зоне поляризованного электрического поля, которое распространяется вдоль магнитных силовых линий в виде альвеновской волны. При отражении волны от сопряженной ионосферы возникает стоячая альвеновская волна. Оценки показывают, что величина магнитного возмущения в авроральной зоне может достигать 100 нТл, а электрического поля в экваториальной плоскости магнитосферы 2–5 мВ/м.

Другой подход развит в [10], где показывается, что к торoidalным колебаниям магнитных силовых линий может приводить сжатие или расширение вращающейся магнитосферной плазмы. Пусть магнитная силовая трубка, заполненная плазмой, находится на расстоянии r от центра Земли и имеет азимутальную скорость v_λ . Если в результате сжатия магнитосферы трубка приблизилась к Земле на расстояние δr , то из условия сохранения момента количества движения следует $\delta v_\lambda \approx -2v_\lambda \delta r/r$. Это выражение определяет скорость, с которой экваториальные участки магнитных силовых линий при сжатии магнитосферы начинают скручиваться относительно их концов в ионосфере. Скручивание силовых линий со скоростью δv_λ соответствует появлению в экваториальной плоскости магнитосферы радиального электрического поля $\delta E_r \approx 2E_0 \delta r/r$ [$E_0 = (1/c)v_\lambda B$ — электрическое поле стационарной магнитосферной конвекции], которое распространяется вдоль магнитных силовых линий с альвеновской скоростью. Оценка амплитуды генерируемых в авроральной зоне пульсаций дает ~ 60 нТл при величине импульса сжатия 10 нТл.

В [14] рассмотрено возникновение токовой системы и пульсаций $Pc4-5$ во время S_i как следствие быстрого изменения поло-

жения дневной границы полярной шапки, которая разделяет в ионосфере области с прямой и обратной конвекцией. При положительном $\mathcal{S}_i$ граница полярной шапки смещается в низкие широты, и область с конвекцией к Солнцу до начала $\mathcal{S}_i$ оказывается выше границы полярной шапки, т.е. в области антисолнечной конвекции. При отрицательном $\mathcal{S}_i$ происходит обратный процесс. Рассчитанная картина возмущенной конвекции, представляющая собой разность конвекций в максимуме $\mathcal{S}_i$ и перед ним, показана на рис. 1.4. Здесь предполагается, что токовая система для невозмущенной конвекции имеет вид DP 2 и величина конвективного электрического поля во время $\mathcal{S}_i$ не меняется.

Как видно из рисунка, возмущение конвекции имеет вид двух струй, текущих внутри узкой области между старым и новым положением границы полярной шапки и замыкающихся через низкие широты. Возмущение электрического поля внутри струй равно удвоенной величине невозмущенного электрического поля и не зависит от амплитуды $\mathcal{S}_i$, которая определяет только ширину струи. Возмущение конвекции может привести к возбуждению резонансных альвеновских колебаний, наблюдаемых на Земле как пульсации P c 4-5.

1.5. Потоки „отраженных“ частиц в солнечном ветре

1.5.1. Введение. Измерения на спутниках показали, что в невозмущенном солнечном ветре (перед ударной волной) существует поток энергичных частиц, распространяющихся вдоль силовых линий ММП по направлению к Солнцу. Вследствие спиральной структуры ММП потоки этих частиц наблюдаются в основном на утренней стороне магнитосферы перед ударной волной. Эта часть межпланетного пространства получила название предударной области потока частиц к Солнцу [49]. Поток энергии частиц в предударной области составляет 10^{17} – 10^{18} эрг/с, что на два порядка величины меньше потока энергии, падающего на магнитосферу. Уходящие частицы разделяются на три типа.

1.5.2. „Отраженные“ ионы. Ионы этого типа (H^+ и He^{++}) характеризуются анизотропным пичч-угловым распределением ($0 < \alpha < 30^\circ$). Их скорость вдоль силовых линий ММП по направлению к Солнцу в 2–3 раза превышает скорость солнечного ветра, температура составляет $\sim 7 \cdot 10^6$ К, причем поперечная температура $T_\perp$ превышает продольную $T_\parallel$ в 2–3 раза. Концентрация „отраженных“ ионов колеблется в широких пределах от 0,02 до ~ 1 см $^{-3}$. Энергия направленного движения находится в пределах от 1 до 30 кэВ с максимумом на ~ 5 кэВ. Внешний край потоков „отраженных“ ионов ограничен силовой линией ММП, касающейся ударной волны на вечерней стороне. Ширина потока составляет $\sim (0,5-1) R_E$ [20, 49].

1.5.3. Диффузные ионы. Диффузные ионы имеют такой же состав, что и „отраженные“ ионы, но распределены по пичч-углам примерно изотропно и имеют типичную температуру $\sim 4 \cdot 10^7$ К. Скорость на-

правленного к Солнцу движения составляет $(0.8-1.2) v_{sw}$. Плотность энергии диффузных ионов сравнима с плотностью „отраженных“ ионов, однако энергетический спектр намного шире (до ~ 100 кэВ) и выше. Диффузные ионы расположены ниже по потоку частиц солнечного ветра, чем „отраженные“ ионы (т.е. дальше от Солнца) и заполняют почти всю предударную область.

Предполагается, что источником диффузных ионов могут служить „отраженные“ ионы, испытавшие рассеяние по pitch-углам и ускорение при взаимодействии с МГД-волнами.

1.5.4. Промежуточные ионы. Статистические исследования ионов в предударной области [21] показали, что существуют потоки ионов, занимающие промежуточное положение между „отраженными“ и диффузными ионами как по средним характеристикам, так и по положению в предударной области, что поддерживает идею о том, что диффузные ионы возникают из „отраженных“.

1.5.5. „Отраженные“ электроны. Наряду с потоками ионов к Солнцу наблюдаются потоки электронов в том же направлении [40]. В большинстве случаев электроны имели энергию $1-2$ кэВ и величину потока $\sim 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}$. Поскольку скорость электронов вдоль силовых линий ММП значительно больше скорости ионов той же энергии, то обратные потоки электронов расположены выше по потоку, чем „отраженные“ ионы.

1.5.6. Теоретические представления о происхождении отраженных частиц. Выше было указано, что диффузные и промежуточные ионы могут иметь своим источником „отраженные“ ионы. Поэтому основное внимание исследователей уделяется происхождению „отраженных“ ионов. В [46] показано, что частицы солнечного ветра могут ускоряться электрическим полем $\vec{E}_{sw} = -(1/c)[\vec{v}_{sw} \times \vec{B}_{sw}]$ при их многократном отражении от ударной волны. Наибольший прирост энергии происходит для отражений с сохранением магнитного момента μ и в той части ударной волны, где угол $\theta_{вп}$ между вектором ММП и нормалью к ударной волне близок к 90° (квазиперпендикулярная ударная волна). Однако значительная часть экспериментальных данных не подтверждает предложенный механизм. Статистические исследования [21] показывают, что направленная скорость „отраженных“ ионов примерно постоянна в интервале углов $35^\circ \leq \theta_{вп} \leq 70^\circ$ и составляет $\sim 2 v_{sw}$.

Кроме того, механизм прямого отражения частиц на ударной волне не может объяснить анизотропию температуры в пучках „отраженных“ ионов. Если предположить, что μ сохраняется, тогда температура должна быть равна температуре в солнечном ветре. Увеличение μ при отражении должно приводить к корреляции между поперечной температурой и потоковой скоростью частиц, что не наблюдается.

Авторы [48] помещают источник „отраженных“ ионов в переходный слой. Потоки „отраженных“ ионов возникают в результате взаимодействия двух групп частиц. Первую группу образуют ионы, прошедшие через квазиперпендикулярную часть ударной волны. В результате адиабатического сжатия их поперечная температура воз-

растает. Возникающая анизотропия поперечной и продольной температур приводит к развитию электромагнитной ионно-циклотронной неустойчивости. Вторая группа ионов, проникающая в переходный слой, представляет собой ту часть солнечного ветра, которая испытала несколько отражений от ударной волны и приобрела дополнительную энергию в поле E_{sw} . Ионы этой группы испытывают разброс по питч-углам при взаимодействии с ионно-циклотронными волнами, в результате чего часть ионов приобретает скорость вдоль силовых линий, позволяющую им уйти в межпланетное пространство. Сделанные в работе оценки основных характеристик отраженных ионов согласуются со среднестатистическими. Однако максимальная энергия протонов, уходящих в солнечный ветер, ограничена 3 кэВ. Кроме того, концентрация частиц в уходящих потоках должна зависеть от концентрации частиц в солнечном ветре, что не наблюдается в эксперименте.

Для энергичных ионов ($E \geq 30$ кэВ) рассматривалась возможность их магнитосферного происхождения [33]. В [16] концепция магнитосферного происхождения распространяется на „отраженные“ частицы всех энергий. Были рассчитаны характеристики протонов, уходящих из магнитосферы в солнечный ветер. Отмечается, что появление в межпланетном пространстве потоков протонов с продольной энергией 3–5 кэВ является неизбежным следствием пересоединения ММП с геомагнитным полем. Частицы плазменного слоя (средняя энергия протонов 5 кэВ, электронов – 1 кэВ) двигаются за счет конвекции с ночной стороны к лобовой части магнитосферы, а затем уходят в солнечный ветер вдоль пересоединившихся магнитных силовых линий.

Из условия сохранения магнитного момента $\mu = w_{\perp}^2 / B$ следует, что поперечная энергия частицы $w_{\perp}$, ушедшей из магнитосферы в солнечный ветер, уменьшается. Поскольку полная энергия остается постоянной, питч-угол частицы уменьшается. Если в магнитосфере питч-углы занимали интервал $0 < \alpha < \pi$, то в солнечном ветре питч-углы тех же частиц расположатся в интервале $0 < \alpha < \alpha_0$, где

$$\alpha_0 = \arcsin(B_{sw} / B_m)^{1/2}. \quad (1.10)$$

Полагая магнитное поле в экваториальной плоскости магнитосферы $B_m = 50$ нТл, а в солнечном ветре $B_{sw} = 10$ нТл, получаем $\alpha_0 \approx 26^\circ$, что приблизительно согласуется с наблюдениями.

Концентрация частиц n связана с функцией распределения по питч-углам $f(\alpha)$ следующим образом:

$$n = \int_0^{\pi} f(\alpha) \sin \alpha d\alpha \quad (1.11)$$

Полагая питч-угловое распределение в магнитосфере изотропным, из (1.11) с учетом (1.10) для концентрации частиц в уходящем потоке получим $n_{sw} \approx n_m B_{sw} / (4B_m)$. При концентрации протонов в плазменном слое $n_m = 1-2 \text{ см}^{-3}$ концентрация протонов, ушедших

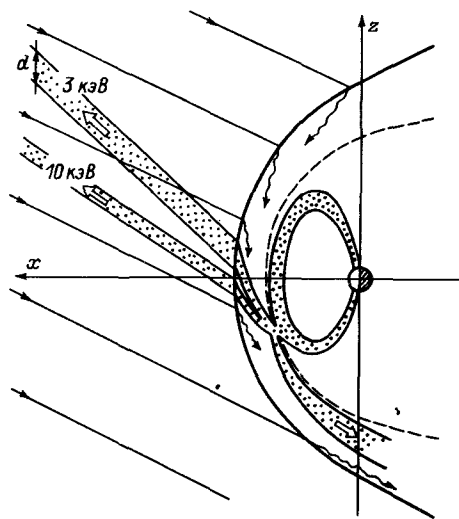


Рис. 1.5. Уход магнитосферных частиц в солнечный ветер при пересоединении геомагнитного поля с ММП.

в солнечный ветер, $n_{sw} \approx 0.05 - 0.1 \text{ см}^{-3}$, что также согласуется с наблюдениями.

Уходящие из магнитосферы частицы идут вдоль силовых линий ММП со скоростью $v_{||} = (2\omega_{||}/m)^{1/2}$, где $\omega_{||}$ — продольная энергия; m — масса частицы. Одновременно они сносятся поперек ММП со скоростью $v_{\perp} = v_{sw} \sin \varphi$, где v_{sw} — скорость солнечного ветра;

φ — угол между $\vec{v}_{sw}$ и $\vec{B}_{sw}$.

Суммарная скорость частицы наклонена к ММП под углом

$$\varphi = \arctg(v_{\perp}/v_{||}) = \arctg[v_{sw} \sin \varphi / (2\omega_{||}/m)^{1/2}]. \quad (1.12)$$

Ширина источника уходящих частиц на ударной волне определяется как $d = \tau v_{sw} \tan \varphi$, где $\tau = l/v_{||}$ — характерное время опустошения магнитосферной силовой трубки; l — длина трубки до момента пересоединения. Полагая $l = 10^5 \text{ км}$, $v_{||} = 10^3 \text{ км/с}$, $v_{sw} = 400 \text{ км/с}$, $\varphi = 26^\circ$ (соответствует $B_x = 2 \text{ нТл}$, $B_z = -1 \text{ нТл}$), получаем $\tau = 100 \text{ с}$, $d \approx 3 R_E$. В направлении, перпендикулярном к векторам v_{sw} и B_{sw} , размер области истечения определяется длиной линии пересоединения ММП с геомагнитным полем.

На рис. 1.5 схематически показана геометрия потоков протонов с энергией 3 и 10 кэВ в плоскости полуденного меридиана. Для экваториальной плоскости (пересоединение с B_y -компонентой ММП) картина потоков уходящих частиц имеет аналогичный вид.

Оценка анизотропии температуры уходящих в солнечный ветер частиц, сделанная в работе, дает $T_{\perp}/T_{||} = 2-4$ для $x = (15-30) R_E$ (x — расстояние от подсолнечной точки магнитосферы), что совпадает с экспериментальными данными.

Таким образом, представление о магнитосферном происхождении потоков „отраженных“ частиц в результате их ухода из магнитосферы в процессе пересоединения геомагнитного поля с ММП объясняет основные свойства этих потоков. Это представление позволяет также предсказать некоторые дополнительные характеристики потоков, допускающие экспериментальную проверку:

- 1) должна существовать корреляция между концентрацией частиц в уходящих потоках и геомагнитной активностью;
- 2) в уходящих потоках должны наблюдаться ионы ионосферного происхождения (He^+ , O^+).

1.6. О механизме пересоединения при северном ММП

1.6.1. Введение. В течение долгого времени считалось, что северное ММП препятствует развитию геомагнитной активности. Это мнение основывалось на представлении, что при северном ММП магнитосфера „закрывается“ и межпланетное электрическое поле в нее не проникает. Позднее было обнаружено, что при северном направлении ММП в полярной шапке возникает специфическая картина конвекции, зависящая от величины северной компоненты ММП (разд. 1.1). Однако эта конвекция направлена против стационарно существующей конвекции и, следовательно, ослабляет последнюю, понижая таким образом уровень геомагнитной активности.

1.6.2. Экспериментальные данные о геомагнитной активности при северном ММП. Первые данные об усилении геомагнитной активности при возрастании северной компоненты ММП ($B_z > 0$) были получены еще в [29] при исследовании зависимости K_p -индекса от величины ММП и подтверждены в [25]. Зависимость величины авроральных индексов (AE, AL, AU) от $B_z > 0$ исследовалась в [7]. Было обнаружено, что величина AU - и AE -индексов сначала уменьшается с ростом северного ММП, а затем, начиная с $B_z > 3$ нТл, увеличивается.

Сопоставление широты положения овала сияний в зависимости от величины северной компоненты ММП [8] показало, что при возрастании B_z полоса свечения в полуночном секторе смещается к экватору. Аналогичный, но более ярко выраженный результат получен при исследовании положения экваториальной границы диффузных сияний, которая с ростом северного ММП смещается к экватору также, как и в случае южного ММП [36].

Следует отметить, что в приведенных выше результатах не исключено влияние B_y -компоненты ММП, которая также может приводить к увеличению магнитной активности в авроральной зоне и смещению овала к экватору. Тем не менее совокупность этих данных может указывать на то, что увеличение северного ММП приводит не только к усилению конвекции к Солнцу в центральной части полярной шапки, но и к возникновению и усилению конвекции, похожей на показанную на рис. 1.2 (антисолнечная конвекция на границе полярной шапки, замыкающаяся через авроральные широты).

1.6.3. О возможности возникновения антисолнечной конвекции при северном ММП. Сложение чисто северного ММП с геомагнитным полем приводит к закрытой модели магнитосферы. Однако это не означает отсутствие пересоединения магнитных силовых линий. Пересоединение может иметь место, но геомагнитная силовая линия будет замкнутой как до, так и после пересоединения. Это возможно, если силовые линии ММП пересоединяются с геомагнитной силовой линией не в одной, а сразу в двух точках. Такое пересоединение в плоскости полуденного меридиана было рассмотрено в [5]. Пересоединение геомагнитного поля с северным ММП может происходить и на боковых поверхностях геомагнитного хвоста, как это схематично показано на рис. 1.6. Вытянутые в хвост геомагнитные

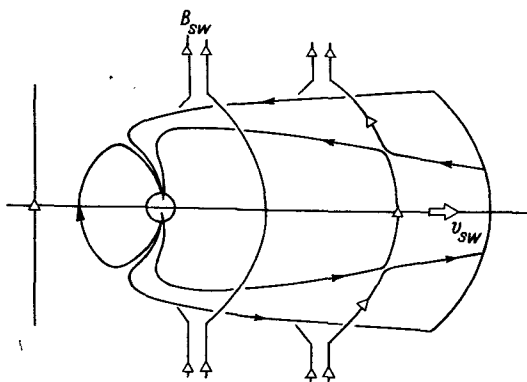


Рис. 1.6. Пересоединение северного ММП с геомагнитными силовыми линиями хвоста магнитосферы.

силовые линии соединяются на флангах хвоста с отрезками силовых линий ММП, на которых находится плазма солнечного ветра. Таким образом плазма солнечного ветра поступает в геомагнитный хвост и, двигаясь некоторое время по инерции от Земли, вызывает анти-солнечную конвекцию в пограничном слое хвоста и конвекцию к Солнцу на более глубоких силовых линиях.

Следует подчеркнуть, что, несмотря на внешнее сходство с конвекцией, вызываемой „квасивязким взаимодействием“, полученная конвекция имеет совершенно иную природу. Эта конвекция возникает не в результате „вязкого трения“, а в результате прямого проникновения плазмы солнечного ветра в геомагнитный хвост при пересоединении геомагнитных силовых линий с северным ММП. Заметим, что этот процесс объясняет одновременно существование самого хвоста и полярной шапки при северном ММП.

Л и т е р а т у р а к г л . 1

1. Амата Э., Пилипенко В.А., Похотелов О.А. и др. // Геомагнетизм и аэрномия. 1986. Т. 26. С. 283-287.
2. Алексеев И.И., Беленькая Е.С. // Геомагнетизм и аэрномия. 1985. Т. 25. С. 450-457.
3. Афонина Р.Г., Белов Б.А., Левитин А.Е., Фельдштейн Я.И. // Солнечный ветер, магнитосфера и геомагнитное поле. М., 1983. С. 3-29.
4. Базаржапов А.Д., Матвеев М.И., Мишин В.М. Геомагнитные вариации и бури. Новосибирск, 1979. 244 с.
5. Бобров М.С. // Космические исследования. 1971. Т. 9. С. 541-550.
6. Воробьев В.Г. // Геомагнетизм и аэрномия. 1974. Т. 14. С. 90-92.

7. Воробьев В.Г., Зверев В.Л. // Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1982. Т. 22. С. 257-262.
8. Зверев В.Л., Старков Г.В., Фельдштейн Я.И. // Вариации магнитного поля и полярные сияния. М., 1977. С. 142-153.
9. Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. М., 1983. 191 с.
10. Ляцкий В.Б., Сафаргалеев В.В. // Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1987. Т. 27. С. 253-257.
11. Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П., Реженов Б.В. // Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1985. Т. 25. С. 566-570.
12. Осепян А.П. // Полярные геомагнитные явления. М., 1986. С. 31-32.
13. Реженов Б.В. // Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1983. Т. 23. С. 343-345.
14. Реженов Б.В., Ляцкий В.Б. // Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1987. Т. 27. С. 242-246.
15. Реженов Б.В., Тимофеев Е.Е. // Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1986. Т. 26. С. 833-836.
16. Реженов Б.В., Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. // Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1987. Т. 27. С. 28-32.
17. Сафаргалеев В.В., Мальцев Ю.П. // Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1987. Т. 27. С. 247-252.
18. Тверская Л.В., Хорошева О.В. // Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1982. Т. 22. С. 824-830.
19. Трошичев О.А. // Ионосферно-магнитные возмущения в высоких широтах. Л., 1986. С. 59-103.
20. Asbridge J.R., Bame S.J., Strong I.B. // J. Geophys. Res. 1968. Vol. 73. P. 5777-5784.
21. Bonifazi C., Moreno G. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 4397-4404.
22. Burke W.J., Kelley M.C., Sagaly R.C. et al. // Geophys. Res. Lett. 1979. Vol. 6. P. 21-24.
23. Chen L., Hasegawa A. // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79. P. 1033-1037.
24. Craven J.D., Frank L.A., Russell C.T. et al. Global auroral responses to magnetospheric compressions by shocks in the solar wind: two case studies. Preprint 85-11 / The University of Iowa. 1985. 80 p.
25. Domingo V. // Space Research. 1978. Vol. 18. P. 325-328.
26. Doyle M.A., Burke W.J. // Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 9125-9133.
27. Fairfield D.H., Mead G.D. // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80. P. 535-542.
28. Gonzalez W.D., Mozer F.S. // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79. P. 4186-4194.
29. Hirschberg J., Colburn D.S. // Planet. Space Sci. 1969. Vol. 17. P. 1183-1206.
30. Hones E.W., Jr., Asbridge J.R., Bame S.J. et al. // J. Geophys. Res. 1972. Vol. 77. P. 5503-5522.
31. Iwasaki N. // Rept. Ionos. Space Res. Japan. 1971. Vol. 25. P. 163-186.
32. Knott K., Pedersen A., Wedeken V. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 1283-1288.

33. L u h m a n n J.G., W a l k e r R.J., R u s s e l l C.T. et al. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 6829-6834.
34. L y o n s L.R. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 1561-1567.
35. M a e z a w a K. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 2289-2303.
36. N a k a i H., K a m i d e Y. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 4005-4014.
37. N i s h i d a A. // J. Geophys. Res. 1968. Vol. 73. P. 5549-5558.
38. O l s o n W.P., P f i t z e r K.A. // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79. P. 3739-3748.
39. P a s c h m a n n G., S o n n e r u p B.U.Ö., P a p a m a s t o r a k i s I. et al. // Nature. 1979. Vol. 282. P. 243-246.
40. P a r k s G.K., G r e e n s t a d t E., W u C.S. et al. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 4343-4354.
41. P u d o v k i n M.I., Z a i t s e v a S.A., B a - z h e n o v a T.A., A n d r e z e n V.G. // Planet. Space Sci. 1985. Vol. 33. P. 407-414.
42. R e z h e n o v B.V. // Planet. Space Sci. 1981. Vol. 29. P. 687-693.
43. R e z h e n o v B.V., L y a t s k y W.B., M a l - t s e v Yu. P. // Planet. Space Sci. 1980. Vol. 28. P. 595-597.
44. R e z h e n o v B.V., V o r o b j e v V.G. // Planet. Space Sci. 1984. Vol. 32. P. 925-934.
45. S a i t o T., M a t s u s h i t a S. // Planet. Space Sci. 1967. Vol. 15. P. 573-587.
46. S o n n e r u p B.U.Ö. // J. Geophys. Res. 1969. Vol. 74. P. 1301-1305.
47. S t e r n D.P. // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 7292-7305.
48. T a n a k a M., G o o d r i c h C.C., W i n - s k e D., P a p a d o p o u l o s K. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 3046-3054.
49. T s u r u t a n i B.T., R o d r i g u e z P. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 4319-4324.
50. T s y g a n e n k o N.A. // Ann. de Geophys. 1976. Vol. 32. P. 1-12.
51. V a n S a b b e n D. // J. Atmos. Terr. Phys. 1961. Vol. 22. P. 32-42.

2.1. Электрическое поле крупномасштабной конвекции

2.1.1. Усредненная картина конвекции. Конвекция в высоких широтах состоит из двух вихрей (рис. 2.1). В полярной шапке конвекция направлена от Солнца. В ночном секторе авроральной зоны конвекция образует характерный излом, отмеченный пунктиром на рис. 2.1. В этом месте располагается так называемый разрыв Харанга (подробнее см. в разд. 2.3).

В [33, 36] приводятся свидетельства о том, что конвекция в полярной шапке существенно неоднородна (рис. 2.2): конвекция усилена в районе каспа, а также на утренней и вечерней сторонах полярной шапки; в центре шапки конвекция ослаблена. Усиление конвекции в каспе называют горловиной. Иногда еще одна горловина наблюдается вблизи ночной границы полярной шапки.

Среднее значение поля в шапке составляет ~ 20 мВ/м, что соответствует скорости конвекции 0,4 км/с. В авроральной зоне поле в 1,5–2 раза больше. В средних широтах поле обычно не превышает нескольких милливольт на метр. Лишь во время суббурь на широте $\sim 60^\circ$ в интервале долгот $18\text{ LT} - 00\text{ LT}$ наблюдается полоса быстрого (со скоростью 0,5–0,7 км/с) дрейфа плазмы на запад [13]. Ширина полосы в северо-южном направлении составляет несколько десятков километров.

2.1.2. Зависимость от геомагнитной активности. В [61] приведены упрощенные соотношения, связывающие некоторые параметры конвекции с K_p -индексом: а) разность потенциалов между центрами вихрей

$$\varphi \text{ (кВ)} = 20 + 13 K_p;$$

б) коширота границы полярной шапки в градусах

$$\theta_{ps} = 15 + 0,3 K_p;$$

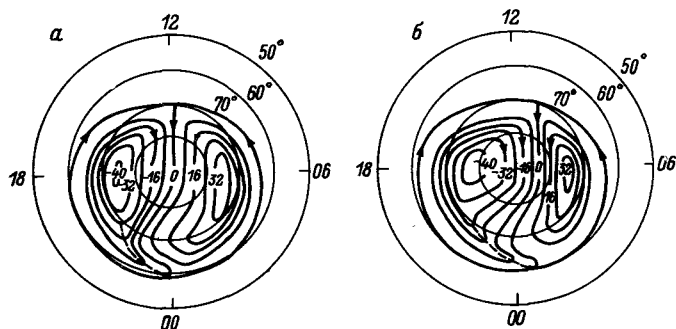
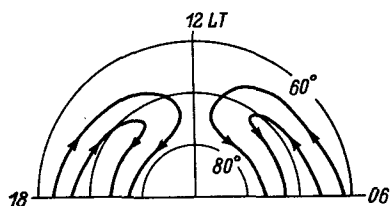


Рис. 2.1. Картина конвекции в различных секторах ММП согласно [37].

а - $B_y < 0$, б - $B_y > 0$. Цифрами указан потенциал в киловольтах.



в) коширота экваториальной границы авроральной зоны, где электрическое поле уменьшается почти до нуля,

$$\theta_{eq} = 25 + 2 K_p \text{ днем;}$$

$$\theta_{eq} = 25 + 2 K_p (1 + \cos \lambda) \text{ ночью,}$$

где λ — долгота ($\lambda = 0$ в полночь);

г) коширота, на которой величина электрического поля максимальна:

$$\theta_{max} = \theta_{pc} + 0.3 (\theta_{eq} - \theta_{pc}) |\sin \lambda|.$$

В [16] получена связь разности потенциалов с AE -индексом:

$$\varphi \text{ (кВ)} = 36 + 0.089 AE.$$

Разность потенциалов в шапке, однако, гораздо лучше коррелирует с величиной и ориентацией межпланетного магнитного поля (ММП).

2.1.3. Связь конвекции с ММП. Подробно эта связь рассмотрена в разд. 1.1. Напомним, что южная компонента ММП приводит к усилению конвекции, показанной на рис. 2.1. Если бы электрическое поле солнечного ветра полностью проникало в магнитосферу, то разность потенциалов между утренней и вечерней сторонами магнитосферы (расстояние между ними $\sim 30 R_E$) равнялось бы

$$\varphi \text{ (кВ)} \approx -80 B_z \text{ (нТл)}.$$

В действительности проникает небольшая часть поля. Согласно [30], разность потенциалов между центрами ионосферных конвективных вихрей равна (с коэффициентом корреляции $R = 0.83$)

$$\varphi \text{ (кВ)} = -11 B_z \text{ (нТл)} + 35.8.$$

Имеются свидетельства об эффекте насыщения конвекции при больших величинах ММП. В [57] получено соотношение

$$\varphi \text{ (кВ)} = 0.0061 \epsilon \text{ (нТл}^2 \cdot \text{км/с)} + 30,$$

где

$$\epsilon = v B^2 \sin^4 (\theta/2);$$

$$B = \min \{ B_T; 7.5 \text{ нТл} \};$$

$$B_T = \sqrt{B_y^2 + B_z^2};$$

θ – угол между положительным направлением оси Z и B_T . Для этой зависимости $R=0.89$. Наилучшая корреляция ($R=0.92$) получена между φ и $\sqrt{\epsilon}$.

Северная компонента ММП приводит к появлению двух дополнительных вихрей с обратным направлением конвекции (к Солнцу вблизи полюса), локализованных внутри полярной шапки. Влияние y -компоненты ММП сильнее всего сказывается в каспе. Конвекция здесь направлена преимущественно на восток или на запад в зависимости от знака y -компоненты.

В [18] исследовалось запаздывание AL -индекса относительно изменений электрического поля солнечного ветра $E_{sw} = v B_s$, где B_s – южная компонента ММП. Найдены два характерных времени, 20 и 60 мин. Первое соответствует отклику ионосферного электрического поля на изменение ММП. Второе время связано с развитием магнитосферной суббури.

2.1.4. Сезонная зависимость. Наличие такой зависимости свидетельствовало бы о неэквипотенциальности магнитных силовых линий, проходящих через авроральную зону. Авторы работ, анализирующих спутниковые измерения электрического поля, не сообщают о сезонной зависимости. Обработка наземных магнитограмм дает разность потенциалов в шапке зимой в 2.5 раза большую, чем летом [3]. Неясно, реальный ли это эффект, или он связан со спецификой обработки магнитограмм.

2.1.5. Нерешенные проблемы.

1. Имеются сомнения в том, что рис. 2.1 правильно отображает конвекцию в полярной шапке. На рисунке отсутствует горловина в каспе. Наличие токов зоны 3 (разд. 2.2) требует ослабления поля в центре шапки по сравнению с полем на ее краях.

2. Не установлено, совпадают ли картины конвекции в разных полушариях.

3. Количество прямых измерений электрического поля в магнитосфере недостаточно, чтобы можно было построить картину конвекции в экваториальной плоскости магнитосферы. Эта конвекция может отличаться от ионосферной из-за наличия продольных полей.

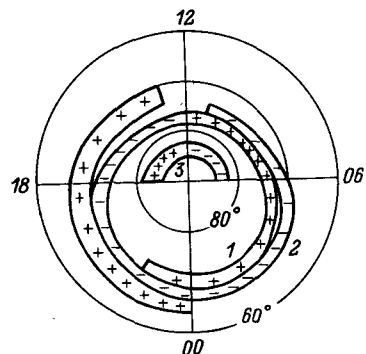
4. Не построено распределение электрических полей магнитосферного происхождения в среднеширотной ионосфере. Зная это распределение, мы могли бы определить эффективность экранировки электрического поля внутренней границей плазменного слоя.

5. В литературе предлагаются различные варианты связи конвекции с параметрами солнечного ветра. Несмотря на высокие коэффициенты корреляции (доходящие до 0.92), остается довольно сильный неучтенный разброс. Возможно, что конвекция зависит от ионосферной проводимости и от распределения горячей магнитосферной плазмы.

2.2. Продольные электрические токи

2.2.1. Стационарное распределение крупномасштабных продольных токов. Продольные токи измеряются с помощью магнитометров,

Рис. 2.3. Усредненное по секторам ММП распределение продольных токов в высоких широтах.



„+” — втекающие токи, „-” — вытекающие. Токи зон 1 и 2 построены по данным спутника Триад для $AL < 100$ [55]. Токи зоны 3 изображены схематически по данным спутника Магсат.

установленных на спутниках, либо восстанавливаются по данным магнитных измерений на поверхности Земли. Во втором случае приходится задаваться моделью ионосферной проводимости. Усредненная картина токов, полученных на спутниках, показана на рис. 2.3. Два слоя продольных токов на широтах ниже 80° получены на спутнике „Триад” (см., например, обзоры [12, 55, 58, 63]). Эти слои называются обычно зоной 1 и зоной 2. Токи в дневной части полярной шапки (зона 3) построены по данным спутника „Магсат”. В работе [39] эти токи названы NBZ-токовой системой; поскольку их интенсивность растет с ростом северной компоненты ММП (с ростом B_z). Эти токи, однако, имеют заметную величину и при $B_z = 0$.

Полный ток, втекающий в зону 1 утром, составляет ~ 1 млн. А в спокойное время и ~ 3 млн. А в возмущенное. Ток зоны 2 примерно на 30% меньше. Плотность продольных токов в этих зонах составляет обычно $1-2$ А/км². В зоне 1 максимум плотности наблюдается в ~ 8 LT и ~ 16 LT. В зоне 2 максимум плотности имеет место в ночном секторе.

Интересной особенностью является непрерывный переход вытекающих токов из зоны 1 в зону 2 ночью. Слои втекающих токов ночью разорваны и перекрывают друг друга по долготе, в результате чего в интервале от 22 до 24 LT существует три слоя продольных токов.

Полная величина продольного тока зоны 3 при северном направлении ММП, измеренная на спутнике „Магсат”, равна 1.6 млн. А [17]. Ток зоны 1 при этом равнялся 2 млн. А. Плотность тока в зоне 3 выше, чем в зоне 1 из-за небольших размеров зоны 3. Эти значения относятся к летнему полушарию. Зимой ток зоны 3 очень мал.

Сведения о сезонной зависимости токов зоны 1 противоречивы. На спутнике „Триад” найдено, что в дневном секторе ток летом в 2 раза больше, чем зимой [55]. В ночном секторе сезонная зависимость отсутствует. Продольные токи, рассчитанные по геомагнитным данным, оказались не зависящими от сезона [4].

На спутнике „Интеркосмос-Болгария-1300” [2] была изучена зависимость широты токов от местного времени и активности. В пол-

день токи располагаются на 8° выше, чем в полночь. Зависимость широты от K_p и D_{st} имеет примерно линейный вид. При $K_p=0$ широта на $\sim 6^\circ$ выше средней для каждого местного времени. При $K_p=6$ широта на $\sim 7^\circ$ ниже средней. При $D_{st}=+10$ нТл широта выше средней на $\sim 5^\circ$, при $D_{st}=-80$ нТл ниже на $\sim 7^\circ$.

2.2.2. Связь продольных токов с параметрами солнечного ветра. Зависимость токов зоны 1 в летнем полушарии от параметров солнечного ветра была исследована в работе [38] по данным спутника „Триад“. Перебирались 22 различные комбинации зависимостей. Утром наилучшая корреляция (с коэффициентом $R=0.66$) обеспечивалась зависимостью

$$j(\text{А/км}^2) = 0.0328\xi + 1.4,$$

где

$$\xi = [N^{1/2} v B_T \sin(\theta/2)]^{1/2};$$

N — плотность солнечного ветра, см^{-3} , v — скорость, км/с ; B_T — компонента ММП в плоскости yz , нТл; θ — угол между B_T и осью z . Вечером с коэффициентом корреляции $R=0.75$ выполняется зависимость

$$j(\text{А/км}^2) = 0.0431\xi + 0.61.$$

Несколько лучше коррелирует (с коэффициентом $R=0.76$) вечерний ток зоны 1 не с ξ , а с ξ^2 .

Плотность токов зоны 3 растет с увеличением северной компоненты ММП [46]. Согласно данным спутника „Магсат“, коэффициент корреляции этой компоненты с поперечным магнитным возмущением, наблюдаемым спутником при пересечении зоны 3, равен $R=0.66$ [39]. Согласно той же работе, еще более высокая корреляция ($R=0.73$) имеет место для величины $\xi^* = B_T \cos(\theta/2)$, где $B_T = (B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$; θ — угол между B_T и положительным (на север) направлением оси z . Соответствующая зависимость имеет вид

$$\Delta B(\text{нТл}) \approx 45\xi^*(\text{нТл}) + 300.$$

Таким образом, токи зоны 3 существуют и при нулевом ММП.

Следует заметить, что зона 3 становится симметрична относительно меридиана полдень—полночь (рис. 2.3) только после усреднения по секторам ММП. Токи этой зоны занимают всю дневную часть полярной шапки [31, 39]. В каждом секторе ММП вытекающий ток расположен с утренней стороны, втекающий с вечерней, однако площади, занятые этими токами, неодинаковы. При $B_y > 0$ площадь вытекающего тока в южной полярной шапке примерно в 3 раза превышает площадь втекающего. При $B_y < 0$ площадь вытекающего в 2 раза меньше площади втекающего.

2.2.4. Токи в далекой магнитосфере. Спутники ISEE-1 и -2 измеряли продольные токи в магнитосфере на геоцентрических расстояниях $(2.4-7)R_E$ [43]. Токи зон 1 и 2 были найдены в 27%

случаев (из 104 пролетов) пересечения соответствующих силовых линий. В 19% случаев не было найдено заметных токов. Эти случаи имели место при низкой магнитной активности. В остальных 54% случаев наблюдались мультиплетные токовые структуры или иные неопределенные магнитные проявления.

В [32] проанализированы результаты 189 случаев пересечения двумя спутниками серии ISEE внешней границы плазменного слоя на расстояниях $(10-22)R_E$ в ночном секторе. Найдены мультиплетные слои токов, но для анализа выбирались самые высокоширотные. Типичная величина поверхностной плотности оказалась 4-5 А/км. Авторы ожидали долготную зависимость направления тока, типичную для зоны 1, но получили противоположную, как в зоне 2, т.е. токи текут к Земле вечером и от Земли утром. Зависимость проявляется лишь при статистической обработке данных. Токи к Земле и от Земли встречались как утром, так и вечером. Ток к Земле встречался чаще, чем от Земли. Местоположение токов зоны 1 в далекой магнитосфере остается, таким образом, неустановленным.

2.2.5. Носители продольного тока. Ток вниз переносится тепловыми электронами ионосферного происхождения, идущими вверх. Существенный вклад в ток вверх вносят энергичные высыпавшиеся электроны. Сопоставление данных двух спутников, один из которых измерял продольный ток, а другой — поток высыпавшихся электронов с энергиями 0.3-20 кэВ, показало, что статистический вклад высыпаний в ток составляет не менее 50% [40]. Измерения этих двух величин на одном аппарате проводились в [56]. Оказалось, что хотя в среднем поток электронов с энергиями 0.15-1.0 кэВ обеспечивает 50% тока вверх, пространственное поведение двух величин неодинаково. Область высыпаний гораздо шире области продольного тока. На тех участках траектории, где продольный ток сохранялся примерно постоянным, высыпавшийся поток изменялся на порядок.

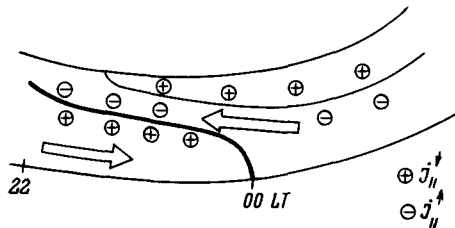
2.3. Электрические поля и токи в разрыве Харанга

2.3.1. Введение. В ночной части авроральной зоны имеется область в секторе 21-24 MLT, где наблюдаются одновременно две авроральные электроструи. В экваториальной части этой области течет восточная электроструя j_E и наблюдается северная компонента электрического поля E . На более высоких широтах располагается затекающая сюда из утреннего сектора западная электроструя j_W и меридиональная компонента поля E имеет южное направление. Эта область и раздел между электроструями j_E и j_W были названы разрывом Харанга по имени исследователя, впервые в 1946 г. обнаружившего по наземным магнитометрам в этом секторе изменение знака магнитных возмущений. На рис. 2.1 разрыв Харанга обозначен пунктиром.

Разрыв Харанга обычно вытянут вдоль направления восток-запад до полуночи, но вблизи 00 MLT он поворачивается к югу. В вечерние часы переход от области j_E к j_W часто сопровождается изменением сияний от диффузных к дискретным формам [54].

Рис. 2.4. Структура продольных токов в области разрыва Харанга.

Стрелки указывают направление ионосферных токов. Разрыв Харанга показан жирной линией.



Положение разрыва Харанга зависит от уровня магнитной активности и от фазы суббури. С возрастанием активности разрыв смещается к югу, причем восточный конец его смещается быстрее, чем западный. Западный более высокоширотный конец разрыва Харанга сдвигается дальше к вечернему меридиану [22, 54]. Во время же суббури отмечаются „прыжки” разрыва Харанга на запад на 2–3 ч по MLT. При затухании суббури иногда наблюдается смещение разрыва в обратном направлении [7, 40].

2.3.2. Продольный ток в области разрыва. Анализ данных, полученных с помощью радарной установки STARE, показывает, что конвекция в области разрыва Харанга имеет промежуточный характер между сдвиговым обращением около слоя вытекающего из ионосферы продольного тока $j_{||}^{\uparrow}$ и вращением, причем последнее преобладает на восточном конце разрыва около полуночного меридиана, а сдвиговое обращение — на западном более высокоширотном участке разрыва Харанга в предполуночные часы. Два типа соединения электроструй j_E и j_W , когда ток $j_{||}^{\uparrow}$ располагается внутри или вне разрыва, обсуждались в работах [19, 45].

Распределение продольных токов в области разрыва Харанга схематично представлено на рис. 2.4. Области токов $j_{||}^{\uparrow}$ и $j_{||}^{\downarrow}$ обозначены знаками „—” и „+” соответственно. Интенсивность продольных токов $j_{||}$ уменьшается к полуночи. Восточная струя j_E в вечернем секторе занимает область токов $j_{||}^{\uparrow}$ зоны 2. Максимальное значение западной струи j_W в утреннем секторе наблюдается в области между токами $j_{||}^{\uparrow}$ и $j_{||}^{\downarrow}$.

Наибольшие значения поля E северного и южного направлений наблюдаются вблизи экваториальной и приполюсной границ слоя вытекающего тока соответственно. Внутри слоя тока $j_{||}^{\uparrow}$ в предполуночные часы поле E мало и имеет западную составляющую.

2.3.3. Разрыв Харанга во время суббури. Начало суббури сопровождается следующими явлениями в области разрыва Харанга в предполуночные часы:

1) возрастанием западного поля E и уярчением дуги в разрыве Харанга. Иногда уярчение дуги наблюдается к экватору от разрыва [22, 40, 53, 54];

2) усилением проводимости ионосферы к полюсу от разрыва [40];

3) возрастанием потоков электронов типа перевернутого V с энергиями 0,2–25 кэВ. Одновременно на низковысотных спутниках регистрируются локализованные по широте пики скорости конвекции [24];

4) интенсивным локализованным слоем продольного тока $j_{\parallel}^{\uparrow}$ на экваториальной стороне ионосферной струи j_W [60].

В фазу расширения суббури эти явления смещаются к приполюсной границе авроральной зоны, а в разрыве Харанга наблюдается максимум широкой области повышенной проводимости.

После полноточия уярчение дуги в начале суббури происходит обычно в северной половине струи j_W [65]. На рис. 2.4 это место совпадает с положением максимальной интенсивности тока $j_{\parallel}^{\uparrow}$, выделенным кружками.

Сопоставление разрыва Харанга в ионосфере с наблюдаемым на спутнике поведением частиц привело к предположению [22], что разрыв соответствует границе инжекции электронов, представляющей в магнитосфере внутреннюю границу области, где во время суббури почти одновременно появляются частицы с энергиями ≤ 20 кэВ (подробнее см. в гл. 3).

2.3.4. Представление о природе явления. Неоднородность ионосферной проводимости в авроральной зоне существенно искажает картину конвекции. В [42] для зависимости проводимости как от широты, так и от долготы в виде гауссоиды было получено распределение ионосферных и продольных токов, близкое к наблюдаемому.

Разрыв Харанга разделяет дрейфы плазмы на запад в вечерние часы и на восток в утренние. Вопрос о природе вытекающего продольного тока $j_{\parallel}^{\uparrow}$ в разрыве Харанга остается нерешенным. Из картины токов $j_{\parallel}$ на рис. 2.3 видно, что ток $j_{\parallel}^{\uparrow}$ в разрыве Харанга занимает промежуточное положение между утренней частью зоны 2 и вечерней частью зоны 1, которые связаны с разными областями в магнитосфере. Токи зоны 1 располагаются в пограничном плазменном слое BPS, который определяется по данным низковысотных спутников. Неясно, проектируется ли он во внутреннюю магнитосферу или в отдаленный хвост. Токи зоны 2 связаны с внутренней границей плазменного слоя. Роль размытой внутренней границы плазменного слоя в формировании разрыва Харанга видна из [5, 35].

2.3.5. Выводы.

1. Восточный участок разрыва Харанга располагается в области диффузных сияний около 00 MLT и имеет здесь наименьшую широту. При пересечении этого участка разрыва вдоль постоянной широты с запада на восток поле E вращается против часовой стрелки от северного направления к южному. Во время суббури к востоку от разрыва характер диффузных сияний меняется: появляются клубкообразные формы и пульсирующие пятна.

2. Западный участок разрыва Харанга в предполночные часы вытянут вдоль направления восток-запад. К югу от него располагается область, где наблюдаются северное поле E , восточная электроструя и диффузные сияния. К северу от разрыва располагается область западной электроструи с южным полем E и дискретными сияниями. Во время суббури в разрыве Харанга возрастает западное поле E и может наблюдаться уярчение дуги.

3. В полночном секторе вытекающие продольные токи представляют собой непрерывный слой. Втекающие токи имеют разрыв: до

полночи они располагаются экваториальнее, после полночи — полярнее вытекающих токов.

2.4. Электрические поля и токи в дуге полярного сияния

2.4.1. Компонента электрического поля поперек дуги. Эта компонента в большинстве измерений оказалась ослабленной внутри дуги [15, 49, 51, 79]. Иногда наблюдается усиление поля в дуге по сравнению с полем в ее окрестности [20, 31].

2.4.2. Компонента электрического поля вдоль дуги. Спокойные дуги ночью дрейфуют к экватору. Согласно [69], скорость этого дрейфа с точностью ± 20 м/с совпадает с северо-южной компонентой скорости ионосферной плазмы.

2.4.3. Продольные токи над дугой. В результате нескольких ракетных измерений, проведенных к настоящему времени, не удалось выявить определенной закономерности в распределении продольных токов в окрестности дуги. В большинстве случаев ток из дуги вытекает [23, 28, 64]. В [56] ток вытекал из южной части дуги и втекал в северную. Втекающий ток располагался экваториальнее дуги в [28] и полуснее дуги в [23, 64]. Область вытекающего тока совпадала с дугой в [23, 28]. В [64] из дуги вытекала небольшая часть тока. Основной вытекающий ток располагался экваториальнее. Наблюдаемые плотности токов составляли 5–70 А/км² при толщине токовых слоев 15–30 км.

2.5. Продольные электрические поля

2.5.1. Продольные потоки заряженных частиц. Измерение pitch-углового распределения электронов, ответственных за полярные сияния, показало, что в некоторых случаях продольная энергия вторгающихся частиц много больше поперечной (так называемые продольные вторжения). О наблюдениях продольных вторжений сообщается в большом числе работ (см. обзор [47]). Продольные вторжения до настоящего времени остаются наиболее убедительным доказательством существования продольных электрических полей $E_{\parallel}$.

Продольные потоки электронов довольно регулярно наблюдались спутником S 3-3 на высоте нескольких тысяч километров над авроральным овалом [29]. Полуширина раствора пучка составляла $6 \pm 2.5^\circ$, энергия электронов ≥ 400 эВ, иногда несколько килоэлектронвольт. Продольные потоки наблюдались направленными как вниз, так и вверх, иногда те и другие одновременно. Величина потока $\sim 3 \cdot 10^9$ см⁻²·с⁻¹·ср⁻¹·кэВ⁻¹, иногда на два порядка больше. Распределение потоков по высоте говорит о том, что область ускорения находится выше 5000 км для потоков, идущих вверх, и выше 8000 км для потоков, идущих вниз.

На высотах 5000–8000 км над авроральными и полярными районами наблюдаются также продольные потоки ионов H^+ и O^+ с энергиями 1–4 кэВ [59]. Величина потока достигает 10^8 см⁻²·хс⁻¹·ср⁻¹·кэВ⁻¹. Вероятнее всего, ионы ускоряются продольным электрическим полем.

О возможном продольном ускорении свидетельствуют результаты эксперимента с запуском струи $B\alpha^+$ вверх вдоль авроральных силовых линий [62]. Спустя несколько минут после запуска струя достигла высоты 8100 км, после чего ее верхний край остановился. Вероятно, на этой высоте имелась узкая (толщиной $\lesssim 200$ км) область ускоряющего потенциала $\gtrsim 1$ кВ, которая, ускорив ионы $B\alpha^+$, уменьшила их концентрацию, сделав струю невидимой.

Авроральная полость (область магнитосферы, где концентрация плазмы понижена примерно в 30 раз), наблюдаемая на расстояниях $1.3-3.3 R_E$ на магнитных силовых линиях, пересекающих ионосферу на широтах $67-73^\circ$ [26], также, возможно, связана с наличием $E_{||}$ на ее нижней границе. $E_{||}$ ускоряет ионы полярного ветра вверх, понижая их концентрацию. В авроральной полости действительно наблюдаются идущие вверх потоки ионов с энергиями в несколько килоэлектронвольт [34].

2.5.2. Прямые измерения $E_{||}$. Предпринимались попытки непосредственного измерения $E_{||}$ с помощью двойных зондов, установленных на ракетах и спутниках. С результатами можно ознакомиться в [9, 52]. Доверие к этим измерениям подрывается, однако, неправдоподобно большой величиной $E_{||} \approx 20$ мВ/м, полученной для высоты 200 км. Более вероятные значения $E_{||} \lesssim 1$ мВ/м находятся за пределами чувствительности обычно используемых двойных зондов.

2.5.3. Зависимость поперечной компоненты электрического поля $E_{\perp}$ от высоты. Информацию о $E_{||}$ можно получить, анализируя поведение $E_{\perp}$ на разных высотах. Два спутника серии Дайнемикс Эксплорер (DE) измеряли $E_{\perp}$ на одной магнитной силовой линии на разных высотах, DE-1 на высоте $h > 4500$ км, DE-2 на $h < 950$ км. Крупномасштабные (> 100 км) поля были идентичны на обеих высотах. Мелкомасштабные (< 100 км) поля значительно интенсивнее на большой высоте, причем это отличие проявляется в области продольных токов, определяемых по показаниям магнитометров на спутниках [67]. Таким образом, продольные поля оказались сосредоточены внутри полос, вытянутых с востока на запад. Представляется естественным связать 100-километровые структуры продольного электрического поля с так называемыми структурами типа перевернутого V, наблюдаемыми в выпадениях электронов с энергиями в несколько киловольт. В спектрах электронов, наблюдаемых в этих структурах, имеется пик. Энергия пика максимальна в центре структуры и спадает к ее краям, поэтому спутник, движущийся по полярной орбите, регистрирует зависимость пиковой энергии от времени в виде перевернутой буквы V. Широко распространено мнение, что пик (или, как его часто называют, моноэнергетический пучок) образуется благодаря ускорению электронов продольным электрическим полем (см., например, [47]). Основанием для такого мнения является тот факт, что пич-угловое распределение в моноэнергетическом пучке иногда бывает сильно вытянуто вдоль магнитного поля. Чаше, однако, пич-угловое распределение в пучке близко к изотропному. В [47] предполагается, что продоль-

ный пучок, ускоренный продольным электрическим полем, изотропизуется на более низких высотах, либо за счет сходимости магнитных силовых линий (сходимость увеличивает поперечную энергию), либо за счет рассеяния на турбулентностях.

2.5.4. Измерения продольного сопротивления по энергии пика.

Наличие пика в функции распределения электронов по энергиям в перевернутых V-структурах позволяет измерить величину продольного сопротивления $R_{||}$, определяемого из закона Ома

$$\varphi_{||} = R_{||} j_{||}.$$

В [48] анализировались данные трех ракетных запусков, проведенных в различное время в авроральной зоне. Измерялись поток энергии выпадающих электронов (считалось, что он равен $\varphi_{||} j_{||} = \varphi_{||}^2 / R_{||}$) и энергия пика (она принималась равной $e\varphi_{||}$). Во время одного из пролетов ракета покрыла расстояние 400 км в северо-южном направлении и получила $R_{||} = 10^3$ Ом·км² в течение всего полета. Второй полет дал $R_{||} = 5.6 \cdot 10^3$ Ом км² на расстоянии 250 км. Третий полет протяженностью 400 км дал $R_{||} = 2.1 \times 10^3$ Ом·км² для первой половины полета и $R_{||} = 10^4$ Ом·км² для второй.

В [21] построена зависимость продольного тока $j_{||}$ от энергии пика W для ~250 случаев пересечения перевернутых V-структур спутником „Ореол-3“. Зависимость W от $j_{||}$ оказалась пропорциональной. Типичная величина продольного сопротивления равна $R_{||} = e j_{||} / W \approx 2 \cdot 10^3$ Ом·км² с разбросом порядка фактора 2.

2.5.5. Выводы. Результаты прямых измерений продольного электрического поля представляются ненадежными. Наиболее достоверным свидетельством в пользу существования продольной разности потенциалов являются вторжения электронов с продольным пич-угловым распределением. Наличие пика в спектре вторгающихся электронов связано, вероятно, с ускорением продольной разностью потенциалов 1–10 кВ. Отношение энергии пика к плотности продольного тока дает величину продольного сопротивления 10^3 – 10^4 Ом·км².

2.6. Теоретические представления об электрических полях и токах

2.6.1. Электрическое поле крупномасштабной конвекции. Конвекция была предсказана в 1961 г., примерно за 10 лет до своего экспериментального обнаружения. Были предложены два механизма конвекции, один за счет пересоединения геомагнитного поля с южной компонентой ММП, другой за счет квазивязкого трения на границе магнитосферы с солнечным ветром (разд. 1.1). За истекшие 25 лет обе теории развивались почти исключительно в „геометрическом“ направлении. В модели пересоединения геомагнитное поле складывалось с ММП разнообразной ориентации, после чего потенциал проектировался вдоль результирующих силовых линий из солнечного ветра в ионосферу. Полученная картина конвекции качественно совпадала с наблюдаемой. Количественного согласия не было – рассчитан-

ное поле оказывалось в несколько раз больше наблюдаемого. Геометрия ионосферной конвекции, связанной с квазивязким взаимодействием, как оказалось, сильно зависит от конфигурации геомагнитного поля — при наличии сильно вытянутого хвоста анτισолнечная конвекция в полярной шапке отсутствует. Вопрос о физических причинах „вязкости“, однако, до сих пор не решен.

2.6.2. Продольные токи в полярной шапке. Плотность продольного тока $j_{||}$ связана с ионосферным электрическим полем E следующим соотношением:

$$j_{||} = -\operatorname{div} \hat{\Sigma} E, \quad (2.1)$$

где $\hat{\Sigma}$ — тензор проинтегрированной по высоте проводимости ионосферы. Таким образом, из картины двухвихревой конвекции (рис. 2.1 и 2.2) мы сразу получаем продольные токи, втекающие в центр утреннего вихря и вытекающие из центра вечернего. Эти токи образуют зону 1 (рис. 2.3). Продольные токи зоны 3 формируются при условии, что конвекция в центральной части полярной шапки ослаблена по сравнению с конвекцией на краях. Этому требованию удовлетворяет картина конвекции на рис. 2.2.

При сильной южной компоненте ММП конвекция в шапке, вероятнее всего, однородна. Разрыв холловской проводимости на терминаторе приводит, согласно (2.1), к появлению продольного тока $\approx 10^6$ А, втекающего в шапку [10]. Экспериментально этот ток пока не обнаружен.

2.6.3. Влияние внутренней границы плазменного слоя на электрические поля и токи. Разноименные частицы движутся в магнитосфере по различным траекториям. Двигаясь в поле конвекции из хвоста магнитосферы к Земле, протоны испытывают все возрастающее влияние неоднородного магнитного поля, в результате чего внутренняя часть магнитосферы (радиусом $\sim 7 R_E$) становится для них запрещенной областью. Электроны имеют в несколько раз меньшую энергию и могли бы проникнуть глубже ионов, однако это запрещено условием квазинейтральности. Дойдя до границы протонного слоя, электроны вдоль магнитных силовых линий уходят в ионосферу, образуя продольный ток (см., например, [11])

$$j_{||} = \operatorname{div} \Sigma_m [e_{||}, E], \quad (2.2)$$

где $\Sigma_m = ceN/B$ — эффективная проводимость магнитосферы; c — скорость света; e — заряд протона; N/B — количество горячих протонов в трубке с единичным магнитным потоком; $e_{||}$ — единичный вектор нормали к ионосфере, направленный вниз. Этот ток представляет собой ток зоны 2.

Вычитая (2.1) из (2.2), получаем уравнение

$$\operatorname{div} \{ \Sigma_p E + (\Sigma_H + \Sigma_m) [e_{||}, E] \} = 0, \quad (2.3)$$

позволяющее найти электрическое поле в магнитосферно-ионосферной токовой цепи. Здесь Σ_p и Σ_H — педерсеновская и холловская проводимости ионосферы, проинтегрированные по высоте. Учет магнито-

сферных токов, таким образом, сводится к введению дополнительного слоя с холловской проводимостью Σ_m , подключенного параллельно ионосфере. На авроральных силовых линиях $\Sigma_m \approx 100$ См, в средних широтах $\Sigma_m = 0$. Столь сильная неоднородность Σ_m (напомним, что $\Sigma_p \approx 10$ См) приводит к эффекту экранировки, который проявляется в ослаблении электрического поля, проникающего из авроральной зоны в средние широты. Уравнение (2.2) справедливо для времен ≥ 1 ч. Менее длительные возмущения электрического поля проникают в средние широты, не ослабляясь.

В [10] уравнение (2.3) решалось для ступенькообразной зависимости Σ_m от широты. Продольные токи зоны 2 оказались сосредоточенными на экваториальной границе авроральной зоны. Плавное спадание Σ_m с широтой приводит к другому решению [5, 11]: слой вытекающего тока оказывается непрерывно переходящим ночью из зоны 1 в зону 2, слой втекающего тока в полночь разорван, что соответствует наблюдениям (рис. 2.3). В рассчитанной картине конвекции вблизи полуночи также появляется характерный излом, типичный для разрыва Харанга (рис. 2.1).

Ток зоны 2 описывается также формулой [66]

$$j_{||} = 2c (e_{||} [\nabla V, \nabla p]), \quad (2.4)$$

где p — давление плазмы, предполагаемое изотропным;

$$V = \int_0^e \frac{dz}{B} \quad (2.5)$$

— объем силовой трубки с единичным магнитным потоком, интегрирование ведется вдоль магнитного поля B от ионосферы до экватора. Уравнение (2.4) выполняется для характерных времен $\gg 1$ мин, поэтому оно более общее, чем (2.2). Из (2.4) видно, что продольные токи зоны 2 возникают благодаря долготной асимметрии внутренней границы плазменного слоя. Граница в целом должна быть смещена к Солнцу.

2.6.4. Механизмы генерации продольного электрического поля.

В настоящее время наиболее широко обсуждаются две причины возникновения $E_{||}$: аномальное сопротивление и зеркальная геометрия магнитного поля. Рассматриваемый в литературе двойной электрический слой следует отнести не к механизму $E_{||}$, а к одному из способов реализации этого механизма. Для появления двойного слоя необходима исходная разность потенциалов. В бесстолкновительной плазме эта разность потенциалов сосредоточится в слое толщиной порядка дебаевского радиуса.

Аномальное сопротивление возникает, если относительная скорость электронов и ионов в продольном токе превысит величину порядка скорости ионного звука (см., например, [9]). В этом случае плазма становится неустойчивой относительно ионно-звуковых или ионно-циклотронных колебаний. Частицы начинают рассеиваться

волнами, что означает фактически увеличение эффективной частоты столкновений электронов с ионами. Аномальное сопротивление способно очень быстро нагревать плазму на авроральных силовых линиях. Если принять, что продольная разность потенциалов 10 кВ приложена к участку силовой трубки длиной 1000 км, вдоль которой течет ток плотностью 0,1 А/км², получаем мощность нагрева $\sim 10^4$ эВ/(см³·с). При концентрации плазмы 1 см⁻³ каждая частица нагревается за секунду на ~ 10 кэВ.

Зеркальная геометрия магнитного поля способна создать продольную разность потенциалов $\varphi_{||}$ лишь в области продольного тока, текущего вверх. Величина $\varphi_{||}$ зависит от pitch-углового распределения магнитосферных электронов и от плотности продольного тока. Если электроны распределены изотропно, то их количества в конусе потерь достаточно, чтобы переносить ток $j_{||}^c = nev_T/4$ без какой-либо разности потенциалов. Здесь n — концентрация, v_T — тепловая скорость электронов. Для типичных параметров ($n = 1$ см⁻³, $v_T = 10^9$ см/с) получаем $j_{||}^c \approx 0.4$ А/км². Уменьшение числа электронов в конусе потерь, а также усиление продольного тока вызывают рост $\varphi_{||}$. Поскольку магнитосферная плазма обычно бесстолкновительна, разность потенциалов концентрируется в тонком двойном слое.

Имеется ряд моделей продольного электрического поля, возникающего благодаря зеркальной магнитной геометрии. Модели отличаются различными исходными положениями. В [1, 50] предполагается, что весь продольный ток обусловлен электронами, ускоренными продольной разностью потенциалов. Получена примерная пропорциональность $j_{||}$ и $\varphi_{||}$ в достаточно широком диапазоне изменения этих величин, что согласуется с экспериментальными данными. Не учтено, однако, ускорение ионов продольным полем.

Этот эффект, способный существенно повлиять на распределение $E_{||}$, учтен в [6]. Постановка задачи была противоположна вышеописанной. Считалось, что горячие магнитосферные электроны вообще не переносят продольного тока. Ток вверх может переноситься только ионами ионосферного происхождения, ускоренными направленным вверх электрическим полем. Поскольку ионы предполагались холодными, для непрерывного поддержания тока требовалось, чтобы область ускорения двигалась вниз, приводя в движение все новые порции ионов. В результате трубка с током 1 А/км² опустошалась за время ~ 2 ч. Возможно, что таким способом формируется авроральная полость, наблюдаемая в [26]. Поле, ускоряющее ионы, представляет собой непроходимый барьер для электронов ионосферного происхождения. Выше барьера имеются только горячие магнитосферные электроны, концентрация которых невелика (~ 1 см⁻³) по сравнению с концентрацией ниже барьера (10–100 см⁻³). Для того чтобы ионы уменьшили свою концентрацию в 10–100 раз, их необходимо ускорить до энергии порядка 10 кэВ. Интересной особенностью решения является его пространственная периодичность, связанная с возникновением ионных ленгмюровских колебаний, имеющих амплитуду ~ 10 кВ и длину волны вдоль магнитного поля ~ 3 км. Данная за-

дача решалась для открытых силовых линий. Аналогичная задача независимо решалась в [14], где показано, что периодическое решение имеет место и для токов на замкнутых силовых линиях. Ленгмюровские колебания исчезают, если предположить, что выше двойного слоя имеется группа холодных захваченных протонов [8].

2.6.5. Нерешенные проблемы.

1. Отсутствует количественная теория генерации электрического поля крупномасштабной магнитосферной конвекции. Неясно, почему электрическое поле солнечного ветра, направленное с утра на вечер, ослабляется в ~ 7 раз при проникновении в магнитосферу. Остается необъясненной остаточная разность потенциалов ~ 30 кВ, существующая в шапке при нулевом ММП. Неизвестны причины насыщения поля в шапке при больших значениях ММП.

2. Дневная часть продольных токов зоны 1 генерируется благодаря взаимодействию магнитосферы с солнечным ветром. Ночная часть этой зоны находится на магнитных силовых линиях, которые, согласно существующим моделям магнитосферы, проходят вдали от магнитопаузы. Взаимодействие с солнечным ветром на этих силовых линиях, казалось бы, не должно проявляться. Вопрос о происхождении ночной части токов зоны 1 остается открытым.

3. Непонятно, почему внешняя граница плазменного слоя не разрушается желобковой неустойчивостью.

4. Неизвестен механизм расслоения крупномасштабного продольного тока на структуры типа перевернутого V, имеющие ширину ~ 50 км.

5. Отсутствует удовлетворительный механизм формирования авроральной дуги, объясняющий их ширину ~ 10 км и восточно-западную ориентацию. По этой причине не удается объяснить картину мелкомасштабных продольных токов вблизи дуги.

6. Неясно, какой механизм создания продольной разности потенциалов доминирует: зеркальная геометрия магнитного поля или аномальное сопротивление.

Л и т е р а т у р а к г л . 2

1. Антонова Е.Е., Тверской Б.А. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1975. Т. 15, № 3. С. 563-565.
2. Аршинов И.С., Бочев А.В., Абаджиев Н.С. и др. // Космические исследования. 1983. Т. 21. С. 710-717.
3. Афонина Р.Г., Белов Б.А., Гайдук В.Ю. и др. // Геомагнитные вариации, электрические поля и токи. М., 1983. С. 25-38.
4. Афонина Р.Г., Белов Б.А., Гайдук В.Ю. и др. // Геомагнитные вариации, электрические поля и токи. М., 1983. С. 39-51.
5. Волков М.А., Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1985. Т. 25. С. 445-449.
6. Волков М.А., Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1985. Т. 25. С. 829-832.
7. Козелова Т.В., Мельников А.О., Пудовкин М.И. и др. Электрическое поле в стратосфере вблизи разрыва Харанга. Препринт ПГИ-80-2. Апатиты, изд. КФАН СССР, 1980. 35 с.

8. Кропоткин А.П. // Геомagnetизм и аэрономия. 1985. Т. 25. С. 966-970.
9. Липеровский В.А., Пудовкин М.И. Аномальное сопротивление и двойные слои в магнитосферной плазме. М., 1983. 180 с.
10. Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. М., 1983. 192 с.
11. Мальцев Ю.П. Возмущения в магнитосферно-ионосферной системе. Апатиты. 1986. 92 с.
12. Трошичев О.А. Ионосферно-магнитосферные возмущения в высоких широтах. Л., 1986. С. 7-59.
13. Филиппов В.М., Шестакова Л.В., Гальперин Ю.И. // Космические исследования. 1984. Т. 22. С. 557-564.
14. Фридман С.В. Динамика генерации электрических полей внутри-магнитосферными механизмами. Автореф. канд. дис. Иркутск, 1985. 12 с.
15. Aggson T.L. // Atmospheric Emissions / Ed. by B.M. McCormac and A. Omholt. New York, 1969. P. 305-316.
16. A hn B.-H., Akasofu S.-I., Kamide Y., King J.H. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 11028-11032.
17. Araki T., Kamei T., Iyemori T. // Geophys. Res. Lett. 1984. Vol. 11. P. 23-26.
18. B argatze L.F., Baker D.N., McPheron R.L., Hones E.W. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 6387-6394.
19. Baumjohann W., Untiedt J., Greenwald R.A. // J. Geophys. Res. 1980. Vol. 85. P. 1963-1978.
20. Beaujardiere O. de la, Vondrak R., Baron M. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 5051-5062.
21. Bosqued J.M., Maurel C., Sauvaud J.A. et al. // Planet. Space Sci. 1986. Vol. 34. P. 255-269.
22. Brekke A. // Planet. Space Sci. 1977. Vol. 25. P. 1119-1134.
23. Bruning K., Goertz C.K. // J. Geophys. Res. 1986. Vol. 91. P. 7057-7064.
24. Burch J.L., Fields S.A., Heelis R.A. // Physics of solar planetary environments. 1976. Vol. 2. Ed. by D.J. Williams. P. 740-759.
25. Bythrow P.F., Potemra T.A. // Geophys. Res. Lett. 1983. Vol. 10. P. 573-576.
26. Calvert W. // Geophys. Res. Lett. 1981. Vol. 8, N 8. P. 919-921.
27. Carlson C.W., Kelley M.C. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 2349-2360.
28. Casserly R.T., Jr., Cloutier P.A. // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80. P. 2165-2168.
29. Collin H.L., Sharp R.D., Shelly E.G. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. A87. P. 7504-7511.
30. Doyle M.A., Burke W.J. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 9125-9133.

31. Dremuhina L.A., Feldstein Y.I., Levitin A.E. // J. Geophys. Res. 1985, Vol. A90, P. 6657-6661.
32. Elphic R.C., Mutch P.A., Russell C.T. // Geophys. Res. Lett. 1985, Vol. 12, P. 631-634.
33. Greenwald R.A. // Space Sci. Rev. 1983, Vol. 34, P. 305-315.
34. Gurnett D.A., Persoon A.M., Shewan S.D. // EOS. 1982, Vol. 63, P. 1056.
35. Harel M., Wolf R.A., Reiff P.H. et al. // J. Geophys. Res. 1981, Vol. 86, P. 2217-2241.
36. Heelis R.A. // Rev. Geophys. Space Phys. 1982, Vol. 20, P. 567-576.
37. Heppner J.P. // J. Geophys. Res. 1977, Vol. 82, P. 1115-1125.
38. Iijima T., Potemra T.A. // Geophys. Res. Lett. 1982, Vol. 9, P. 442-445.
39. Iijima T., Potemra T.A., Zanetti L.J., Bythrow P.F. // J. Geophys. Res. 1984, Vol. A89, P. 7441-7452.
40. Kamide Y., Vickrey J.F. // Geophys. Res. Lett. 1983, Vol. 10, P. 159-162.
41. Kamide Y., Evans D.S., Cain J.C. // J. Geomagn. a. Geoelectr. 1985, Vol. 36, P. 521-527.
42. Kan J.R., Kamide Y. // J. Geophys. Res. 1985, Vol. 90, P. 7615-7619.
43. Kelly T.J., Russell C.T., Walker R.J. et al. // J. Geophys. Res. 1986, Vol. 91, P. 6945-6958.
44. Knight S. // Planet. Space Sci. 1973, Vol. 21, P. 741-750.
45. Kunkel T., Baumjohann W., Untiedt J., Greenwald R.A. // J. Geophys. 1986, Vol. 59, P. 73-86.
46. Levitin A.E., Afonina R.G., Belov B.A., Feldstein Ya.I. // Phil. Trans. R. Soc. London. 1982, Vol. A304, P. 253-301.
47. Lin C.S., Hoffman R.A. // Space Sci. Rev. 1982, Vol. 33, P. 415-457.
48. Lyons L.R., Evans D.S., Lundin R. // J. Geophys. Res. 1979, Vol. 84, P. 457-461.
49. Mallinckrodt A.J., Carlson C.W. // J. Geophys. Res. 1985, Vol. A90, P. 399-408.
50. Marklund G. // Planet. Space Sci. 1984, Vol. 32, P. 193-211.
51. Maynard N.C., Nahnson A., Christophersen P. et al. // J. Geophys. Res. 1973, Vol. 78, P. 3976-3980.
52. Mozer F.S., Cattell C.A., Hudson M.K. et al. // Space Sci. Rev. 1980, Vol. 27, P. 155-213.
53. Nielsen E., Greenwald R.A. // J. Geophys. Res. 1978, Vol. 83, P. 5645-5654.
54. Nielsen E., Greenwald R.A. // J. Geophys. Res. 1979, Vol. 84, P. 4189-4200.

55. P o t e m r a T.A. // Report at Nobel Symposium N 54. 1982. P. 19.
56. P r i m d a h l F., B a h u s e n A., E j i r j M. et al. // Planet. Space Sci. 1984. Vol. 32. P. 561-583.
57. R e i f f P.H., S p i r o R.W., H i l l T.W. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 7639-7648.
58. S a f l e k o s N.A., S h e e h a n R.E., C a r o - v i l l a n o R.L. // Rev. Geophys. Space Phys. 1982. Vol. 20. P. 709-734.
59. S h e l l y E.G. // Space Sci. Rev. 1979. Vol. 23. P. 465-497.
60. S h u m a n B.M., V a n c o u r R.P., S m i d d y M. et al. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 5561-5575.
61. S o i k a J.J., R a s m u s s e n C.E., S c h u n k R.W. // J. Geophys. Res. 1986. Vol. A91. P. 11281-11290.
62. S t e n b a e k - N i e l s e n H.C., H a l l i n a n T.J., W e s c o t t E.M., F o e p p l H. // J. Geo-phys. Res. 1984. Vol. A89. P. 10788-10800.
63. S t e r n D.P. // Rev. Geophys. a. Space Phys. 1983. Vol. 1. P. 125-138.
64. T h e i l e B., W i l h e l m K. // Planet. Space Sci. 1980. Vol. 28. P. 351-355.
65. T r e i l h o u J.-P., K o z e l o v a T.V., L a z u - t i n L.L. et al. // Adv. Space Res. 1985. Vol. 5. P. 163-169.
66. V a s y l i u n a s V.M. // Particles and Fields in the Magnetosphere / Ed. by B.M. McCormac. Dordrecht, Nether-land. 1970. P. 60-71.
67. W e i m e r D.R., G o e r t z C.K., G u r n e t t D.A. et al. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. A90. P. 7479-7494.
68. W e s c o t t E.M., S t o l a r i k J.D., H e p - p n e r J.P. // J. Geophys. Res. 1969. Vol. 74. P. 3469-3487.
69. Y a u A.W., W h a l e n B.A., C r e u t z b e r g F. // Geophys. Res. Lett. 1981. Vol. 8. P. 373-376.

Глава 3. ПЛАЗМЕННЫЙ СЛОЙ И АВРОРАЛЬНЫЕ ВЫСЫПАНИЯ

3.1. Структура плазменного слоя

3.1.1. Схемы деления плазменного слоя. В [62, 38] по данным наблюдений на спутниках ISIS-1, -2 плазменный слой был разделен на центральную и пограничную части. Центральная часть характеризуется высыпанием электронов, имеющих устойчивую временную и пространственную структуру с сравнительно большой средней энергией. Пограничная часть характеризуется высыпаниями, имеющими вид всплесков, пространственная структура вторжений неустойчивая, средняя энергия электронов ниже, чем в центральной части. Всплески высыпаний связываются с обратными V-структурами, дугами сияний [62, 38, 28]. Высыпания, создающие диффузные сияния, наблюдаются в обеих частях, но в пограничной части энергия электронов, отвечающих за эти сияния, меньше [62, 38, 44].

В [1, 25] плазменный слой был разделен на три части: внутреннюю, центральную и пограничную. По этой схеме дуги сияний проектируются не в пограничный, а в центральный плазменный слой. Ближе к Земле и дальше от нее находятся области, ответственные за диффузные сияния с мягким энергетическим спектром. Характеристики пограничной части были определены по измерениям в предполуденном секторе [1]. Самая южная дуга сияний находится по этой схеме вблизи границы устойчивого захвата энергичных (>40 кэВ) электронов [25].

В [40, 41] по данным измерений электронов на полярном спутнике DMSR плазменный слой был разделен на две области (рис. 3.1). В области мягких высыпаний, которая наблюдалась ближе к полюсу, регистрировались электроны со средней энергией ниже 500 эВ. В области жестких высыпаний, экваториальнее первой, средняя энергия электронов была выше 500 эВ. Дуги сияний обнаруживаются в обеих областях; в области жестких высыпаний энергетический спектр электронов в дуге более жесткий, чем в области мягких высыпаний. Дуги в приполюсной области относятся к дугам полярной шапки.

Размеры областей мягких и жестких диффузных высыпаний зависят от магнитной активности и фаз суббури (рис. 3.1 и 3.2). Видно, что во время спокойных условий область, занятая жесткими высыпаниями, меньше области, занятой мягкими высыпаниями (рис. 3.1). Дуги сияний на ночной стороне (не учитывая дуги полярной шапки) сконцентрированы в узкой области на границе мягких и жестких высыпаний. Во время возмущенных условий область жестких высыпаний существенно расширяется, занимая почти всю область высыпаний и оставляя для области с мягкими высыпаниями небольшие участки в утреннем и вечернем секторах.

На рис. 3.2 перед суббурей при северном направлении B_z -компоненты межпланетного магнитного поля область мягких высыпаний

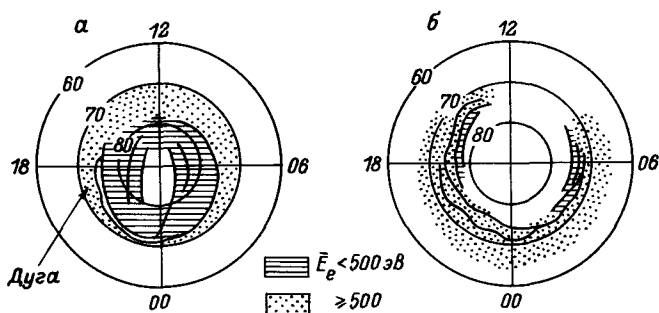


Рис. 3.1. Области высыпаний электронов с мягким ($\bar{E} < 500$ эВ) и жестким ($\bar{E} \geq 500$ эВ) энергетическими спектрами для спокойного (а) и возмущенного (б) уровней магнитной активности [40].

Линиями обозначены дуги сияний.

широкая, жестких – узкая. На подготовительной фазе суббури при повороте B_z к югу радиусы обеих областей увеличиваются и их ширина сравнивается. На активной фазе почти всю площадь высыпаний занимает область жестких высыпаний. После окончания активной фазы суббури первоначальная картина восстанавливается.

Схема, представленная на рис. 3.2, правильно отражает реальную картину динамики областей плазменного слоя в проекции на ионосферу, но здесь, как нам кажется, потеряна вторая область мягких вторжений экваториальнее жестких высыпаний, представленная в схеме [25] как внутренняя часть плазменного слоя. Вероятно, используемая в [7] энергетическая характеристика 500 эВ не позволяет этот слой выделить. Средняя энергия вторгающихся электронов в этой области выше 500 эВ. В других отношениях схемы деления плазменного слоя в [25] и [40] весьма близки.

Схема деления плазменного слоя на три части (внутреннюю, центральную и пограничную) [25] является наиболее общей, поскольку учитывает разный уровень магнитной активности и наиболее полный набор характеристик высыпающихся электронных потоков.

3.1.2. Энергетический спектр вторгающихся электронов. Основной поток электронов плазменного слоя сосредоточен в области энергий 40 эВ–10 КэВ. В [38, 44, 1, 40, 56] можно найти множество спектров электронных высыпаний из разных частей плазменного слоя. Высыпания с гладким спектром, без выраженного максимума, измеряются в диффузных сияниях. Они наблюдаются по всей зоне высыпаний и преобладают во внутренней и пограничной частях плазменного слоя [1, 25, 40]. В центральной части плазменного слоя наблюдается дополнительный резкий максимум в области энергий 1–10 КэВ. Такие спектры характерны для областей с высыпаниями электронов типа обратного V и для дуг сияний, где происходят процессы продольного ускорения частиц [28, 44, 25].

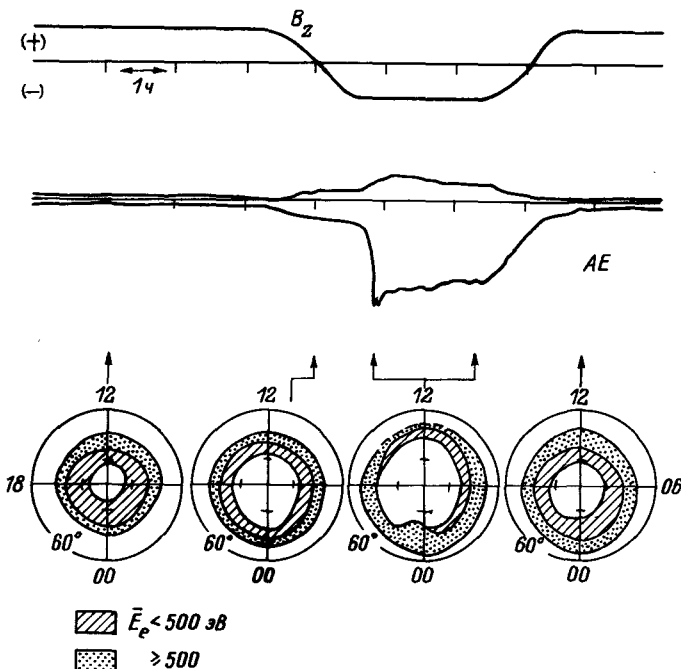


Рис. 3.2. Динамика изменений областей высыпаний с мягкими ($\bar{E} < 500$ эВ) и жестким ($\bar{E} > 500$ эВ) энергетическими спектрами во время суббури [41].

3.1.3. Выводы. Обобщая приведенные схемы деления плазменного слоя, можно резюмировать следующее.

1. На всем протяжении плазменного слоя, от внутренней до внешней границ, наблюдаются диффузные высыпания с гладким энергетическим спектром. Вблизи внутренней границы спектр мягкий, затем, по мере удаления от Земли, он становится более жестким и, наконец, при приближении к внешней границе снова смягчается.

2. Внутри плазменного слоя, а значит и области диффузных высыпаний, происходят процессы, создающие дополнительный максимум в области энергий 1–10 кэВ. Этот максимум формируется в результате продольного ускорения частиц в области обратных V-структур и дугах сияний.

3.2. Авроральная магнитосфера

3.2.1. Введение. Здесь мы хотим обсудить еще одно представление о структуре плазменного слоя, которое соответствует схеме [25] и где для центральной части плазменного слоя используется термин „авроральная магнитосфера“. Термин „авроральная радиация“, относящийся к частицам, заселяющим ночную часть магнитосферы,

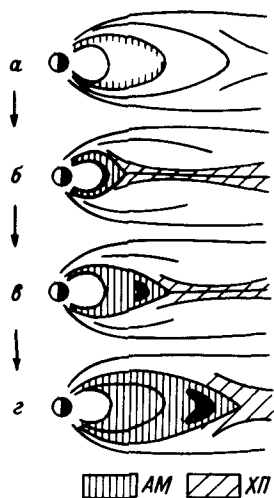


Рис. 3.3. Динамика изменения авроральной магнитосферы (АМ) и холодного плазменного слоя (ХП) во время суббури [6].

а – спокойный период; б – начало активной фазы; в–г – ступенчатое расширение авроральной магнитосферы. Зачерненная часть – положение активной области.

Стрелки слева – временная последовательность развития суббури.

был введен более 20 лет назад [10].

В авроральную радиацию были включены частицы с энергией от единиц килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт, появляющиеся вблизи внутренней границы плазменного слоя во время возмущений. В [6]

используется термин „авроральная магнитосфера“. Последний термин описывает область, занятую авроральными частицами как вне, так и внутри зоны устойчивого захвата. Мы рассмотрим изменение структуры плазменного слоя во время развития суббури.

3.2.2. Динамика авроральной магнитосферы. На рис. 3.3 имеется две критические области, в которых можно ожидать развитие неустойчивости в конце подготовительной фазы суббури. Первая область, авроральная магнитосфера (АМ), находится на замкнутых квазидипольных магнитных силовых линиях. В эту область в результате конвекционного дрейфа проникают частицы плазменного слоя. Процесс переноса сопровождается разогревом частиц за счет бетатронного и Ферми ускорений. К концу подготовительной фазы и далее во время активной фазы в этой области, области устойчивого захвата частиц, оказывается значительная часть горячего плазменного слоя. Именно здесь, по мнению [6, 36], создаются условия для развития неустойчивости аврорального брейкапа.

Вторая область – хвост магнитосферы с холодной плазмой (ХП) и с магнитными силовыми линиями встречного направления. Для этой области во многих работах рассматриваются возможности развития пересоединения магнитного поля (разд. 11.6). В результате пересоединения происходит как ускорение частиц, так и отрыв части плазменного слоя, уходящей в солнечный ветер.

Размеры АМ и ХП существенно меняются во время развития суббури. На подготовительной фазе АМ сжимается и приближается к Земле, ХП – утончается (рис. 3.3, б). Эти изменения сопровождаются ростом напряженности магнитного поля в долях хвоста магнитосферы, усилением конвекции и накоплением энергии в магнитосфере.

На активной фазе суббури АМ расширяется, ХП отступает от Земли. Расширение АМ вызывается взрывным разрушением поперечного тока в хвосте магнитосферы в ближайшей к Земле его части и соот-

ветствующей диполизацией магнитного поля (рис. 3.3). Одновременно наблюдается быстрое ускорение частиц и сброс их в атмосферу Земли. На рис. 3.3 зачерненная часть внутри АМ указывает положение области наиболее активного ускорения частиц, области брейкапа. Экспериментальное обоснование структуры плазменного слоя и ее динамики приведено в [6, 35].

3.2.3. Выводы. Область магнитосферы, включаемая в авроральную магнитосферу, является более обширной, чем центральный плазменный слой по [25]. Сюда входит внешняя часть радиационного пояса. В [38] показано, что дуги сияний во время развития активности могут находиться как внутри границы устойчивого захвата электронов ($E > 40$ кэВ), так и вне ее. По нашему мнению, положение дуг сияний относительно границы зависит от степени развития активной фазы суббури. Факты, приведенные в [35], показывают, что суббуря начинается со вспышки дуги, расположенной внутри границы устойчивого захвата частиц. Объяснение вспышек дуг сияний, расположенных внутри границы устойчивого захвата, является существенным моментом теории магнитосферной суббури.

3.3. Динамика границы захвата энергичных электронов

3.3.1. Введение. Имеется два определения внешней границы радиационного пояса: по уменьшению потока электронов на 1–2 порядка при выходе спутника из радиационного пояса (крутая граница) и по уменьшению потока до фоновому уровню (фоновая граница) [42, 38]. Мы рассмотрим крутую границу. Положение этой границы зависит от энергии частиц – с уменьшением энергии она отодвигается от Земли. Наибольшая изменчивость границы наблюдается на ночной стороне. Ток, протекающий в плазменном слое хвоста магнитосферы, приводит к вытягиванию магнитных силовых линий в направлении от Земли. Изменения этого тока, а также продольных токов, соединяющих плазменный слой и ионосферу, меняют топологию магнитного поля и условия захвата энергичных частиц.

3.3.2. Связь положения границы радиационного пояса с магнитной активностью. Основные закономерности этой связи были получены по данным измерений на геостационарных спутниках, начиная с [37], и состоят в следующем:

- 1) вероятность пересечения внешней границы радиационного пояса геостационарным спутником максимальна вблизи местной полуночи и растет с увеличением магнитной активности [19, 23, 26];
- 2) на подготовительной фазе суббури наблюдается смещение границы к Земле [52, 18], что сопровождается вытягиванием магнитных силовых линий в хвост магнитосферы;
- 3) на активной фазе суббури граница смещается от Земли. Одновременно на геостационарной орбите восстанавливается квазидипольная конфигурация магнитного поля [60, 52, 18].

3.3.3. О механизме образования внешней границы радиационного пояса. При вытягивании магнитных силовых линий в хвост магнитосферы на подготовительной фазе суббури траектории дрейфа частиц

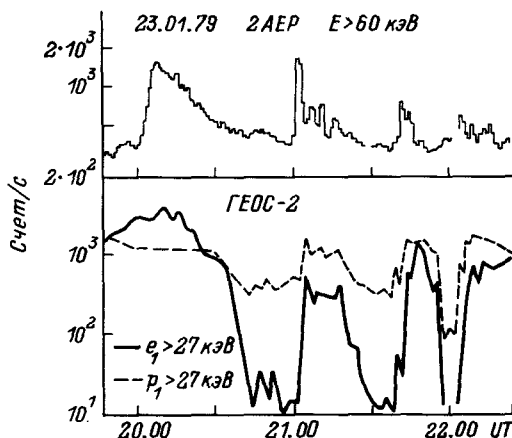


Рис. 3.4. Пример синхронных измерений в сопряженных областях высыпаний электронов (по измерениям тормозного рентгеновского излучения на аэростате) и динамики границы радиационного пояса (по измерениям частиц на ГЕОС-2) [35].

Провалы в потоках частиц наблюдаются перед вспышками активности.

в силу сохранения первых двух адиабатических инвариантов приближаются к Земле [12]. Усиление электрического поля, направленного с утренней стороны на вечернюю, приводит к дополнительному смещению границы. Кроме того, на положение границы в ночном секторе влияет изменение конфигурации магнитосферы в целом. Как известно, при появлении южной компоненты межпланетного магнитного поля магнитопауза смещается на $(1-2)R_E$ ближе к Земле на дневной стороне [16, 39]. В этом случае часть частиц внешнего радиационного пояса уходит из магнитосферы через магнитопаузу. По всей видимости, во время суббури более важными факторами, влияющими на положение границы на ночной стороне Земли, являются изменения конфигурации магнитного поля и электрического поля конвекции.

Пример изменений потоков частиц в экваториальной плоскости магнитосферы и ионосфере представлен на рис. 3.4. Аэростат и спутник находились в сопряженных областях вблизи границы радиационного пояса. В рассмотренном случае наблюдалось три суббури, на подготовительной фазе каждой из них граница радиационного пояса смещалась к Земле. Всплески рентгеновского излучения (кроме первого бухтообразного возрастания) наблюдаются при движении границы от Земли во время развития активных фаз суббурь [36].

Анализ данных, полученных на ГЕОС-2, показывает, что провалы в потоках электронов наблюдаются, когда возрастает радиальная и уменьшается вертикальная компоненты магнитного поля. Изменения в поле вызваны как приближением токового слоя к Земле, так и увеличением интенсивности тока [35].

3.3.4. Механизмы сброса частиц на подготовительной фазе суббури. Высыпания частиц на подготовительной фазе наблюдаются в полосе шириной $1-2^\circ$, медленно смещающейся в южном направлении. На диффузное свечение могут накладываться дуги сияний [29, 59]. Измерения рентгеновского излучения на аэростатах показывают (пример такого измерения приведен на рис. 3.4 в 20.00-20.30 UT) что высыпания электронов характеризуются жестким энергетическим спектром. Характеристическая энергия для экспоненциального представления спектра имеет величину $E_0 = 20-50$ кэВ, тогда как на активной фазе $E_0 \leq 20$ кэВ [8]. Наличие высыпаний с таким жестким спектром свидетельствует о том, что это электроны радиационного пояса. Предполагается [35], что они происходят из области вблизи внешней границы радиационного пояса.

В ранних работах сброс частиц в атмосферу связывался с увеличением питч-угловой анизотропии при их дрейфе к земле. Анизотропия приводит к росту волновой активности на гирочастоте электронов и питч-угловой диффузии [35]. Однако измерения на спутниках показали отсутствие заметного ОНЧ-излучения на подготовительной фазе [51].

Причиной высыпания частиц может быть также питч-угловая диффузия в окрестности токового слоя хвоста магнитосферы [61, 54].

Третья возможность сброса частиц на подготовительной фазе суббури связана с расширением конуса потерь частиц при дрейфе магнитной силовой трубки к земле. Первый и второй инварианты движения частиц в данном случае сохраняются. Расчеты потока низкоэнергичных электронов в конус потерь были проведены в [7]. Оценки показывают, что дрейф частиц к Земле, вызванный как усилением поля конвекции, так и деформацией магнитного поля может объяснить как образование крутой внешней границы радиационного пояса, так и морфологические характеристики сбрасываемого потока электронов [35].

3.3.5. Выводы.

1. Изменение положения границы радиационного пояса является хорошо установленной особенностью магнитосферной суббури. На подготовительной фазе суббури граница смещается к Земле, на активной фазе — отодвигается от Земли.

2. Движение границы вызвано как изменением электрического поля конвекции, так и деформацией магнитного поля при изменении токов в плазменном слое.

3. Высыпание частиц в атмосферу на подготовительной фазе связано с движением границы радиационного пояса к Земле и происходит из области, расположенной вблизи нее. Жесткий энергетический спектр вторжений указывает, что источником электронов является внешний радиационный пояс.

4. Имеется три механизма сброса частиц на подготовительной фазе суббури: сброс в результате рассеяния на волнах, диффузия в окрестностях токового слоя и увеличение конуса потерь при дрейфе магнитной силовой трубки к Земле. Для оценки вклада каждого

механизма в общий поток частиц необходимы дополнительные комплексные измерения, а также расчеты динамики частиц в реальных конфигурациях электрических и магнитных полей.

3.4. Внутренняя граница плазменного слоя, инжекция частиц

3.4.1. Структура внутренней границы. При рассмотрении внутренней границы всегда возникают вопросы: как определить эту границу? Какие характеристики взять за основу? Трудности вызваны также тем, что структура границы зависит от предшествующих событий. Граница формируется в результате как длительного процесса конвекции плазмы, так и быстрых процессов во время суббури. Ниже будет рассмотрена внутренняя граница плазменного слоя по данным для электронов с энергией от нескольких десятков электрон-вольт до 10 кэВ. Мы не будем рассматривать протоны плазменного слоя. Инжекция протонов плазменного слоя, формирование кольцевого тока рассмотрены в [9].

Особенностью внутренней границы является уменьшение средней энергии электронов в 5-10 раз на расстоянии $1 R_E$ [58, 24, 35]. С ростом энергии граница удаляется от Земли [24, 53, 27]. Измерения на ISEE-1, 2 показали, что разброс положений границ для электронов разных энергий меняется в пределах до нескольких R_E и зависит от местного времени [24]. Полная плотность электронов уменьшается на более близком к Земле расстоянии, в области, где падает поток низкоэнергичных электронов (30-200 эВ) [24].

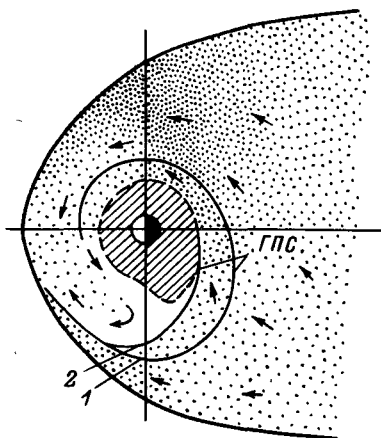
Расстояние до внутреннего края плазменного слоя меняется с местным временем. В вечернем и предполуночном секторах плазменный слой находится дальше от Земли, чем в утреннем и дневном. На рис. 3.5 приведено положение внутренней границы и плазмопаузы из [24] для разных уровней активности. В ночные и утренние часы плазмопауза и внутренняя граница соприкасаются, тогда как в вечернем и предполуночном секторах они расходятся [27, 24, 30]. Внутренняя граница электронов с энергией 100 эВ совпадает с плазмопаузой с точностью до $0.3 R_E$ [31]. Граница электронов с энергией больше 100 эВ расходится с плазмопаузой, и это расхождение увеличивается с ростом энергии.

Существенную роль в формировании границы играет высыпание электронов и протонов плазменного слоя в атмосферу Земли. Вблизи границы наблюдаются потоки электронов с пич-угловым распределением, направленным вдоль магнитного поля [14]. Граница плазменного слоя совпадает с экваториальной границей диффузных сияний [25].

Приведенные факты еще не нашли удовлетворительного теоретического объяснения. Существенную роль при построении моделей должно играть распределение электрического поля вблизи внутренней границы. Отдельные измерения показывают, что здесь могут наблюдаться большие электрические поля, направленные к границе плазменного слоя [21]. Другими факторами, влияющими на форми-

Рис. 3.5. Динамика внутренней границы плазменного слоя [24].

Точками показана область плазменного слоя, штрихами — плазмосфера. ГПС — граница плазменного слоя; 1 — положение ГПС в спокойных условиях; 2 — положение ГПС в возмущенных условиях; стрелки указывают направление конвекции плазмы.



рование границы, являются: система продольных токов и высыпание частиц.

3.4.2. Фронт инжекции. В плазменном слое фронт инжекции определяется резким, в течение 1 мин, возрастанием потока электронов с энергиями меньше 20 кэВ и изменением магнитного поля от вытянутого в хвост к более дипольному после прохождения фронта. Раньше [50] фронт инжекции по магнитным данным характеризовали как волну сжатия. Фронты распространяются к Земле со скоростью 10–100 км/с [46]. Наблюдаются также фронты, распространяющиеся в азимутальном направлении [15]. Возникновение фронтов связано с суббурями, и поэтому они чаще наблюдаются в районе полуночи. Здесь же регистрируются наибольшие скорости распространения фронтов [17].

Прохождение фронта инжекции сопровождается высыпанием энергичных электронов [43, 22]. В [14] показано, что в первые минуты после регистрации фронта пичч-угловое распределение изотропно, затем наблюдается максимум потока вдоль магнитного поля и через 10 мин после прохождения фронта распределение принимает типичную форму с максимумом поперек магнитного поля. Продольное распределение связывают с ускорением электронов вдоль магнитного поля [14, 46]. Сравнение данных наземных наблюдений за сияниями (положение дуг) и геостационарного спутника ATS-5 (фронты инжекции) показало, что фронты инжекций соответствуют дугам, вспыхивающим в экваториальной части зоны диффузных сияний. Фронты инжекций и вспышки дуг наблюдаются в начале суббурь [22]. В [20, 63] высказано предположение, что граница инжекции электронов с энергией в несколько килоэлектронвольт соответствует разрыву Харанга в системе авроральных электроструй. Внутренняя граница плазменного слоя связана с системой продольных токов зоны 2 [2]. Изменение характеристик этой границы при прохождении фронтов инжекций существенно влияет на эти токи и должно учитываться при построении моделей ионосферно-магнитосферных связей (об электрических полях и токах в разрыве Харанга см. в разд. 2.3).

3.4.3. Выводы.

1. Характеристики внутренней границы плазменного слоя меняются с развитием активности в магнитосфере Земли. При небольших магнитных возмущениях она формируется медленными процессами конвекции плазмы в магнитосфере. Здесь основную роль играют: распределение и медленные вариации электрического поля, потери частиц при их высыпании в атмосферу. Пространственные градиенты в распределении частиц малы, граница занимает несколько R_E .

2. Во время суббурь вблизи границы наблюдаются фронты инжекций частиц. Они меняют характеристики границы. Градиенты в распределении частиц возрастают, граница становится крутой, толщина $\leq 1 R_E$ [15, 14, 24]. Прохождение фронтов инжекций сопровождается активными высыпаниями частиц в атмосферу Земли вблизи внутренней границы [22] и существенным изменением ионосферной токовой системы.

3.5. Структура полей и токов в окрестности распространяющегося на запад изгиба сияний (WTS)

3.5.1. Морфологические свойства WTS. WTS является западным краем расширяющейся во время суббури авроральной выпуклости. Он образуется в районе полуночного меридиана и распространяется на запад, отсюда и его название. Средняя скорость распространения WTS равна 1–2 км/с, хотя иногда бывает ~ 10 км/с.

WTS может занимать интервал широт от 2 до 7° . С ним связана одна или несколько дуг, вытянутых в вечерний сектор. Уярчение дуги перед изгибом распространяется на запад со скоростью, большей скорости WTS и достигающей 30 км/с [47]. Спектр высыпающихся электронов в уярчившейся дуге перед WTS имеет пик на большей энергии (≥ 8 кэВ), чем в спокойных дискретных дугах, где пик наблюдается на 1–3 кэВ [45].

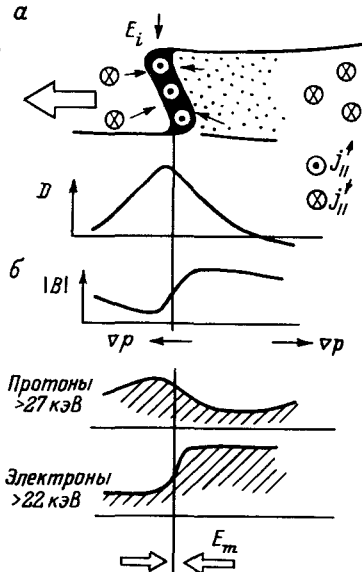
Внутри WTS во всей так называемой „активной“ области с яркими дискретными сияниями наблюдается резкое возрастание риометрического поглощения и рентгеновского излучения. Спектры высыпающихся в эту область электронов имеют прямоугольную форму в интервале от 0,2 до 20 кэВ.

Распределение протонов в окрестности WTS изучено недостаточно. Имеются данные, показывающие отсутствие высыпаний протонов внутри изгиба [13].

3.5.2. Поля и токи в окрестности WTS. Исследования с помощью радарной установки STARE и сети магнитометров в Северной Скандинавии позволили получить двумерное распределение эквивалентных ионосферных токов и электрического поля E в окрестности WTS. Было обнаружено, что с WTS связан вихрь дифференциальных эквивалентных ионосферных токов, вращающихся против часовой стрелки. Вихрь окружает западную часть активной области внутри WTS. Поле E направлено почти радиально к центральной части WTS [33, 11, 47].

Рис. 3.6. Распределение полей, токов и частиц в окрестности WTS в ионосфере (а) и магнитосфере (б).

E_i и $j_{||}$ — электрическое поле и продольный ток на уровне ионосферы; D — вариация магнитного поля на поверхности Земли, активная область затемнена; ∇p , B и E_m — азимутальный градиент давления, модуль магнитного поля и электрическое поле в магнитосфере.



Полученная картина полей и токов соответствует существованию внутри WTS локализованного продольного тока, вытекающего из ионосферы $j_{||}^{\uparrow}$ (рис. 3.6, а). По проведенным оценкам полная величина этого тока составляет от $5 \cdot 10^4$ [33] до 10^6 А [47]. К востоку от вытекающего тока $j_{||}^{\uparrow}$ наблюдается область западной электроструи. Втекающий в ионосферу продольный ток располагается в восточной части авроральной выпуклости. Эту систему из двух продольных токов, замкнутых на западную электрострую, называют иногда токовым клином суббури.

Характер распределения эквивалентных ионосферных токов перед областью WTS позволяет предположить существование перед изгибом еще одного втекающего в ионосферу продольного тока [3]. Полная величина его в рассмотренных случаях составила 10^4 – 10^5 , т.е. на порядок величины меньше полного продольного тока внутри WTS. Этот ток может быть связан с регистрируемым перед изгибом полем E восточного направления (рис. 3.6, а) и провалом электронной концентрации на высотах от 87 до 207 км, наблюдаемыми по данным установки некогерентного рассеяния EISCAT перед резким возрастанием плотности в области WTS [32].

3.5.3. WTS вблизи экваториальной плоскости магнитосферы.

В настоящее время накопилось достаточное число измерений электрического и магнитного полей и частиц на геостационарных спутниках во время прохождения через меридиан спутника изгиба, наблюдаемого в магнитосопряженной области в ионосфере [48, 49, 4, 5]. Используемые ниже выражения „внутри WTS” и „перед WTS” соответствуют случаям, когда спутник находился на меридиане WTS и к западу от него соответственно.

Анализ одновременных наблюдений на Земле и геостационарном спутнике позволил выявить следующие черты проявления WTS в магнитосфере на $6.6 R_E$ (рис. 3.6, б):

1) резкое возрастание потоков энергичных электронов с энергией > 20 кэВ внутри WTS;

2) изменение конфигурации магнитного поля от вытянутой в хвост перед WTS к более дипольной после WTS;

3) смена появившегося восточного электрического поля перед WTS западным после WTS, что согласуется с наблюдениями электрического поля в ионосфере. Вблизи меридиана WTS наблюдаются кратковременные усиления поля E до 10–20 мВ/м;

4) возрастание потоков энергичных протонов к западу от WTS и уменьшение к востоку от него. Изменение направления азимутальной составляющей градиента давления ∇p с западного на восточное;

5) повышение активности электростатических и электромагнитных волн в диапазоне от 0.2 до 5 кГц [57].

О положении спутника относительно области WTS по широте (или по радиальному расстоянию R от Земли) можно судить следующим образом. При $K_p < 4$ геостационарный спутник находится внутри радиационного пояса. Крупномасштабные изгибы (> 100 км) с длительностью вариаций D компоненты магнитного поля на Земле ~ 10 мин сопровождаются в этих случаях прохождением мимо геостационарного спутника фронтов, к востоку от которых наблюдаются диполизация магнитного поля и возрастание потоков энергичных электронов. Эти фронты подобны фронтам инъекции, рассмотренным в разд. 3.4. Им соответствуют, вероятно, дуги сияний, расположенные к юго-востоку от WTS и движущиеся на юго-запад. В таких случаях спутник может располагаться на силовой линии, пересекающей ионосферу экваториальнее WTS.

При $K_p \geq 4$ около полуночи внешняя граница радиационного пояса наблюдается вблизи геостационарной орбиты. В таких условиях на спутнике регистрируются все перечисленные выше черты WTS и радиальный градиент давления ∇p , направленный к Земле [49]. Это допускает возможность рассматривать WTS как результат перестановочной неустойчивости, которая развивается на границе, где ∇p и ∇B имеют одинаковое направление [55].

На внутренней границе плазменного слоя, которая наблюдается вблизи геостационарной орбиты при $K_p < 2$, градиент давления ∇p направлен от Земли. Возможная генерация WTS в этой области рассмотрена в разд. 9.5.

3.5.4. Выводы. Основные результаты состоят в следующем.

1. На уровне ионосферы перед WTS наблюдается восточное электрическое поле, после WTS – западное. Область WTS связана с вытекающим из ионосферы продольным током величиной до 10^6 А. Втекающий ток находится на восточном краю авроральной выпуклости. Перед WTS наблюдается добавочный слой втекающего продольного тока.

2. Вблизи экваториальной плоскости магнитосферы на внешней границе радиационного пояса прохождение WTS сопровождается наблюдением фронта, разделяющего области с квазидипольными и вытянутыми в хвост магнитными силовыми линиями. На фронте наблюдаются ослабление потоков энергичных протонов, резкое возрастание

тание потоков энергичных электронов и изменение направления азимутального электрического поля с восточного на западное.

Л и т е р а т у р а к г л . 3

1. В а л ь ч у к Т.Е., Г а л ь п е р и н Ю.И., К р а н ь е Ж. и др. // Космические исследования, 1979, Т. 17, С. 559-579.
2. В о л к о в Н.А., Л я ц к и й В.Б., М а л ь ц е в Ю.П. // Геомагнетизм и аэрoнoмия. 1985, Т. 25, С. 445-449.
3. К о з е л о в а Т.В., Л я ц к и й В.Б. // Геомагнетизм и аэрoнoмия. 1984, Т. 24, С. 228-231.
4. К о з е л о в а Т.В., Л а з у т и н Л.Л., П у д о в к и н М.И. и др. // Геомагнетизм и аэрoнoмия. 1986, Т. 26, С. 621-627.
5. К о з е л о в а Т.В., Т р е й ю Ж.-П., К о р т А. и др. // Геомагнетизм и аэрoнoмия. 1986, Т. 26, С. 963-969.
6. Л а з у т и н Л.Л. Геометрия брейкапа и модель суббури в авроральной магнитосфере. Препринт ПГИ-85-01-39. Апатиты, 1985, С. 48.
7. Л я ц к и й В.Б., М а л ь ц е в Ю.П. // Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. М., 1983, С. 192.
8. М е л ь н и к о в А.О., Ж у л и н И.Л., Л а з у т и н Л.Л. и др. // Магнитосферные возмущения и процессы зоны полярных сияний. Апатиты, 1976, С. 24-47.
9. Н и ш и д а А. // Геомагнитный диагноз магнитосферы. М., 1980, С. 299.
10. О' Б р а й е н Б.Ж. // Космическая физика. М., 1966, С. 527.
11. П е т р о в В.Г., К о з е л о в а Т.В., Л а з у т и н Л.Л., Т р е й ю Ж.-П. // Геомагнетизм и аэрoнoмия. 1984, Т. 24, С. 232-236.
12. Р о д е р е р Х. // Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. М., 1972, С. 192.
13. A k a s o f u S.-I., E a t h e r R.H., B r a d - b u t t J.N. // Planet. Space Sci. 1969, Vol. 17, P. 1409-1412.
14. A r n o l d y R.L. // J. Geophys. Res. 1986, Vol. 91, P. 13411-13421.
15. A r n o l d y R.L., M o o r e T.E. / J. Geophys. Res. Vol. 88, 1983, P. 6213-6220.
16. A u b r y M.P., R u s s e l l C.T., K i v e l - s o n M. // J. Geophys. Res. 1970, Vol. 75, P. 7018-7031.
17. B a k e r D.N., F r i t z T.A. // Achievements of the IMS. Proceedings of International Symposium, Graz, Austria, 26-28 June 1984, P. 85-96.
18. B a k e r D.N., H o n e s E.W. Jr., B e l i a n R.D. et al. // J. Geophys. Res. 1982, Vol. 87, P. 6121-6136.
19. B o g o t t F.H., M o z e r F.S. // J. Geophys. Res. 1973, Vol. 78, P. 8119-8127.
20. B r e k k e A. // Planet. Space Sci. 1977, Vol. 25, P. 1119-1134.
21. D e F e r a u d y H., H i g e l B. // Planet. Space Sci. 1982, Vol. 30, P. 483-489.
22. E a t h e r R.H., M e n d e S.D., J u d g e R.J.R. // J. Geophys. Res. 1976, Vol. 81, P. 2805-2824.

23. E r i k s o n N.N., W i n k l e r J.R. // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 8373-8380.
24. F a i r f i e l d D.H., V i n a s A.F. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 841-854.
25. F e l d s t e i n Ya.I., G a l p e r i n Yu.I. // Rev. of Geophys. 1985. Vol. 23. P. 217-275.
26. F e y n m a n J., H a r d y D.A., M u l l e n E.G. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 1517-1526.
27. F r a n k L.A. // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. P. 2265-2275.
28. F r a n k L.A., A c k e r s o n K.L. // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. P. 3612-3643.
29. F u k u n i s h i H. // JARE Sci. Rept. A. 1973. N 11. P. 25.
30. H o r w i t z J.L., C o b b W.K., B o u g h e r C.R. et al. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. P. 9059-9069.
31. H o r w i t z J.L., M e n t e e r S., T u r n l e y J. et al. // J. Geophys. Res. 1986. Vol. 91. P. 8861-8882.
32. H u u s k o n e n A., S i l e n J., T u r u n e n T. // Proceedings of the first Soviet-Finnish auroral workshop Oct. 1-6, 1984, Leningrad / Ed. by R. Pellinen, M. Uspensky. Rep. 44. Helsinki, 1986. P. 27-32.
33. I n h e s t e r B., B a u m j o h a n n W., G r e e n w a l d R.A., N i e l s e n E. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 155-162.
34. K e n n e l J.F., P e t s c h e k H.E. // J. Geophys. Res. 1966. Vol. 71. P. 1-28.
35. L a z u t i n L.L. // X-ray emission of auroral electrons and magnetospheric dynamics / Ed. L.J. Lanzerotti, M. Hill, D. Stöfler. 1986. P. 220.
36. L a z u t i n L.L., G u s t a f s s o n G., K r e m s e r G. et al. // Proc. Conf. Achiev. IMS, 26-28 June, Graz, Austria, ESA SP 217. 1984. P. 315-318.
37. L e z n i a k T.W., W i n k l e r J.R. // J. Geophys. Res. 1970. Vol. 75. P. 7075-7098.
38. L u i A.T.Y., V e n k a t e s a n D., A n g e r C.D. et al. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 2210-2226.
39. M a e s a w a K. // Planet. Space Sci. 1974. Vol. 22. P. 1443-1453.
40. M a k i t a K. // Proc. of the 7 symp. on coordinated observations in the polar regions / Ed. T. Nagata and N. Sato. Tokyo, 1985. P. 191-210.
41. M a k i t a K., M e n g C.-I., A k a s o f u S.-I. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 2744-2752.
42. M c D i a r m i d I.B., B a r r o w s J.R. // Can. J. Phys. 1986. Vol. 64. P. 47.
43. M c I l w a i n C.E. Physics of the hot plasma in the magnetosphere / Ed. B. Hultqvist, L. Stenflo. Plenum Press, 1975. P. 91-112.
44. M e n g C.-I. // Space Sci. Rev. 1978. Vol. 22. P. 223-300.
45. M e n g C.-I. Physics of auroral arc formation / Ed. S.-I. Akasofu and J.R. Kan. Geophys. Monograph 25, AGU,

- Washington, 1981. P. 67-79.
46. Moore T.E., Arnoldy R.L., Feynman J., Hardy D.A. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86, P. 6717-6726.
 47. Opgenorth H.J., Pellinen R.J., Baumjohann W. et al. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88, P. 3138-3152.
 48. Pellinen R.J., Huuskonen A., Valinkoski M. et al. // Proc. Conf. Achievements of the IMS, 26-28 June 1984, Graz, Austria, ESA SP-217. 1984. P. 359-363.
 49. Roux A. // Proc. ESA workshop on future missions in solar, heliospheric and space plasma physics, Garisch-Partenkirchen, Germany, 30 April-3 May 1985, ESA SP-235 (June 1985). 1985. P. 151-159.
 50. Russell C.T., McPherron R.L. // Space Sci. Rev. 1973. Vol. 15. P. 205-266.
 51. Sauvaud J.A., Treilhou J.-P., Saint-Marc A. et al. // Results of the Arcad-3 project and of the recent programmes in magnetospheric and ionospheric physics. Toulouse 84. 1985. P. 775-783.
 52. Sauvaud J.A., Winkler J.A. // J. Geophys. Res. 1980. Vol. A85. P. 2053-2056.
 53. Schield M.A., Frank L.A. // J. Geophys. Res. 1970. Vol. 75. P. 5401-5414.
 54. Sergeev V.A., Tsyganenko N.A. // Planet. Space Sci. 1982. Vol. 30. P. 999-1006.
 55. Swift D.W. // Planet. Space Sci. 1967. Vol. 15. P. 1225-1237.
 56. Tanskanen P.J., Hardy D.A., Burce W.J. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 1379-1395.
 57. Ungstrup E., Sharp R.D., Cattel C.A. et al. // Observations of WTS from satellites at low, medium and high altitude. May 1984. Printed in Denmark, Danish Space Research Institute. 1984. P. 2-84.
 58. Vasyliunas V.M. // J. Geophys. Res. 1968. Vol. 73. P. 2839-2884.
 59. Vorobjev V.G., Starkov G.V., Feldstein Y.I. // Planet. Space Sci. 1976. Vol. 24. P. 955-965.
 60. Walker R.J., Erikson K.N., Swanson R.L., Winkler J.R. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 5541-5550.
 61. West H.I., Buck R.M., Kivelson M.C. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83. P. 3819-3829.
 62. Winningham J.D., Yasuhara F., Akasofu S.-I., Heikkila W.J. // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80. P. 3148-3171.
 63. Zi Min-Yun, Wu Lei, Gendrin R., Higel B. // J. Atmos. a. Terr. Phys. 1982. Vol. 44. P. 671-679.

4.1. F-область высокоширотной ионосферы

Существенное влияние на F-область высокоширотной ионосферы оказывает стационарная магнитосферная конвекция, приводящая к переносу ионизации с дневной стороны через полярную шапку на ночную сторону [54]. Модель, учитывающая такой перенос ионизации, объясняет основные характеристики полярной ионосферы в спокойных условиях. Значительное влияние на ионосферу оказывают также потоки высыпающихся частиц. Усредненные характеристики высыпающихся частиц в зависимости от широты, местного времени и магнитной активности приведены в [71]. Отметим некоторые результаты, полученные в последние годы в рамках моделей, использующих идею движущейся вдоль линий конвекции ионосферной плазмы.

В [7] показано, что смена знака B_y ММП и результирующее изменение картины конвекции в полярной ионосфере приводят к изменению планетарных характеристик F2-слоя полярной ионосферы. При этом могут появляться крупномасштабные дрейфующие и распадающиеся пятна ионизации [25].

В [23, 74] показана важность учета UT-эффекта, вызываемого несовпадением географического и геомагнитного полюсов, в образовании крупномасштабных особенностей F-области: главного провала, полярной полости и языка электронной концентрации.

В [31, 65] отмечается существование „тепловых пятен” в полярной ионосфере, связанных с сильными электрическими полями.

В [32, 66] показано, что рассчитанные характеристики полярной ионосферы, такие как электронная концентрация, ионный состав и тепловой режим, хорошо согласуются с экспериментом [43].

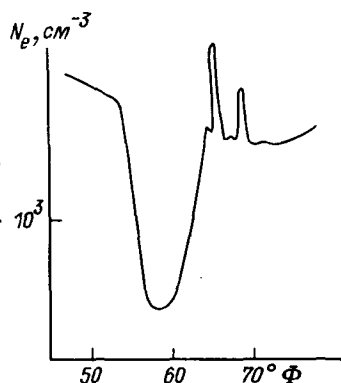
4.2. Главный ионосферный провал

Одной из главных особенностей высокоширотной области F является уменьшение электронной концентрации, известное как главный ионосферный провал. Его можно рассматривать как границу между среднеширотной и полярной ионосферой.

4.2.1. Морфологические характеристики провала. Схематично провал представлен на рис. 4.1. Провал наблюдается примерно 96% общего времени в интервале 19.00–3.00 LT и 48% вблизи полудня. Эти данные получены обработкой большого количества спутниковых пролетов в зимнее время. В летнее время провал появляется значительно реже и в основном вблизи полуночных часов. Этот сезонный ход вполне объясним влиянием ультрафиолетового излучения Солнца, которое в летнее время маскирует процессы, ответственные за образование провала.

Форма и положение провала меняются с увеличением геомагнитной активности. Полярная стенка провала и положение его минимума сдвигаются к югу.

Рис. 4.1. Схематический вид провала электронной концентрации [40].



$$\Phi = 64.1^\circ - 1.7 K_p - 0.6t \quad \left. \vphantom{\Phi} \right\} [41]; \quad (4.1)$$

$$\Phi = 62^\circ - 0.7 K_p - 0.23t \quad \left. \vphantom{\Phi} \right\} [41]; \quad (4.2)$$

$$\Phi = 65.2^\circ - 2.1 K_p - 0.5t \pm 2^\circ [56]; \quad (4.3)$$

$$L = 4.85 - 0.37 K_p [72], \quad (4.4)$$

где инвариантная широта Φ и значение L — оболочки относятся к минимуму провала.

Важной особенностью являются также повышенные электронные температуры в области провала, особенно на высотах внешней ионосферы. Наблюдается также связь с положением плазмопаузы и с авроральными красными дугами.

4.2.2. Механизм образования провала. В настоящее время предложено несколько механизмов формирования провала.

1. По-видимому, наиболее общепринятым на данный момент является механизм, предложенный в [55, 70]. Схематично этот механизм показан на рис. 4.2, а. Одновременное действие конвекции и коротации приводит к тому, что появляются такие траектории дрейфа плазмы, на которых движение плазмы очень замедлено (возникают „застойные точки“). В затененной ионосфере плазма, находясь длительное время на этих участках траектории, рекомбинирует, и в дальнейшем „след“ этих траекторий и образует главный ионосферный провал.

2. Другой возможный механизм образования провала предложен в [63] (рис. 4.2, б). Суть его заключается в том, что при наличии сильных электрических полей за счет „фрикционного“ нагрева значительно повышается температура ионов T_i . Это приводит к значительному ускорению основной ионно-молекулярной реакции в F-области $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$ и к изменению ионного состава. Основным ионом в F-области становится ион NO^+ , и рекомбинация происходит не по линейному βN_e , а по квадратичному закону $\propto N_e^2$, что и является причиной быстрого истощения F-области.

Фактически и первый, и второй упомянутые механизмы связаны с наличием в полярной ионосфере электрических полей; и причиной уменьшения N_e в обоих случаях является рекомбинация. Однако ес-

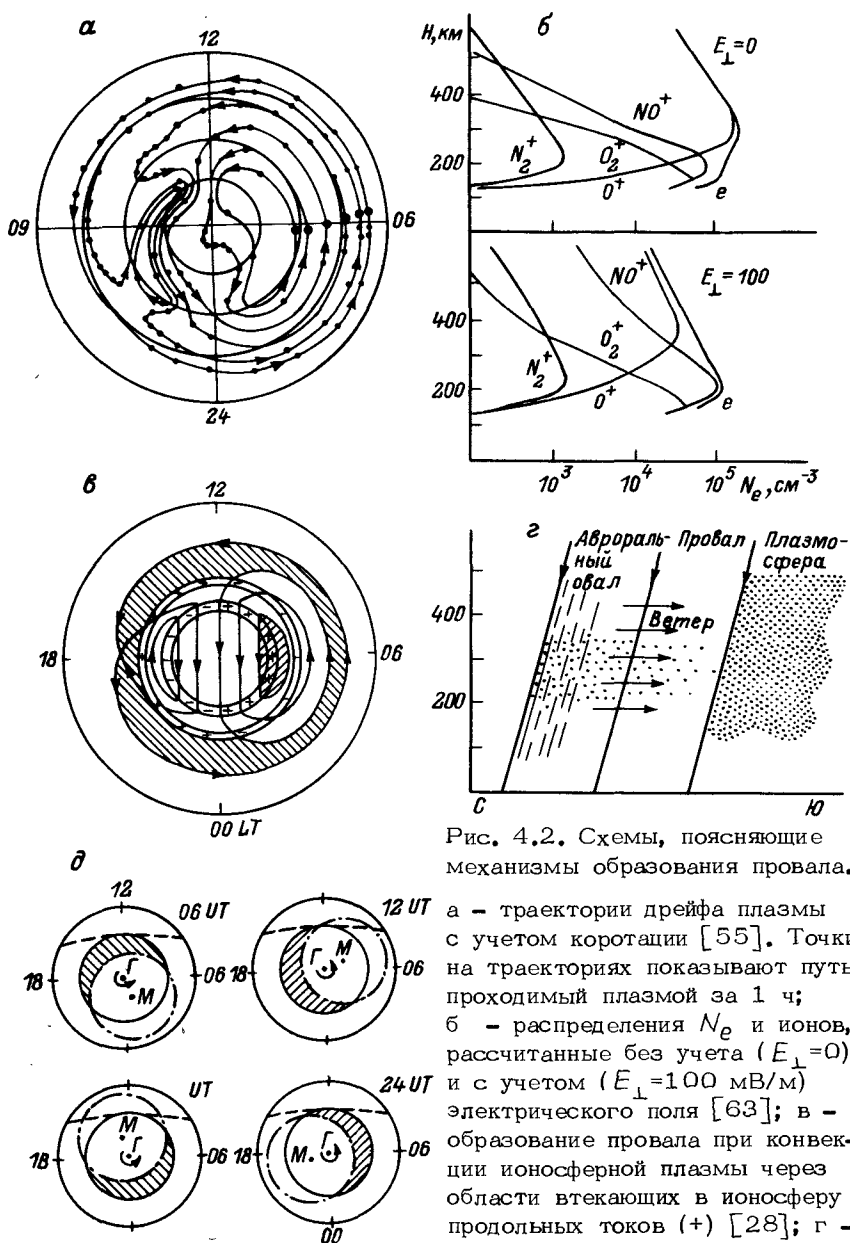


Рис. 4.2. Схемы, поясняющие механизмы образования провала.

а – траектории дрейфа плазмы с учетом коротации [55]. Точки на траекториях показывают путь, проходимый плазмой за 1 ч;
 б – распределения N_e и ионов, рассчитанные без учета ($E_{\perp}=0$) и с учетом ($E_{\perp}=100$ мВ/м) электрического поля [63]; в – образование провала при конвекции ионосферной плазмы через области втекающих в ионосферу продольных токов (+) [28]; г – образование провала за счет колебательного возбуждения N_2 в авроральном овале [64]; д – образование области «полной тени» при вращении магнитного полюса вокруг географического [23].

ли для эффективного действия первого механизма требуется существование областей с медленным дрейфом плазмы, то во втором случае, наоборот, скорость дрейфа должна быть очень большой. В [5] оба механизма учитывались одновременно и было показано, что они могут эффективно дополнять друг друга в различных пространственно-временных участках. Кроме главного ионосферного провала измерения на спутниках и участках НРР часто регистрируют пониженные значения концентрации на более высоких широтах. В какой-то степени это отражено на рис. 4.1. По данным НРР наиболее вероятной причиной образования высокоширотных провалов являются сильные электрические поля и повышенные в связи с этим ионные температуры, хотя исключать влияние продольных токов, по-видимому, тоже нельзя.

3. В [28] показано, что провал, а также и „полярная полость” (область пониженной концентрации на высоких широтах в утреннем секторе) могут быть результатом конвекции плазмы под постоянно существующей системой продольных токов, при этом концентрация плазмы уменьшается после ее прохождения под втекающим в ионосферу продольным током. В дальнейшем вдоль траекторий дрейфа плазмы, прошедшей под слоем втекающих токов, и образуется провал электронной концентрации (рис. 4.2, в).

Все три упомянутых механизма можно отнести к механизмам „конвективной природы”.

4. В [64] было учтено, что скорость реакции $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$ зависит не только от температуры иона T_i , но и от колебательно-го возбуждения молекулярного азота N_2 . Авторы предположили, что в авроральной зоне при сильных высыпаниях частиц эффективно происходит колебательное возбуждение азота, который затем переносится в область, где источники ионизации отсутствуют, реакция $O^+ + N_2 \rightarrow$ ускоряется, что приводит к быстрой рекомбинации и уменьшению электронной концентрации (рис. 4.2, г). В последнее время этот механизм не привлекается для объяснения экспериментальных данных, что связано со сложностью количественных оценок.

5. Еще один механизм образования провала основан на несовпадении географического и геомагнитного полюсов [23]. Было показано (рис. 4.2, д), что при суточном вращении магнитного полюса вокруг географического выделяется серпообразная область, которая попадает в зону, где невозможна ионизация ни ультрафиолетовым излучением Солнца, ни за счет высыпаний частиц. Это область „полной тени”. Особенность этого механизма состоит в том, что он может приводить к образованию провала лишь в ограниченном долгом интервале и в периоды, близкие к зимнему солнцестоянию. Этот механизм играет важную роль для объяснения долголетних вариаций главного ионосферного провала.

4.2.3. Динамика ионосферного провала. По экспериментальным данным известно, что во время магнитосферной бури провал смещается в сторону экватора, а на фазе восстановления экваториальная стенка медленно движется к полюсу, в то время как полярная стенка, быстро сместившаяся после конца возмущения в высокие широты,

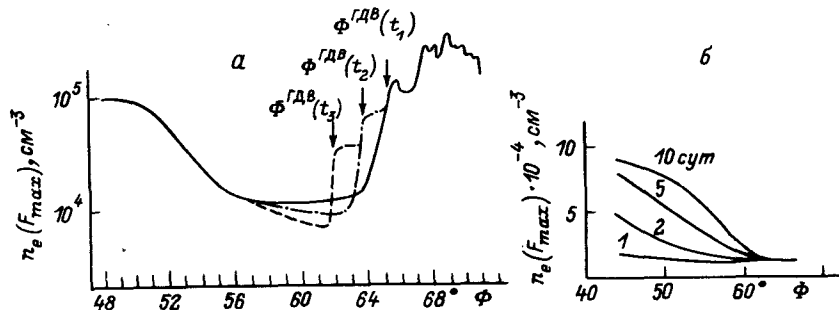


Рис. 4.3. Схемы, поясняющие движение стенок провала в процессе бури.

а — смещение полярной стенки, обусловленное смещением ГДВ [6],
б — движение экваториальной стенки после бури [19].

затем остается приблизительно на одном и том же месте. В некоторой степени это отражено в эмпирических формулах (4.1)–(4.5).

Сравнение спутниковых измерений потоков частиц и критических частот слоя F-2 на цепочке ионосферных станций [6] позволило авторам отождествить границу диффузных высыпаний (ГДВ) с северной кромкой провала. Численные оценки показывают, что величины измеренных потоков достаточны для объяснения резких градиентов концентрации, существующих на северной кромке провала.

Очевидно, смещение полярной кромки провала к экватору обусловлено аналогичным смещением аврорального овала и ГДВ (рис. 4.3, а)

Механизм, обуславливающий движение экваториальной стенки провала в процессе магнитной бури, рассмотрен в [19]. Причиной формирования широтного спада концентрации (экваториальной стенки провала) является, по мнению авторов, неполное заполнение силовых трубок тепловой плазмой, так как характерное время заполнения и предельно возможное содержание электронов в силовой трубке пропорциональны ее объему. Поскольку ночной поток плазмы из плазмосферы в ионосферу пропорционален степени заполнения трубок, электронная концентрация в ионосфере в ночное время должна уменьшаться с ростом геомагнитной широты. Схематично процесс движения экваториальной стенки в процессе заполнения трубок после бури показан на рис. 4.3, б. Как видно, времена заполнения трубок $L > 3$ значительно больше обычного магнитоспокойного времени.

Однако изменением положения не исчерпываются вариации провала во время магнитосферной бури. Расчеты, проведенные для условий, когда конвекция испытывает быстрые изменения [22, 26], показали, что возможны „расщепления” провала в вечернем секторе.

4.3. Поведение ионосферы во время бури

4.3.1. Введение. Во время бури меняются в большей или меньшей степени все ионосферные параметры. Параметры ионосферы на высотах F-области высоких широт в основном определяются процессами переноса, и роль этих процессов во время суббури существенно возрастает. Описать в настоящее время развитие суббури в F-области ионосферы на основе локальных и ограниченных по времени экспериментальных данных невозможно. По-видимому, наилучшее представление о развитии суббури в полярной ионосфере дают работы, где на основе модельных расчетов получены вариации параметров ионосферы в условиях развития возмущения [66-69].

4.3.2. Модель высыпаний и конвекции. При исследовании вариаций ионосферы во время бури было принято следующее.

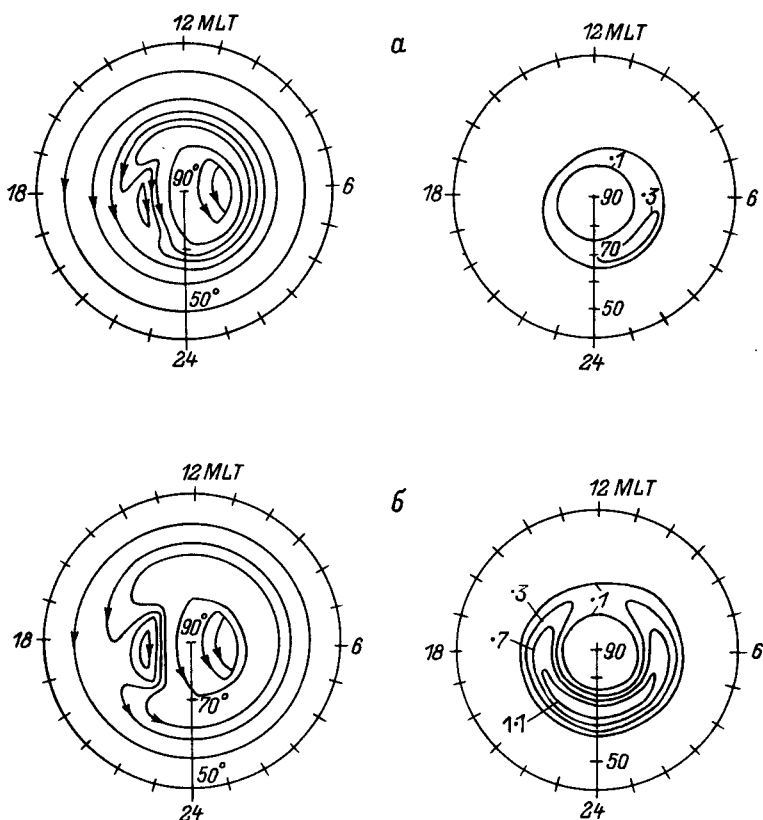
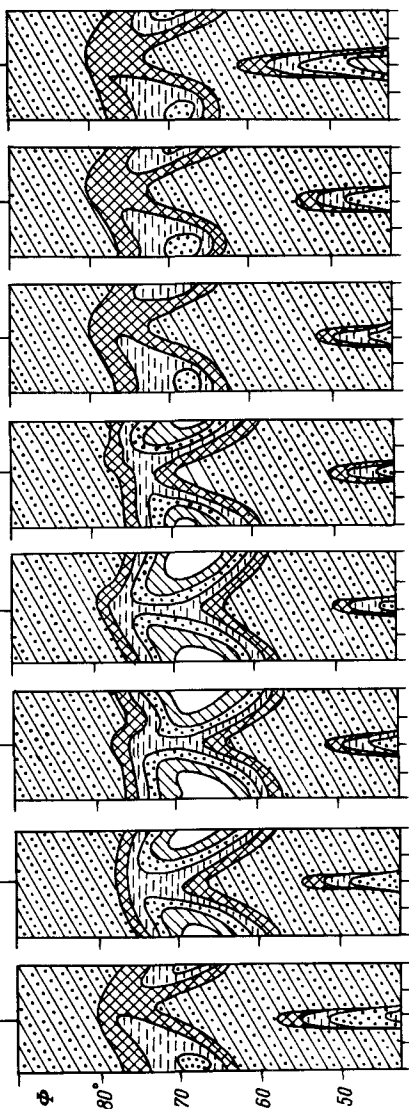
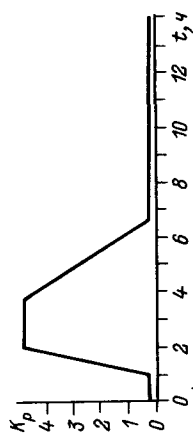
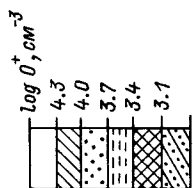


Рис. 4.4. Модели конвекции и высыпаний до начала (а) и в максимуме (б) бури [68].

Цифры у изолиний — полный поток энергии высыпающих частиц, $\text{эрг}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{ср}^{-1}$.



$h = 160 \text{ km}$



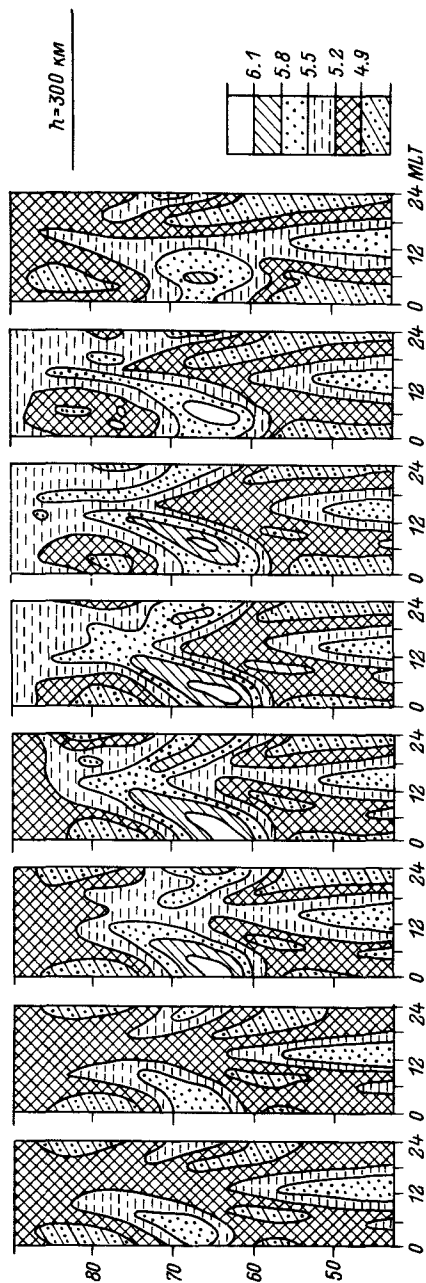


Рис. 4.5. Изменение K_p -индекса и концентрации иона O^+ (в координатах геомагнитная широта-MLT) в процессе бури [68].

1. Была использована модель электронных высыпаний, предложенная в [71], где поток энергии высыпавшихся частиц дан в зависимости от AE -индекса (рис. 4.4, а).

2. Конвекция до начала бури представляет собой две симметричные ячейки с разностью потенциалов 20 кВ, в главную фазу бури конвекция становится асимметричной с разностью потенциалов 90 кВ. Асимметрия конвекции такова, что она существенно изменяет потоки плазмы в вечернем секторе и слабо в утреннем (рис. 4.4, б). На рис. 4.5 приведена также вариация K_p -индекса как функции времени для принятой модели бури.

Предложенная модель не учитывает изменения системы термосферных ветров и нейтрального состава, хотя ясно, что изменение конвекции неизбежно влечет за собой изменение параметров термосферы. Учет этого обстоятельства должен сказываться на количественных оценках изменения N_e и T_i во время бури. Однако время термосферных изменений много больше времени изменения ионосферных параметров и в нулевом приближении вариациями термосферных параметров можно пренебречь. Имеются работы (например, [16]), где делаются попытки учета влияния изменения состава атмосферы на электронную концентрацию во время бури.

4.3.3. Вариации электронной концентрации. На рис. 4.5 представлены результаты расчетов концентрации ионов O^+ на разных этапах бури на высотах 300 и 160 км. Видно, что время ионосферного отклика на начало бури зависит от высоты. На высотах $h < 200$ км фотохимические процессы доминируют и время реакции ионосферы на возмущение порядка минуты. Временные изменения N_e во время бури на этих высотах отслеживают изменения скорости ионизации, и пространственные границы различных источников ионизации видны отчетливо.

С увеличением высоты возрастает роль горизонтальной конвекции и диффузии вдоль магнитного поля, и ионосфера слабее реагирует на источник авроральной ионизации; поэтому вблизи и выше максимума F2-слоя вариации N_e не коррелируют с морфологией авроральных высыпаний. Верхняя F2-область сохраняет следы бури и после спада буревой активности. Во внешней ионосфере увеличение концентрации O^+ сохраняется в течение нескольких часов после окончания главной фазы бури. При принятой модели изменение конвекции в вечерней ячейке приводит к большим вертикальным дрейфам (~ 100 м/с). Это изменяет не только сами значения N_e , но и высоты максимума F2-слоя. Особенно заметны эти изменения в вечернем и послеполуденном секторах.

4.3.4. Вариации температуры. Результаты расчетов температуры (T_i) показаны на рис. 4.6. До бури T_i относительно одинакова над всей высокоширотной областью на высотах выше максимума F2-слоя ($T_i \approx 1000-1200$ К). С началом бури появляются два относительно слабых горячих пятна T_i в центрах ячеек конвекции как реакция на увеличение электрического поля. В дальнейшем температура и размеры пятна в вечернем секторе непрерывно увеличиваются, в то время как увеличение температуры в утреннем пятне

мало. На высотах E -слоя T_i во время главной фазы суббури достигала значений >4000 K. Во время фазы восстановления T_i в пятне уменьшается с уменьшением скорости конвекции. Вариации температуры определяются скоростью фрикционного нагрева, а размеры и форма пятен принятым изменением конвекции.

Во время бури увеличение ионных температур происходит также на больших высотах в утренне-полуночном секторе аврорального овала. Это увеличение T_i является следствием увеличенных концентраций O^+ во время бури во внешней ионосфере. На высотах $h \approx 800$ км имеются области, где T_i возрастает на ~ 1000 K, достигая максимума ~ 2600 K через 5 ч после окончания главной фазы бури.

4.3.5. Вариации ионного состава. Ионный состав и высота перехода от атомных к молекулярным ионам h_p также заметно меняются в течение бури в связи с изменением интенсивности потоков электронов, величиной и направлением $\vec{E} \times \vec{B}$ и вертикального дрейфа плазмы.

В вечерней ячейке концентрации NO^+ и соответственно высоты увеличиваются в результате увеличения эффективности реакций $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$, скорость которой зависит от T_i . В полуночно-утреннем секторе аврорального овала имеются значительные увеличения концентрации O^+ и, соответственно, уменьшение высоты перехода h_p . Связано это с той моделью конвекции и высыпаний, когда в утреннем секторе электрические поля (и, следовательно, T_i) меняются мало, а потоки электронов увеличиваются. Увеличение интенсивности высыпаний приводит к увеличению концентрации O^+ , что в комбинации с вертикальной компонентой $\vec{E} \times \vec{B}$ дрейфа, направленного вверх, приводит к понижению высоты перехода, которое существует в течение нескольких часов после бури и связано с диффузией увеличенных во время бури концентраций O^+ с больших высот.

4.4. Нижняя ионосфера (D-область)

4.4.1. Введение. Под областью D понимают ионосферу на высотах от 50 до 90 км. Интерес к физическим процессам, здесь разыгрывающимся, особенно возрос в последние 10-15 лет, что объясняется важностью ряда практических задач, для успешного решения которых оказывается необходимой все более детальная информация о нижней ионосфере. Прежде всего такая информация существенна для повышения точности расчета условий распространения декаметровых и более длинных радиоволн, используемых в системах дальней связи, навигации, точного времени и т.д.

Различные аспекты процессов нижней ионосферы рассматривались за последние годы в целом ряде обзорных работ [9-13, 20, 24, 29, 30, 39, 59]. Обширные геофизические измерения в нижней ионосфере были проведены в ноябре-декабре 1980 г. на территории Скандинавии по комплексной программе „Энергетический бюджет” [60]. Отметим, что большая часть современных исследований ниж-

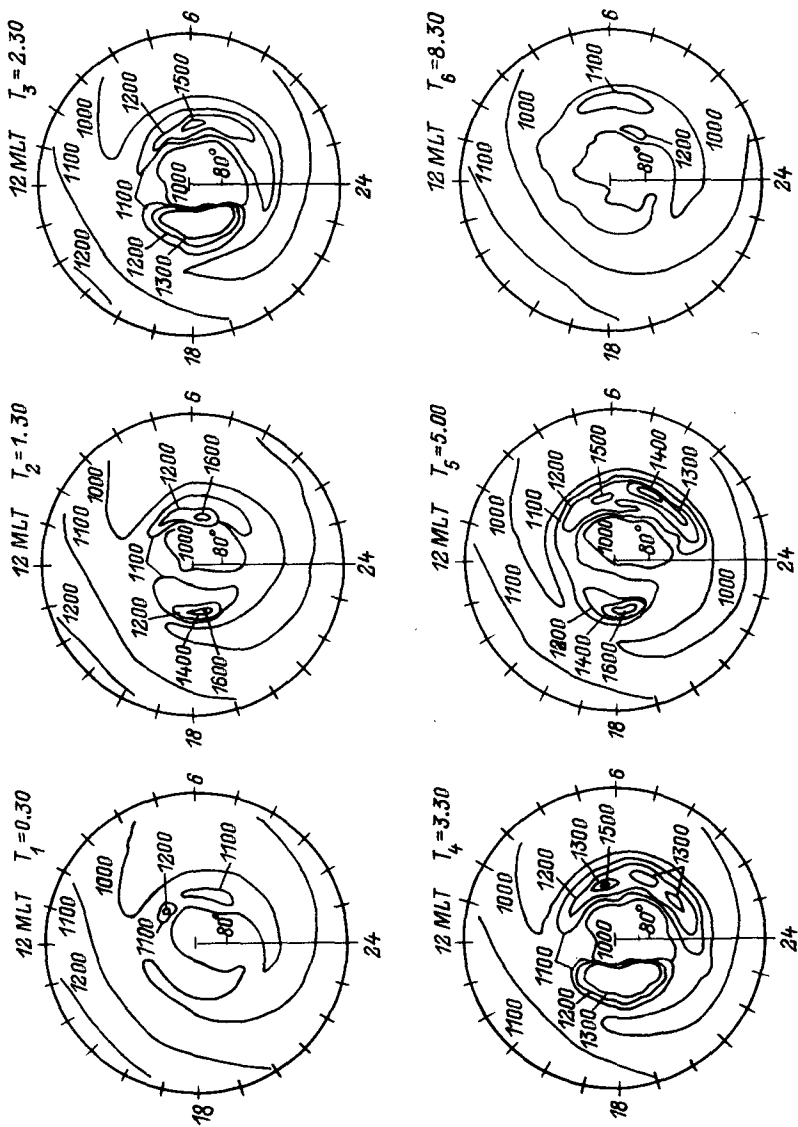


Рис. 4.6. Изолинии температуры ионов, K , на высоте 340 км для нескольких (рис. 4.5) моментов бури [69].

ней ионосферы выполнялась в рамках так называемой „Программы средней атмосферы“ (Middle Atmosphere Programme - MAP) - крупнейшего за последние годы международного комплексного геофизического проекта.

Хотя прогресс в изучении D-области несомненен, до сих пор она во многих отношениях остается „белым пятном“ по сравнению с вышележащими слоями ионосферы. Это объясняется резким усложнением физико-химических процессов на высотах D-области, появлением отрицательных ионов и ионов-связок, изменчивостью констант реакций, уменьшением электронной плотности, величина которой оказывается на пороге чувствительности существующих измерительных средств. Кроме того, на физико-химию D-области заметное влияние оказывают и факторы метеорологического характера (ветры, температура и т.д.). В высоких широтах ситуация становится еще более сложной из-за недостаточного количества экспериментальных данных.

4.4.2. Общие сведения. Как известно, до высот 105-110 км за счет турбулентной диффузии атмосферный газ сохраняет примерно постоянный состав (исключая малые атмосферные составляющие). По этой причине вся толща атмосферы от поверхности Земли до высоты 105-110 км носит название гомосферы. Выше нее - после турбопаузы - начинается область молекулярной диффузии (гетеросфера), где более легкие частицы устремляются вверх (H, He), а более тяжелые отстают (O_2 , O, N_2 и т.д.).

По температурному признаку атмосферу делят на тропосферу (высоты $h \leq 10-20$ км, где существует отрицательный градиент температуры ($\Delta T / \Delta h < 0$), стратосферу ($10-20 \text{ км} \leq h \leq 50 \text{ км}$, $\Delta T / \Delta h > 0$) и мезосферу ($50 \text{ км} \leq h \leq 90 \text{ км}$, $\Delta T / \Delta h < 0$). Выше мезосферы находится термосфера ($h \geq 90-100 \text{ км}$, $\Delta T / \Delta h > 0$).

Таким образом, с точки зрения атмосферной динамики область D целиком находится в гомосфере, а по температурной классификации - в мезосфере.

Средние распределения некоторых параметров и компонент D-области для спокойных условий представлены на рис. 4.7 и 4.8. Реально наблюдаемые распределения могут заметно отличаться от средних - примерно на порядок для паров воды H_2O и окиси азота NO, на десятки градусов по T и до фактора 2 по P. При этом увеличение геомагнитной активности приводит к существенному повышению H_2O , NO и T [51, 61].

С точки зрения распространения радиоволн основная особенность D-области заключается в способности, во-первых, отражать радиоволны километрового диапазона и, во-вторых, оказывать существенное влияние на поглощение декаметровых радиоволн. В спокойных условиях концентрация свободных электронов N_e в D-области изменяется от единиц (днем $h \approx 40-50 \text{ км}$, ночью $h \approx 75-80 \text{ км}$) до $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ ($h \approx 85-90 \text{ км}$). Отражение километровых радиоволн происходит, грубо говоря, от слоя ионосферы, в котором $N_e \approx 100-200 \text{ см}^{-3}$. Поглощение декаметровых радиоволн определяется произведением $v_{en} N_e$. Здесь v_{en} - частота столкновений электронов

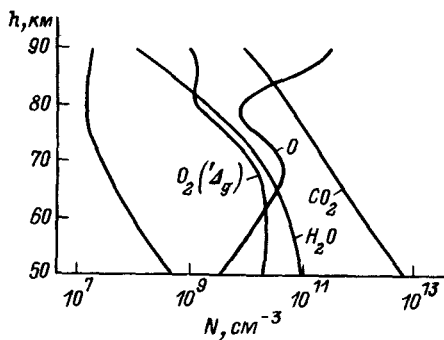


Рис. 4.7. Средние концентрации малых нейтральных составляющих в спокойной нижней ионосфере [24].

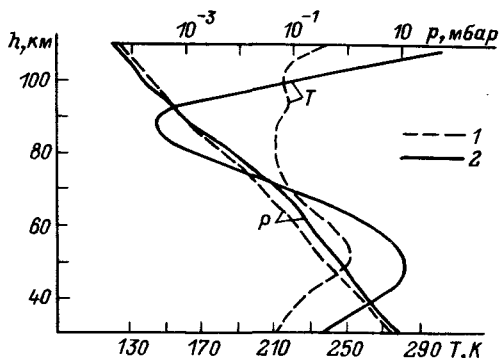
с нейтрами, которая изменяется в диапазоне высот 50–90 км от 10^8 до 10^5 с⁻¹. Поэтому максимум $N_e \nu_{en}$ оказывается на высотах 70–85 км, т.е. в верхней части области D.

Независимо от широты регулярными источниками ионизации нижней ионосферы являются волновая радиация Солнца и космические лучи галактического происхождения. Причем в спокойных дневных условиях определяющим является ультрафиолетовое излучение (УФИ) Солнца в линии L_α ($\lambda = 121.6$ нм), под действием которого происходит ионизация окиси азота. Кроме того, УФИ в диапазоне $\lambda = 102.7$ – 111.8 нм оказывает существенное влияние на ионизацию возбужденных молекул кислорода $O_2(\Delta_g)$. В отличие от УФИ более жесткие источники ионизации – рентгеновское излучение, космические лучи, потоки высокоэнергичных протонов и электронов – способны ионизовать все атмосферные составляющие.

4.4.3. Зависимость ионизации от динамических процессов в атмосфере. Одна из основных задач D-области, на которую пока не дано окончательного ответа, заключается в выяснении причин значительных вариаций N_e во время неизменных спокойных гелиогеофизических условий. Тем не менее растет число указаний на то, что ответ следует искать в процессах атмосферной динамики. Вероятно, впервые необходимость учета динамических процессов при рассмотрении ионизации нижней ионосферы была показана в [27], откуда следует, что в области D вариации эффективного коэффициента рекомбинации ($\alpha_{эф}$) в большой степени могут определяться совокупностью зонального ветра и градиента электронного профиля. Особенно это касается нижней части высокоширотной D-области. Однако эти представления не получили распространения, и влияние атмосферно-динамических факторов на процессы ионизации в нижней ионосфере сейчас изучается только через температурный режим и малые атмосферные составляющие.

В первом случае исследуются процессы вида $T \rightarrow \alpha_{эф} \rightarrow N_e$. Интерес к ним обусловлен тем, что колебания температуры мезосферы в пределах нескольких десятков кельвинов могут приводить к изменению на порядки некоторых констант скоростей реакций, по которым идет преобразование одних сложных ионов в другие. Для доказательства прямой связи T с N_e нужны два сопоставимых банка данных по T и N_e . Однако до сих пор совместные измерения этих параметров практически не проводятся. Результаты редких экспериментов такого рода показывают отсутствие заметной корреляции между T

Рис. 4.8. Средние распределения плотности и температуры для зимы (1) и лета (2) на широте 70° с.ш. [45].



и N_e на одних высотах и наличие на других, что может объясняться высотными изменениями ионного состава ионосферы.

Во втором случае рассматриваются процессы вида $\text{NO} \rightarrow q \rightarrow N_e$, которые основаны, во-первых, на исключительно важной роли окиси азота в ионизационном балансе D-области и, во-вторых, на особенностях турбулентного режима атмосферы. Дело в том, что образование NO происходит в основном выше D-области по реакции $\text{N}(^2\text{D}) + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}$. Количество возбужденного атомного азота в состоянии $\text{N}(^2\text{D})$ зависит от потоков солнечной радиации и энергичных частиц, а также от количества ионов NO^+ и N_2^+ . Результаты наблюдений свидетельствуют о том, что в высоких широтах, где потоки энергичных частиц максимальны, окиси азота больше по сравнению со средними и низкими широтами.

Меридиональная циркуляция приводит к переносу NO на более низкие широты, а механизм турбулентной диффузии обеспечивает переход NO с больших высот на меньшие — в область D. Одной из причин развития турбулентности является диссипация энергии внутренних гравитационных волн (ВГВ) или волн плавучести (см., например, [8]). Источниками ВГВ могут быть ураганы, особенности рельефа, мощные взрывы, землетрясения и т.д. Однако конкретная идентификация ВГВ и их источников чрезвычайно затруднена. Это объясняется тем, что по мере движения вверх из тропосферы в мезосферу энергия волн в течение часов проходит сотни километров по горизонтали. В результате источник оказывается слишком отдаленным во времени и пространстве от точки наблюдения ВГВ. Существенно, что на мезосферные высоты возможно проникновение лишь крупномасштабных ВГВ и только при направлении зонального ветра с запада на восток, причем его скорость не должна превышать некоторого порогового значения. Восточные ветры препятствуют прохождению энергии ВГВ вверх и в конечном счете должны приводить к уменьшению количества NO в D-области (т.е. к уменьшению N_e). Это подтверждается экспериментами, в которых одновременно измерялись электронная концентрация D-области и зональная составляющая ветра на высотах 20–30 км.

Зимой зональный ветер в среднем направлен с запада на восток, а летом — с востока на запад. Вероятно, этим обстоятельством объясняется повышенная, по сравнению с летним сезоном, изменчивость параметров нижней ионосферы зимой, а также в период равно-

дений, во время которых происходит смена режима атмосферной циркуляции.

4.5. Возмущения в нижней ионосфере, вызываемые солнечными вспышками и вторжением потоков энергичных частиц

4.5.1. Введение. Изменчивость ионизационных процессов в высокоширотной D-области определяется не только динамикой атмосферы, но и наличием ряда источников ионизации крайне нерегулярного характера. В первую очередь сюда можно отнести авроральные частицы и солнечные протоны мегаэлектронвольтных энергий. Определенную роль играют вторжения электронов релятивистских энергий (сотни килоэлектронвольт-единицы мегаэлектронвольт). Некоторое значение имеют иногда и вспышки солнечной волновой радиации.

4.5.2. Вторжения солнечных протонов в земную атмосферу происходят во время некоторых мощных вспышек на Солнце интенсивностью обычно более 2 баллов. Такие вспышки часто называют протонными. Резкое увеличение поглощения декаметровых радиоволн во время протонных вспышек дало повод назвать все явление как „поглощение полярной шапкой” (ППШ). Дополнительная электронная концентрация, образующаяся во время ППШ, может существовать в течение нескольких суток, оставаясь примерно однородной во всей области полярной шапки. Зарождаясь вблизи геомагнитного полюса, область ППШ расширяется, захватывая сначала высокоширотную, а затем и низкоширотную части авроральной зоны. Часто ППШ начинаются при спокойном геомагнитном поле. Высота максимального проникновения h_M для протонов достаточно хорошо аппроксимируется следующим выражением [2]:

$$h_M \approx 83 - 12.6 \lg (W/2), \quad (4.5)$$

где h_M — в километрах, W — в мегаэлектронвольтах (≥ 2 МэВ).

Из (4.5) следует, что наибольшее воздействие на распространение сверхдлинных радиоволн (СДВ, частоты 3–30 кГц), а также на поглощение декаметровых радиоволн должны оказывать протоны с энергиями в диапазоне 2–30 МэВ ночью и 15–60 МэВ днем. В периоды протонных вторжений эффективная высота СДВ-волновода может понижаться до 30–35 км днем и до 35–40 км ночью, приводя к весьма существенным изменениям в структуре СДВ-поля. На длинных трансполярных СДВ-радиолиниях вторжения солнечных протонов приводят к добавочному затуханию СДВ-поля, особенно сильному, если трасса пролегает над плохопроводящими участками (горы, материковый лед, вечная мерзлота и т.п.). Именно к такому типу относится радиолиния НАА (США; 44°39' с.ш., 67°15' з.д.; 17.8 кГц — Апатиты). Анализ результатов амплитудных измерений, проведенных на ней в 1975–1980 гг., позволил выявить эмпирическую зависимость $\Delta E = 20 \lg E_0 / E$ (дБ) от $\lg N_p / N_0$ в следующем виде [1]:

$$\Delta E = -3.9 + 2.6 \ln(N_p/N_0), \quad (4.6)$$

где E_0 и E – уровни ночного сигнала в спокойных условиях и во время вторжений; $N_0 = 0.01$ протон/(см²·с·ср·МэВ); $N_p \geq 0.05$ протон/(см²·с·ср·МэВ).

При этом коэффициент корреляции между ΔE и $\ln(N_p/N_0)$ оказался равным 0.8, что позволяет рекомендовать амплитудные СДВ-измерения в качестве достаточно простого и чувствительного метода оперативной оценки протонных вторжений.

Между измерениями фазы СДВ-сигналов $\Delta\varphi$ на длинных (≥ 4000 км) трансполярных радиолиниях и плотностью потоков солнечных протонов N_p обнаруживается регрессионная зависимость вида [53]

$$\Delta\varphi = C + D \lg N_p, \quad (4.7)$$

где $N_p \geq 0.3$ протон/(см²·с·ср·МэВ); C и D – некоторые коэффициенты, зависящие от конкретного вида радиотрассы.

4.5.3. Вторжения авроральных электронов, как и солнечных протонов, приводят к появлению в нижней атмосфере добавочной ионизации, регистрируемой станциями вертикального зондирования и риометрами. Глубина проникновения электронов примерно равна [2]

$$h_M \approx 82 - 12.3 \ln(W/80), \quad (4.8)$$

где h_M – в километрах; W – в килоэлектронвольтах (≥ 80 кэВ).

Кроме того, при быстром торможении электрона в поле атомного ядра возникает тормозное рентгеновское излучение или, как его часто называют при рассмотрении процессов авроральной зоны, авроральное рентгеновское излучение (АРИ). Высота, на которую проникают фотоны АРИ при 10-кратном ослаблении их начального потока, выраженная в единицах давления p (Гс/см²), может быть приблизительно описана в виде [2]

$$p \approx 2.5 + 14 \ln(W/20), \quad (4.9)$$

где W – энергия фотона, кэВ ($20 \text{ кэВ} \leq W \leq 500 \text{ кэВ}$). Зависимость p от высоты h показана на рис. 4.8.

Из выражений (4.8) и (4.9) следует, что на условия прохождения декаметровых и более длинных радиоволн основное влияние оказывают электроны с энергиями более 50–100 кэВ ($h \leq 80$ км), а также АРИ с энергией ≥ 20 кэВ ($h \leq 60$ км).

Сопоставление вариаций фазы сигналов СДВ с интенсивностью АРИ, пропорциональной темпу счета N_x детекторов, размещенных на аэростатах, показывает, что наилучший коэффициент корреляции (~ 0.8) наблюдается в случаях, когда трассы аэростата и СДВ-сигнала наиболее близки. При этом в ночных условиях для авроральной трассы Алдра (Норвегия; 13.6 кГц)–Апатиты уравнение регрессии имеет вид

$$\Delta\varphi = 10.1 + 3.2 \ln \ln(N_x/N_f), \quad (4.10)$$

где N_f – фон за счет галактических космических лучей.

Влияние авральных возмущений особенно заметно на трассах малой и умеренной протяженности (до 2–3 тыс. км), если существенная часть последних захватывается зоной вторжения.

4.5.4. Вторжения релятивистских электронов (РЭ) с энергиями в сотни килоэлектронвольт и более впервые были зафиксированы в 1964 г. с помощью аэростатов у нас в стране. Одновременно на Аляске были обнаружены специфические изменения сигналов на линиях ионосферного рассеивания (ИР), вызываемые вторжениями РЭ. СДВ-сигналы в такие периоды также претерпевают значительные изменения. Длительность вариаций фазы СДВ колеблется от нескольких минут до получаса–часа, а величина составляет 3–6 мкс (в пересчете на время распространения). Существенно при этом, что вторжения РЭ происходят зачастую на практически спокойном геофизическом фоне, если судить по результатам геомагнитных и риометрических измерений. Максимум вероятности их появления приходится на послеполюденные часы местного времени. Оценки, проведенные на основе спутниковых и СДВ-данных, показывают, что плотности потоков РЭ с энергиями 0.2–2.5 МэВ могут варьировать от нескольких сотен до единиц эл./($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}$). Размеры области аномальной ионизации, создаваемой в D-области за счет РЭ, составляют всего десятки километров. Поэтому из-за высокой пространственной локализации экспериментальные исследования РЭ затруднены.

4.5.5. Внезапные ионосферные возмущения (ВИВ) возникают на всей полусфере Земли, обращенной к Солнцу, и обусловлены резким увеличением интенсивности солнечного излучения в коротковолновой части спектра (0.1–0.8 нм). Во время ВИВ обнаруживается повышение ионизации в D-области, выражающееся во внезапном усилении атмосфериков, ослаблении сигналов декаметрового диапазона, увеличении риометрического поглощения, изменениях амплитуды и фазы СДВ-сигналов.

Наблюдения на СДВ позволяют сделать вывод о том, что слабые и умеренные вспышки солнечной волновой радиации оказывают гораздо меньшее влияние на высокоширотную D-область по сравнению со среднеширотной и низкоширотной. Сильные вспышки могут приводить к заметным изменениям и в полярной D-области; однако суммарная длительность ВИВ за год оказывается пренебрежительно малой в области высоких широт по сравнению с тремя типами возмущений, рассмотренных выше.

4.6. Результаты измерения электронной концентрации в нижней ионосфере

Экспериментальная информация о профилях электронной концентрации в D-области приведена в [3, 14, 33, 57]. Большинство $N_e(h)$ -профилей получено методом частичных отражений. На симпозиуме КОСПАР по структуре и методам измерений в нижней ионосфере (Констанц, 1973) наиболее точными и надежными методами измерения N_e на высотах D-области признаны ракетные методы.

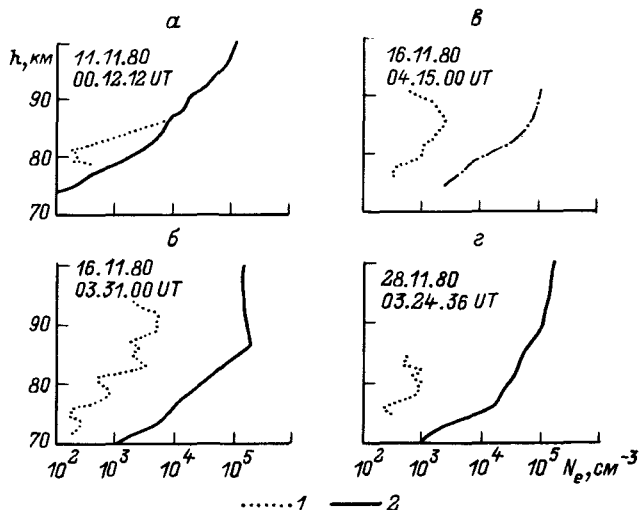


Рис. 4.9. Результаты одновременных измерений электронной концентрации методом ЧО (1) и на ракетах (2) в Скандинавии [42].

Однако надо иметь в виду, что запуски ракет производятся лишь эпизодически, и они не позволяют проследить картину временных вариаций $N_e(h)$ профилей, что особенно важно в условиях очень изменчивой высокоширотной D-области. С помощью одновременных измерений электронной концентрации методом частичных отражений и приборами, установленными на ракетах, можно, с одной стороны, получить непрерывный во времени набор данных о $N_e(h)$ профилях, а с другой – сопоставить результаты измерений различными методами. На рис. 4.9 приведены профили электронной концентрации, полученные в ходе экспериментов по программе „Энергетический бюджет” [42]. Все без исключения данные свидетельствуют о том, что значения электронной концентрации, полученные методом частичных отражений, значительно меньше N_e , полученных измерением на ракетах. Наиболее близки по значениям данные за 11.11.80 (рис. 4.9, а), когда уровень поглощения, зарегистрированный риометрами, был очень низок ($A < 0,5$ дБ). Анализируя причины таких расхождений, авторы пришли к выводу, что это может быть отчасти связано с тем, что в D-области полярной ионосферы во время аврорального поглощения существуют сильные пространственные градиенты электронной концентрации. В частности, в событии 16.11.80 (рис. 4.9, б) риометры в Рамфиордмоен и Андойе, где соответственно проводились измерения методом частичных отражений и на ракете, показали поглощение 0,62 и 1,23 дБ. По-видимому, при интерпретации измерений N_e надо учитывать, что метод частичных отражений в условиях аврорального поглощения ($A > 0,5$ дБ) дает заниженные значения.

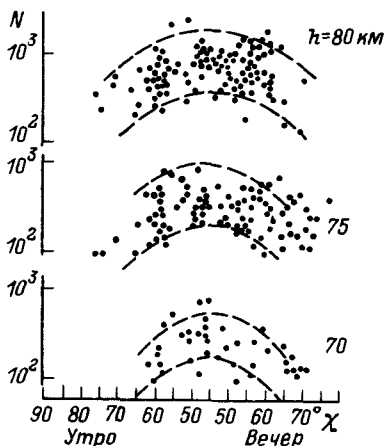


Рис. 4.10. Изменения электронной концентрации в зависимости от зенитного угла Солнца χ в июне 1980 г. в пос. Туманный (69.1° с.ш.) [4].

В [4] приведены данные измерений электронной концентрации установкой частичных отражений в пос. Туманный (69.1° с.ш. и 35.7° в.д.). Один из результатов этой работы приведен на рис. 4.10. На этом рисунке для трех высот нанесены значения N_e , измеренные при различных зенитных углах χ в летнее время. Видно, что разброс

данных очень велик, однако огибающая наименьших и наибольших значений электронной концентрации на указанных высотах наглядно иллюстрирует зависимость от зенитного угла Солнца. Поэтому можно полагать, что летом электронная концентрация на высотах 70–80 км контролировалась зенитным углом Солнца, но вариации N_e , обусловленные прежде всего изменениями корпускулярного источника ионизации, маскируют эту зависимость.

4.7. Ионный состав нижней ионосферы

Основой наших знаний об ионном составе нижней ионосферы служат масс-спектрометрические измерения, проведенные на ракетах. К сожалению, количество таких экспериментов невелико, а в высоких широтах и вовсе ограничено. Особенно мало данных о составе отрицательных ионов. Поэтому во многом наши представления о химии отрицательных ионов как в средних, так и в высоких широтах базируются главным образом на результатах лабораторных измерений.

4.7.1. Положительные ионы. Поскольку основная наша задача состоит в описании авроральной D-области, мы не будем останавливаться подробно на схемах преобразования положительных ионов, к настоящему времени достаточно определившихся. Подробности могут быть найдены в [44, 47, 62]. Отметим лишь, что в D-области существуют простые молекулярные ионы O_2^+ и NO^+ , которые доминируют на больших высотах, и ионы-связки типа $H^+(H_2O)_n$ (CB^+), которые становятся преобладающими на низких высотах. При этом высота перехода h_p , где концентрации этих ионов сравниваются, существенно зависит от гелио-геофизических условий. Важность вопроса о высоте перехода h_p , а соответственно и о виде основных ионов, связана с большой разницей в скоростях диссоциативной рекомбинации у разных ионов. Если константы скорости диссоциативной рекомбинации ионов O_2^+ и NO^+ близки между собой и состав-

Т а б л и ц а 4.1

Данные о высотной зависимости относительного содержания ионов-связок

Условия	Высота, км			
	$f^+=0.1$	$f^+=1$	$f^+=10$	$f^+=1$
Лето, день				
Экватор	84.5	82.5	76.5	-
Средние широты	87	85	80	85.5
Высокие широты	89	87	83.5	88
Зима, день				
Средние широты (зимняя аномалия)	79	77	75	76-77
Зима, высокие широты				
Ночь, спокойные условия	94	92	85	90
Ночь, слабые АП	86	82.5	75	82
День-ночь, ППШ	76	72.5	69	73

ляют $\sim 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, то скорости рекомбинации протонно-гидратных ионов типа $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ могут составлять $10^{-6}-10^{-5} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ в зависимости от сложности иона. Такое различие в скоростях рекомбинации приводит к тому, что при одном и том же источнике ионизации основной параметр ионосферы — электронная концентрация будет существенно зависеть от того, каков состав положительных ионов, поскольку именно он будет определять эффективный коэффициент рекомбинации.

В табл. 4.1 приведены значения высот h_p , соответствующих различным значениям $f^+ = [\text{O}^+]/([\text{O}_2^+] + [\text{NO}^+])$ в разных условиях, полученных из экспериментальных данных и в последней колонке по модельным оценкам [35]. Хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими результатами свидетельствует о том, что основные процессы, определяющие состав положительных ионов, в настоящее время определены достаточно точно. Он в основном зависит от: плотности нейтральной атмосферы, температуры, концентрации малых нейтральных составляющих, особенно важны H_2O , NO , O , O_2 (Δ_g), O_3 . Для авроральной D-области особенности состава связаны еще и с характером источника ионизации.

Остановимся подробнее на механизмах влияния указанных параметров на состав положительных ионов.

1. Появление сложных ионов-связок связано с тем, что при понижении высоты плотность атмосферы настолько увеличивается, что становятся существенными трехчастичные ионно-молекулярные реакции (или реакции в присутствии третьей частицы), в результате ко-

торых и образуются ионы-связки. С увеличением плотности эффективность таких реакций возрастает пропорционально квадрату плотности, и это приводит к увеличению Cb^+ . К сожалению, в настоящее время трудно сказать что-либо определенное о вариациях плотности нейтральной атмосферы в авроральных широтах на высотах D-области. Существующие модели (например, CIRA-1972) наименее точны именно на авроральных широтах.

2. Температура существенно влияет на скорость преобразования простых ионов в сложные. Достаточно сказать, что в диапазоне от 120 до 230 K, который соответствует температурам на высотах D-области, эта скорость преобразования меняется на три порядка. Связано это с тем, что при низких температурах значительно возрастает скорость процессов гидратации, включающих промежуточные комплексы с N_2 и CO_2 (см. подробнее [62]).

По-видимому, сезонные вариации температуры (а в высоких широтах они больше, чем в средних) являются одной из причин больших сезонных вариаций ионного состава.

3. На скорость преобразования простых ионов в ионы-связки существенно сказывается концентрация малых нейтральных составляющих. Легко понять, что от „влажности” атмосферы (концентрации H_2O) зависит эффективность гидратации, а следовательно, и скорость преобразования ионов. От концентрации атомарного кислорода O зависит скорость преобразования ионов O_2^+ в ионы-связки, поскольку он, эффективно участвуя в реакциях типа $\text{O}_4^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{O}_3$, разрушает сложные ионы. Степень эффективности этого процесса очень велика, особенно в возмущенных условиях (авроральное поглощение, ППШ), когда реакция $\text{O}_2^+ + \text{O}_2 + \text{M} \rightarrow \text{O}_4^+ + \text{M}$ и дальнейшее превращение O_4^+ в связки типа $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ являются основным каналом образования ионов-связок. Аналогична и роль возбужденного кислорода $\text{O}_2(\text{A}_g)$, разрушающего ион O_4^+ в реакции $\text{O}_4^+ + \text{O}_2(\text{A}_g) \rightarrow \text{O}_2^+ + 2\text{O}_2$. При этом надо заметить, что сами концентрации указанных выше малых нейтральных составляющих в условиях выпадения частиц могут изменяться.

Профили эффективного коэффициента рекомбинации для условий ППШ приведены на рис. 4.11. Фактически они отражают сезонную зависимость ионного состава, которая определяется плотностью, температурой и влажностью атмосферы на высотах D-области.

4. Если в средних широтах источники ионизации, по крайней мере в дневных условиях, достаточно изучены, то в высокоширотной D-области один из основных источников — корпускулярные потоки — очень изменчив в пространстве и времени. При интенсивных выпадениях частиц первично образующимся ионом будет ион O_2^+ , а не ион NO^+ . Поэтому во время возмущений в высокоширотной D-области канал образования ионов-связок из O_2^+ более эффективен, чем канал образования из NO^+ . Это обстоятельство также приводит к значительному понижению высоты h_p и, как следствие этого, к уменьшению скорости рекомбинации электронов с положительными ионами.

Рис. 4.1.1. Сезонные вариации $\alpha_{\text{эф}}$ в условиях ППШ.

Стрелками показаны значения, полученные из экспериментальных данных [36].

4.7.2. Отрицательные ионы.

В отличие от положительных ионов состав отрицательных ионов, как уже отмечалось выше, установлен значительно менее однозначно. Считается, что ионы O_2^- образуются в результате прилипания электронов к молекулам O_2 в реакции $e + \text{O}_2 + \text{M} \rightarrow \text{O}_2^- + \text{M}$, а последующие этапы ионизационно-рекомбинационного цикла приводят к образованию ионов O_3^- , O_4^- , CO_3^- , NO_2^- , NO_3^- и, как показывают отдельные измерения, ионов-связок типа $\text{NO}_3^-(\text{H}_2\text{O})_n$ и $\text{CO}_3^-(\text{H}_2\text{O})_n$. В некоторых случаях для объяснения экспериментальных данных включают в схемы преобразования отрицательные ионы Cl^- , OH^- , HCO_3^- [47].

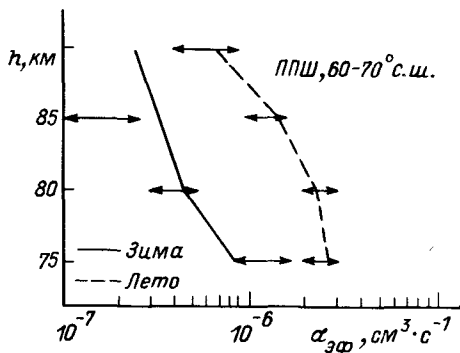
В ракетных масс-спектрометрических экспериментах обнаруживают слой отрицательных ионов, как правило тяжелых, на высотах 80 км.

В [18] высказано предположение о том, что кластерные ионы типа $\text{X}^-(\text{H}_2\text{O})_n$ могут быть образованы при бомбардировке льда быстрыми электронами. Условия, когда такой механизм может иметь место, наиболее ярко реализуются в периоды аврорального поглощения в высоких широтах в области мезопаузы, где наблюдаются серебристые облака, предположительно состоящие из ледяных частиц.

Более подробно о схемах преобразования отрицательных ионов и их обоснования можно узнать из [36]. В настоящее время с учетом ограниченности экспериментальных данных целесообразнее обсуждать вариации параметра $\lambda = N^-/N_e$, который характеризует отношение суммарной концентрации отрицательных ионов к концентрации электронов, поскольку данных об этом параметре больше, чем о составе отрицательных ионов.

Экспериментальные данные по λ говорят о том, что в высокоширотной ионосфере, на высотах более 70 км, ночью этот параметр может изменяться в очень больших пределах. Например, его значения на высоте 75 км изменяются от 0.01 до 50. Как показывают теоретические оценки, некоторые закономерности этих вариаций могут быть объяснены. Основными причинами уменьшения λ , а следовательно, и относительного содержания отрицательных ионов во время возмущений являются:

1) увеличение концентрации атомарного кислорода и в связи с этим увеличение эффективности ассоциативного отщипывания $\text{O}^- + \text{O} \rightarrow e + \text{O}_2$ и $\text{O}_2^- + \text{O} \rightarrow e + \text{O}_3$. Эти процессы обрывают всю цепочку образования отрицательных ионов;



2) увеличение скорости ионизации ускоряет исчезновение отрицательных ионов в реакциях взаимной нейтрализации с положительными ионами.

4.8. Модели нижней ионосферы

4.8.1. Введение. Как правило, под моделью нижней ионосферы понимают некий алгоритм, позволяющий вычислять значения электронной концентрации на высотах от 50 до 90 км. Работы по созданию модели D-области развиваются в двух направлениях:

1) эмпирическое моделирование, основанное на обработке больших массивов экспериментальных данных и получении в результате такой обработки аналитических формул для вычисления профиля $N_e(h)$ (например, [52, 58]). Как правило, такие модели для вычисления требуют следующих „входных параметров“: дата (число, месяц, год), местное время, зенитный угол Солнца, солнечная активность, магнитная активность, широта пункта наблюдения;

2) теоретическое моделирование, при котором для расчета используются схемы ионизационно-рекомбинационного цикла и лабораторные данные о константах скоростей реакций. Эти модели, в свою очередь, отличаются большей или меньшей полнотой учета процессов, которые возможны на высотах D-области, и поэтому их можно разделить на упрощенные и детальные.

При моделировании высокоширотной D-области и первое и второе направления сталкиваются с серьезными трудностями.

Ограниченность экспериментального массива в высоких широтах и большой разброс данных при одних и тех же „входных параметрах“ не дают возможности получить сколько-нибудь достоверную эмпирическую модель D-области полярной ионосферы. При теоретическом моделировании основная трудность состоит в отсутствии каких-либо моделей чрезвычайно изменчивого источника ионизации, связанного с корпускулярными высыпаниями.

4.8.2. Статистические модели пространственно-временного распределения аврорального поглощения. Авроральное поглощение радиоволн является основной причиной нарушения радиосвязи на высокоширотных линиях. Потребности практики и описанные выше трудности создания моделей электронной концентрации привели к созданию статистических моделей пространственно-временного распределения частоты появления риометрического поглощения более 1 дБ или величины медианного или среднего поглощения для различных сезонов и уровней солнечной активности [17, 48]. Эти модели построены на основе анализа данных сети риометров в высоких широтах. Фактически эти модели заменяют в настоящее время эмпирические модели электронной концентрации в D-области полярной ионосферы, давая интегральные характеристики нижней ионосферы. На рис. 4.12 приведены изолинии равного поглощения, полученные по модели [48], и для сравнения среднестатистические значения аврорального поглощения, построенные по риометрическим данным девяти станций европейского сектора Арктики для весны года минимума солнечной

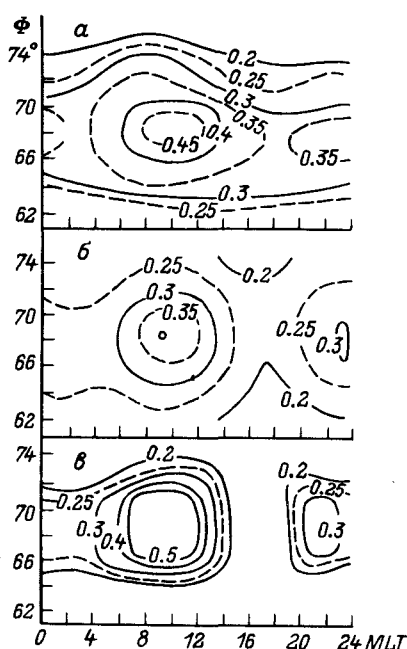
Рис. 4.12. Пространственно-временное распределение аврорального поглощения, дБ, на частоте 27,6 МГц для весны:

а - экспериментальные данные [17]; б - эмпирическая модель [48]; в - теоретическая модель [34].

активности. Можно отметить, что модели пространственно-временного распределения аврорального поглощения хорошо позволяют воспроизводить суточные и широтные хода аврорального поглощения. Аналогичные сравнения для других сезонов и уровней активности показывают, что и эти вариации описываются моделями.

4.8.3. Модели электронной концентрации для условий аврорального поглощения. Несколько иной подход к созданию модели электронной концентрации в D-области полярной ионосферы предложен в [46, 49]. В [46] на основании полученного эмпирического соотношения между потоком энергии выпадающих частиц и уровнем поглощения с использованием некоторого высотного профиля эффективного коэффициента рекомбинации рассчитаны профили электронной концентрации для различных уровней поглощения. В [49] на основе 26 ночных и 15 дневных профилей электронной концентрации, полученных измерением на ракетах, получены усредненные $N_e(h)$ для различных уровней поглощения с учетом зависимости N_e от зенитного угла Солнца. По сути в работах предложены эмпирические модели электронной концентрации как функции риометрического поглощения (рис. 4.13). Такие модели могут быть использованы для расчета поглощения на радиотрассах в условиях аврорального поглощения. Недостаток их состоит в том, что одним и тем же уровням аврорального поглощения в зависимости от сезона и солнечной активности могут соответствовать разные $N_e(h)$ профили.

4.8.4. Теоретические модели нижней ионосферы. Несмотря на некоторые нерешенные вопросы относительно тонких деталей ионного состава, существующие схемы реакций позволяют получать значения электронной концентрации с точностью не хуже точности экспериментального определения $N_e(h)$. В [37] на основе сопоставления большого массива среднеширотных экспериментальных $N_e(h)$ профилей с модельными расчетами показано, что теоретические модели



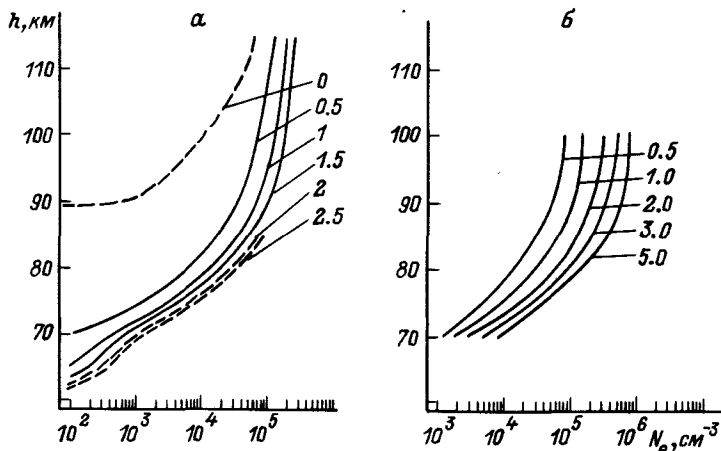


Рис. 4.13. Профили электронной концентрации для различных уровней поглощения.

Цифры у кривых — уровень поглощения, дБ, на частоте 27.6 МГц.
а — [49]; б — [46].

по точности описания этого массива не уступают существующим эмпирическим моделям [52, 58].

Как уже отмечалось выше, основная трудность теоретического моделирования нижней ионосферы высоких широт состоит в том, что неизвестен источник ионизации, а точнее, его пространственно-временные вариации, особенно в периоды авроральных возмущений.

В тех случаях, когда одновременно с электронной концентрацией измеряется поток высыпающихся частиц и можно рассчитать скорость ионообразования, теоретические модели воспроизводят экспериментальные значения $N_e(h)$ достаточно точно [37].

Представляется, что неточности модели полярной нижней ионосферы, связанные с определением источника ионизации, значительно больше, чем возможные ошибки в определении деталей схемы реакций и концентрации малых составляющих, хотя в каждом конкретном случае и эти ошибки могут играть свою роль.

В [34] предпринята попытка на основе теоретической модели получить среднюю картину пространственно-временного распределения электронной концентрации, аналогичную той, которую дают модели [17, 48]. Были использованы данные [73] о параметрах высыпающихся потоков, полученные в 1976–1977 гг. на полярном спутнике SP-3. Интенсивности высыпающихся потоков, измеренные в нескольких каналах в диапазоне энергий от 30 до 276 кэВ, хорошо описываются экспериментальным спектром $J(E) = J_0 \times \exp\{-E/E_0\}$ эл.см⁻².с⁻².ср⁻¹.кэВ⁻¹ с J_0 и E_0 , зависящими от геомагнитной широты и местного геомагнитного времени. Фактически эти данные можно использовать как усредненный

источник ионизации в авроральной D-области, зависящий от координат и времени.

По полученным спектрам были рассчитаны скорости ионизации, а затем по модели D-области [37] — профили электронной концентрации и соответствующее этим профилям поглощение. Особенности использованных при расчетах профилей частоты соударений и малых нейтральных составляющих описаны в [34].

На рис. 4.12, в приведены результаты этих расчетов. Сравнение как с экспериментальными данными (рис. 4.12, а), так и с моделью [48] (рис. 4.12, б) показывает, что теоретическая модель с источником ионизации, заданным по [73], хорошо воспроизводит суточный ход аврорального поглощения, в частности два максимума (более сильного в утренние часы и меньшего по величине в ночные часы) и минимума в 16–18 MLT. Достаточно хорошо воспроизводится и распределение поглощения по широте. Наблюдаемые расхождения в деталях, например низкая по сравнению с экспериментальной величина поглощения в 00–06 MLT, сдвиг ночного максимума на более ранние часы (21–22 MLT) и большой диапазон широт, занятый максимальным поглощением, целиком обусловлены недостатком использованной модели источника ионизации. Из сопоставления рис. 4.12, б и 4.12, в видно, что теоретическая модель с источником ионизации может быть использована для прогнозирования поглощения коротких радиоволн с той же степенью точности, что и модель [48], давая при этом еще средние профили электронной концентрации и отдельных ионов.

4.9. Заключение

На основе материала, изложенного в разд. 4.1–4.8, сформулируем основные выводы, разбив их на две группы, соответствующие верхней и нижней ионосфере.

4.9.1. Верхняя авроральная ионосфера.

— Рассмотрение даже идеализированной модели бури показывает, что пространственные и временные изменения ионосферных параметров связаны с параметрами бури сложным образом. Полное сравнение модельных расчетов с экспериментом и выяснение таким образом правильности наших представлений о физических процессах, приводящих к изменению параметров F-области ионосферы во время бури, требует данных, полученных одновременно на нескольких наземных станциях и серии спутников, не только о характеристиках F-области в зависимости от времени и координат, но также и о магнитосферных и термосферных параметрах.

— В настоящее время существующая база данных еще слишком мала, для того чтобы проводить детальные сравнения между теорией и наблюдениями. Работы, подобные [68, 69], позволяют судить лишь о возможных механизмах вариаций ионосферных параметров.

— Возможности получения глобальных картин конвекции и высыпаний и их временных вариаций существенно увеличились с появлением нескольких установок HRP в высоких широтах, авроральных

локаторов типа STARE, спутников типа DMSP и DE; это дает надежду на значительный прогресс наших представлений о поведении F- и E-областей ионосферы во время суббури.

— Главный ионосферный провал пока не может быть объяснен однозначно — каждый из перечисленных в разд. 4.2 механизмов вносит свой вклад в образование провала.

4.9.2. Нижняя ионосфера.

— Основные процессы, определяющие состав положительных ионов, в настоящее время известны достаточно хорошо, и это позволяет в модельных расчетах воспроизводить экспериментальные результаты. В авроральных широтах вариации состава положительных ионов больше, чем в средних широтах, что обусловлено большими вариациями плотности и температуры нейтральной атмосферы, концентрации малых составляющих и интенсивности источников ионизации.

— Состав отрицательных ионов в настоящее время известен плохо как в средних, так и в высоких широтах. Относительное содержание отрицательных ионов во время возмущений уменьшается.

— Стала более ясной существенная зависимость процессов ионизации в нижней ионосфере не только от гео-гелиофизической обстановки, но и от факторов метеодинамического характера. Можно считать доказанной возможность распространения энергии тропосферных метеорологических возмущений вплоть до высот мезо-термосферы.

— В настоящее время интенсивно обсуждаются два пути влияния метеобстановки на процессы ионизации в верхней части D-области (70–90 км): 1) $T \rightarrow \alpha_{\text{эф}} \rightarrow N_e$, 2) $\text{NO} \rightarrow q \rightarrow N_e$. В нижней части D-области ($\lesssim 70$ км) метеовлияние происходит за счет зональных движений атмосферы и изменений параметра λ .

— Изменения СДВ-сигналов на высокоширотных трассах могут быть полезным дополнением к таким традиционным методам исследования нижней ионосферы, как риометры, HPP, ЧО, ракеты и т.д.

— По сравнению с ракетными данными метод ЧО во время авроральных возмущений ($A \gtrsim 0.5$ дБ) дает заниженные значения N_e .

Л и т е р а т у р а к г л . 4

1. Белоглазов М.И., Белоглазова Г.П. // Геомагнетизм и аэрономия. 1984. Т. 24. С. 1013–1015.
2. Белоглазов М.И., Ременец Г.Ф. Распространение сверхдлинных радиоволн в высоких широтах. Л., 1982. 240 с.
3. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Вяхирев В.Д., Гришкевич Л.В. Каталог профилей электронной концентрации D-области ионосферы средних широт. Разработка принципов построения эмпирической модели. Препринт 171. Горький. 1983. 51 с.
4. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Вяхирев В.Д. и др. // Высокоширотная ионосфера и магнитосферно-ионосферные связи. Апатиты, 1986. С. 134–140.
5. Власков В.А., Мизун Ю.Г., Мингалев В.С. и др. // Физические процессы в области главного ионосферного провала. Прага, 1983. С. 197–202.

6. Гальперин Ю.И., Ковражкин Р.А. // Полярная ионосфера и магнитосферно-ионосферные связи. Апатиты, 1978. С. 59-72.
7. Гальперин Ю.И., Зосимова А.Г., Ларина Т.Н. и др. // Космические исследования. 1980. Т. 18. С. 877-898.
8. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М., 1978. 532 с.
9. Данилов А.Д. // Радиофизика. 1981. Т. 24. С. 1171-1199.
10. Данилов А.Д. // Ионосферные исследования. М., 1986. № 39. С. 33-42.
11. Данилов А.Д., Ледомская С.Ю. // Геомагнетизм и аэрномия. 1979. Т. 19. С. 361-980.
12. Данилов А.Д., Ледомская С.Ю. // Ионосферные исследования. М., 1982. № 32. С. 78-89.
13. Данилов А.Д., Ледомская С.Ю. // Геомагнетизм и аэрномия. 1984. Т. 24. С. 614-619.
14. Данилов А.Д., Ледомская С.Ю. // Труды ИЭМ. 1983. № 13 (102). С. 28-51.
15. Данилов А.Д., Несторов Г., Михайлов Е.Н. и др. // Геомагнетизм и аэрномия. 1986. Т. 26. С. 710-713.
16. Деминов М.Г., Хегай В.В. // Ионосферные исследования. М., 1983. № 33. С. 56-61.
17. Жулина Е.М., Киша П.В., Лукашкин В.М., Широчков А.В. Дополнительные энергетические потери на высокоширотных радиолниях. М., 1983. 208 с.
18. Задорожный А.М., Симонов А.Г. // Геомагнетизм и аэрномия. 1985. Т. 25. С. 670-672.
19. Индюков А.Е., Климов А.А., Кринберг И.А. // Физические процессы в области главного ионосферного провала. Прага, 1983. С. 99-102.
20. Иткина М.А. // Радиофизика. 1978. Т. 21. С. 777-801.
21. Казимировский Э.С. // Ионосферные исследования. М., 1986. № 39. С. 12-32.
22. Клименко В.В., Намгаладзе А.А. // Геомагнетизм и аэрномия. 1981. Т. 21. С. 993-998.
23. Колесник А.Г., Голиков И.А. // Геомагнетизм и аэрномия. 1983. Т. 23. С. 909-914.
24. Кошелев В.В. // Полярная ионосфера и ионосферно-магнитосферное взаимодействие. Апатиты, 1984. С. 23-66.
25. Ларина Т.Н., Можаяев А.М., Пономарев Ю.Н. Быстрые вариации структуры F-слоя ионосферы полярных шапок, обусловленные сменой знака Z-компоненты межпланетного магнитного поля (ММП). Препринт 1133 ИКИ АН СССР. М., 1986. 16 с.
26. Ларина Т.Н., Можаяев А.М., Пономарев Ю.Н., Власков В.А. О моделировании нестационарно-конвектирующего F-слоя полярной ионосферы. Динамика ионосферного провала в предвзрывительную фазу суббури. Препринт 1132 ИКИ АН СССР. М., 1986. 25 с.
27. Леонов В.И. // Геомагнетизм и аэрномия. 1974. Т. 14. С. 44-47.
28. Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. // Геомагнетизм и аэрномия. 1981. Т. 21. С. 183-185.
29. Мизун Ю.Г. Полярная ионосфера. Л., 1980. 216 с.
30. Мизун Ю.Г. Нижняя ионосфера высоких широт. Л., 1983. 248 с.
31. Мингалева Г.И., Сырникова Т.В., Мингалева В.С. и др. // Геомагнетизм и аэрномия. 1982. Т. 22. С. 512-515.

32. Мингалева Г.И., Сырникова Т.В., Мингалев В.С. и др. // Математическое моделирование комплексных процессов. Апатиты, 1982. С. 3-21.
33. Несторова И.И., Гинзбург Э.И. Каталог профилей электронной концентрации области D ионосферы. Новосибирск, 1985. 211 с.
34. Оселян А.П., Чурикова Т.В., Смирнова Н.В., Власков В.А. // Исследования высокоширотной ионосферы. Апатиты, 1986. С. 3-10.
35. Смирнова Н.В., Власков В.А. // Математическое моделирование комплексных процессов. Апатиты, 1982. С. 83-96.
36. Смирнова Н.В., Власков В.А. Отрицательные ионы в D-области ионосферы. Препринт ПГИ-82-3-17. Апатиты, 1982. 46 с.
37. Смирнова Н.В., Оглоблина О.Ф., Власков В.А. Модели электронной концентрации D-области ионосферы. Препринт ПГИ-84-08-36. Апатиты, 1984. 31 с.
38. Уиттен Р., Поппов И. Основы аэрономии. Л., 1977. 408 с.
39. Часовитин Ю.К., Шушкова В.Б. // Полярная ионосфера и ионосферно-магнитосферное взаимодействие. Апатиты, 1984. С. 3-22.
40. Ahmed M., Sagaly R.C., Wildman P.J.L., Burke W.J. // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84. P. 489-498.
41. Best A., Wagner G.-U. // Физические процессы в области главного ионосферного провала. Прага, 1983. С. 19-41.
42. Brekke A., Holt O., Dickinson P.H.G. et al. // J. Atm. Terr. Phys. 1985. Vol. 47. P. 101-121.
43. Brinton H.C., Grebowsky J.M., Brace L.H. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83. P. 4767-4776.
44. Chakrabarty D.K., Chakrabarty P., Witt G. // J. Atm. Terr. Phys. 1978. Vol. 40. P. 437-442.
45. CIR A - 1972. Cospar International Reference Atmosphere 1972. Berlin, 1972. 450 p.
46. Collis P.N., Hargreaves J.K., Korth A. // J. Atm. Terr. Phys. 1984. Vol. 46. P. 21-38.
47. Fergusson E.E. // Rev. Geophys. Space. Phys. 1974. Vol. 12. P. 703-713.
48. Foppiano A.I. A new method for prediction the auroral absorption of HF sky waves / CCIR IWR 631. 1975. 25 p.
49. Friedrich M., Torkar K.M. // J. Atm. Terr. Phys. 1983. Vol. 45. P. 127-135.
50. Friedrich M., Baker K.D., Dickinson P.H.G. et al. // J. Atm. Terr. Phys. 1985. Vol. 47. P. 89-100.
51. Grossmann K.U., Frings W.G., Offermann D. et al. // J. Atm. Terr. Phys. 1985. Vol. 47. P. 291-300.
52. International Reference Ionosphere IRI-79 // World Data Center A, Report UAG-82. Boulder, 1981. 40 p.
53. Kikuchi T., Uchi C. // World data center A. Solar-Terr. Phys. Rep. UAG-83. Pt. 2, 1982. P. 367-369.

54. K n u d s e n W.C. // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79. P. 1046-1056.
55. K n u d s e n E.C., B a n k s P.M., W i n n i n g h a m J.D., K l u m p a r D.M. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 4784-4792.
56. K o h n l e i n W., R a i t t W.I. // Planet. Space. Sci. 1977. Vol. 25. P. 600-602.
57. M c N a m a r a L.F. // World Data Center A, Report UAG-67. Boulder, 1978. 30 p.
58. M c N a m a r a L.F. // Radio Sci. 1979. Vol. 14. P. 1165-1173.
59. O f f e r m a n n D. // J. Atm. Terr. Phys. 1979. Vol. 41. P. 735-752.
60. O f f e r m a n n D. // J. Atm. Terr. Phys. 1985. Vol. 47. P. 1-26.
61. P h i l b r i c k C.R., S c h m i d l i n F.J., G r o s s m a n n K.U. et al. // J. Atm. Terr. Phys. 1985. Vol. 47. P. 159-172.
62. R e i d G.C. // Planet. Space. Sci. 1977. Vol. 25. P. 275-290.
63. S c h u n k R.W., R a i t t W.J., B a n k s P.M. // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80. P. 3121-3130.
64. S c h u n k R.W., B a n k s P.M. // Geophys. Res. Letters. 1975. Vol. 2. P. 239-242.
65. S c h u n k R.W., S o j k a S.J. // Geophys. Res. Letters. 1982. Vol. 9. P. 1045-1048.
66. S o j k a Y.J., R a i t t W.J., S c h u n k R.W. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 609-621.
67. S o j k a Y.J., R a i t t W.J., S c h u n k R.W. // J. Geophys. Res. Vol. 86. P. 2206-2216.
68. S o j k a Y.J., S c h u n k R.W. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 2112-2122.
69. S o j k a Y.J., S c h u n k R.W. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 2348-2358.
70. S p i r o R.W., H e e l i s R.A., H a n s o n W.B. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83. P. 4255-4264.
71. S p i r o R.W., R e i f f R.H., M a h e r L.J. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. P. 8215-8227.
72. T u l u n a y Y.K., S a y e r s J. // J. Atm. Terr. Phys. 1971. Vol. 33. P. 1737-1762.
73. V a m p o l a A.L., G o r n e y D.J. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 6207-6274.
74. W a t k i n s B.J. // Plan. Space. Sci. 1978. Vol. 26. P. 559-569.

В этой главе рассмотрены закономерности мелкомасштабных ионосферных неоднородностей, ответственных за рассеяние метровых и дециметровых радиоволн в Е-области ионосферы. Ограниченный объем вынудил авторов оставить ряд вопросов неосвещенными. Это в равной мере относится к библиографии. Дополнительные сведения по теме могут быть найдены в [9, 10, 17, 21, 23, 49]. Наряду с установленными результатами глава содержит также новые данные (разд. 5.6–5.8); эти результаты, естественно, остаются в какой-то степени дискуссионными.

5.1. Авроральное рассеяние радиоволн

С позиций сегодняшнего дня основная причина радиоавро́ры — это токовые неустойчивости ионосферной плазмы (Фарлей–Бунемановская ФБ и градиентно–дрейфовая ГД), проявляющиеся как электростатическая плазменная турбулентность на высотах Е-слоя [6, 11].

Радиоавро́ра — высокоширотное явление слабого рассеяния радиоволн в неоднородной ионизированной среде — авроральной Е-области ионосферы. Термин „слабое“ подразумевает малость флуктуаций коэффициента преломления среды по сравнению с его средним значением, близким к единице. Интенсивность рассеяния можно оценить количественно из величины объемного поперечника рассеяния. При ориентации луча радара нормально к магнитной силовой линии и вдоль направления дрейфа электронов максимальный поперечник рассеяния не превышает 10^{-5} м^{-1} [81].

Терминология. Радиоавро́ра — термин, введенный в [33]. Комиссия по терминологии МАГА [57] рекомендовала применять его как синоним авроральных неоднородностей. В этом ключе стремился им пользоваться Свердлов [10]. На практике, однако, термин радиоавро́ра не нашел однозначного толкования. Большинство авторов применяют его для описания эффектов, „видимых“ радаром, что не прямо замыкается на свойства неоднородностей. Неоднозначности толкования не избежала даже комиссия по терминологии [57]. Ниже по традиции будем пользоваться термином радиоавро́ра в приложении как к неоднородностям, так и к самому явлению рассеяния.

Неоднородности с характерными длинами волн от единиц дециметров до единиц метров и длиннее — типичная особенность полярной ионосферы [41]. Идея о ионосферной плазменной неустойчивости как причине неоднородностей высказана первоначально для экваториальной ионосферы. Позже она была применена и к полярной [32, 43]. Волны возбуждаются, когда скорость дрейфа электронов относительно ионов достигает ионно–акустической скорости. Тепловые флуктуации плазмы метровых и дециметровых длин волн получают энергетическую подкачку и нарастают. Внешней

причиной электростатической турбулентности является электрическое поле, которое должно быть 15–20 мВ/м. При меньших значениях поля возможна генерация лишь ГД-волн [41], характерные длины которых сотни метров.

Некоторые проблемы. Первая – это то, что ФБ- и ГД-неустойчивости – основной, но не единственный механизм возбуждения неоднородностей. За авроральное рассеяние могут быть также ответственны неоднородности ГН-природы (ГН-гидродинамика нейтралов – обычная гидродинамическая турбулентность, обусловленная неустойчивостью газовых течений нейтральной атмосферы при больших числах Рейнольдса). При наличии градиентов ионизации вероятный механизм ГН-неоднородностей – турбулентное перемешивание [3]. Присутствие таких неоднородностей в Е-области или ее окрестности (мезопаузе) подтверждается данными авроральных радаров [77] и другой техники [55].

Вторая – высокая значимость нелинейных эффектов при ограничении роста ФБ- и ГД-волн, их распадах, обратном влиянии растущих волн на внешние условия, взаимной кроссмодуляции и др. [6]. Это следует из существования неоднородностей в „запрещенных“ частях их пространственного спектра, не обеспеченных линейной подкачкой. Сильные нелинейные эффекты ограничения и кроссмодуляции делают удобным термин электростатическая турбулентность, подразумевающий эффективное самоперемешивание волн. Пространственный спектр установившихся волн становится при этом относительно гладким [81].

5.2. Радиоаврора. Основные свойства

5.2.1. Ракурсная чувствительность. Отраженный сигнал максимален, когда луч ортогонален к магнитной силовой линии в области отражения и быстро падает с отклонением от этого направления, т.е. с ростом ракурсного угла φ . Термин ракурс (ракурсная чувствительность, ракурсный угол и др.) – дань традиции непрямого перевода термина аспект (aspect). Этой теме посвящено много работ (из последних см. [19, 74]). Наиболее точные измерения ракурсной зависимости были сделаны, вероятно, в [32], где найдено, что при $\varphi = 0\text{--}2^\circ$ ракурсное ослабление ~ 12 дБ/град. При больших отклонениях от ортогональности ракурсное ослабление составляет ~ 5 дБ/град при $\varphi = 4.5\text{--}7.5^\circ$ и ~ 1 дБ/град при $\varphi = 10\text{--}20^\circ$ [70, 71, 74].

Нелинейная зависимость ракурсного ослабления в функции ракурсного угла и ее причины – один из трудных вопросов физики радиоавроры. Не согласуются друг с другом: резкое ракурсное ослабление, широкий диапазон ракурсных углов наблюдаемости радиоавроры и несущественное различие амплитуд сигналов при „хороших“ ($\varphi \approx 0^\circ$) и „плохих“ ($\varphi \gtrsim 10^\circ$) ракурсных углах [85]. Объяснение этих явлений затруднительно с позиций как физики неоднородностей (см. [6] и ссылки), так и процессов рассеяния радиоволн [74].

В [113] сделана попытка альтернативного описания явлений рассеяния при больших ракурсных углах, $\varphi \lesssim 20^\circ$ [70]. Авторы полагают, что рассеивающий слой "толстый" и рассеяние происходит при приблизительно нулевом угле из-за рефракционного загиба радиолуча в ионосфере. Модель объясняет относительно сильный сигнал и ракурсное ослабление 1-2 дБ/град при $\varphi > 5^\circ$ из-за прогрессирующего утончения рассеивающего слоя с ростом φ . Однако модель не способна объяснить подобные явления, когда частоты зондирования ≥ 70 МГц [30, 85].

5.2.2. Зависимость от длины волны или частотная зависимость. Эта зависимость рассеяния исследовалась в [32, 64]. Ход поперечника рассеяния как функция частоты имеет вид e^{-f/f_0} . Приведенные в [32] данные дают $f_0 = (125 \pm 18)$ МГц при $f = 1210$ МГц. В экстремальных событиях f_0 менялось почти вдвое.

Самая короткая длина волны авроральных неоднородностей, измеренная в эксперименте, ~ 5 см [32, 50]. Эпизодическое возникновение таких неоднородностей сопровождается ростом f_0 до 200 МГц. Линейная теория неспособна объяснить генерацию волн < 10 см [6].

5.2.3. Азимутальная или токовая зависимость поперечника аврорального рассеяния. Азимутальный угол θ - угол между радиолучом радара и вектором холмовского дрейфа электронов. Экспериментальная статистика [25] удовлетворительно аппроксимируется зависимостью $10^{-2} \sin^2 \theta$ [95]. Похожая зависимость найдена для экваториальных неоднородностей [58]. В [52] делается попытка разделения первичных и вторичных неоднородностей, где зависимость соответственно сильная и слабая.

Короткоживущая и динамичная азимутальная зависимость найдена в [12] для событий активной фазы суббури. Крутизна достигала 3-4 дБ/град. В обычных условиях последняя 0.3-0.6 дБ/град.

С позиций теории азимутальная зависимость - это соотношение спектральных плотностей неоднородностей в зоне их линейной генерации и зоне (конусе) потерь. Вопрос о параметрах неоднородностей в конусе потерь разработан слабо [6]. Нелинейное взаимодействие волн может приводить к аномальным токовым зависимостям [76].

5.2.4. Высота. Основной массив данных падает на 100-120 км [57, 119]. Высказывается предположение о рассеянии на ионно-циклотронных волнах, высота 150 км [84]. Измерялись двуслойные структуры [98, 108]. По крайней мере три фактора ответственны за высоту рассеяния: высота слоя ионизации, высота слоя неоднородностей и высота ракурсной поверхности [75, 91, 111]. Отсюда высота рассеяния в разных участках поля зрения радара различна.

5.2.5. Зависимость от широты. Если не обсуждать детали, то радиоаврора наблюдается во всей авроральной зоне и полярной шапке. В вечерние часы она опускается до главного ионосферного провала. Анизотропное рассеяние, подобное радиоавроре, существует на экваторе [41] и в средних широтах [22].

5.3. Связь радиоавроры с сияниями

Сначала казалось, радиоаврора – отражение от сияний. Однако 60-е годы принесли разочарование. Связь явлений оказалась слабой или сложной. Сейчас вернулись почти к той идее, с которой все началось: радиоаврора – метод регистрации сияний, в основном диффузного свечения, но она избегает ярких дискретных форм. Диффузное свечение хорошо наблюдаемо со спутников. В фон диффузного свечения погружен овал полярных сияний [66, 67].

5.3.1. Диффузное рассеяние вечернего сектора в пространственной картине весьма прихотливо. Вид области – сложная функция крупномасштабной структуры ионосферного тока и ракурсно-азимутальной чувствительности рассеяния [1, 5, 23, 103, 106]. Жесткая анизотропия рассеяния [81] ограничивает пространство, контролируемое радаром, даже если неоднородности существуют повсеместно (рис. 5.1). Область максимума сигнала – характерная подковообразная полоса, которую называют дугой [13, 32, 37]. Интенсивность крыльев этой дуги – функция азимута тока.

Дуга как характерная топологическая структура аврорального рассеяния особенно ярко проявляет себя с уменьшением геомагнитной широты наблюдения – наклоном силовой линии в области эхо [37]. Полоса рассеяния становится тоньше, хотя размер „подковы“ растет. С экваториальной стороны овала интенсивность радиоавроры повышена [5, 27, 47, 109] в области так называемого интерфейса – полосы диффузного фона, примыкающего к дуге [89] (рис. 5.2). Когда овал сияний (вечерний сектор) включает более чем одну дугу, его внутренняя часть может заполняться радиоавророй. Однако она менее интенсивна [109]. Интерфейс и дугу сияний разделяет провал в свечении. Он примерно соответствует провалу в сигнале между приполюсным краем радиоавроры и дугой сияния [5, 47] или провалу между диффузной полосой рассеяния и дискретной радиодугой [103, 106].

5.3.2. Диффузное рассеяние утреннего сектора. Явление наблюдается внутри аврорального овала и примыкает к его экваториальной дуге [5, 32, 38]. Оно приходится на область пятен свечения умеренной интенсивности. Их нерегулярность – вероятная причина структуры радиоавроры. Размытая дуга и повышенный фон экваториальнее радиоавроры, полагаем, лежат в области низкого электрического поля, а иногда и низкой ионизации.

Вечерне-утренний „переброс“ радиоавроры через экваториальную дугу овала – характерная особенность ее морфологии [5, 17, 27, 38, 47, 99]. Это соответствует схеме электроджетов [62]. Радиоаврора покрывает области диффузного фона сияний (рис. 5.2), где электрическое поле выше порога возбуждения неустойчивости.

5.3.3. Яркие формы сияний и радиоаврора. Яркие формы сияний не проявляются в авроральном рассеянии [5, 32, 104, 107]. Это соответствует слабой корреляции сияний и радиоавроры [45]. Отсутствие рассеяния из области дуги объяснимо отсутствием неоднородностей, вероятно из-за низкого электрического поля [34]. Яв-

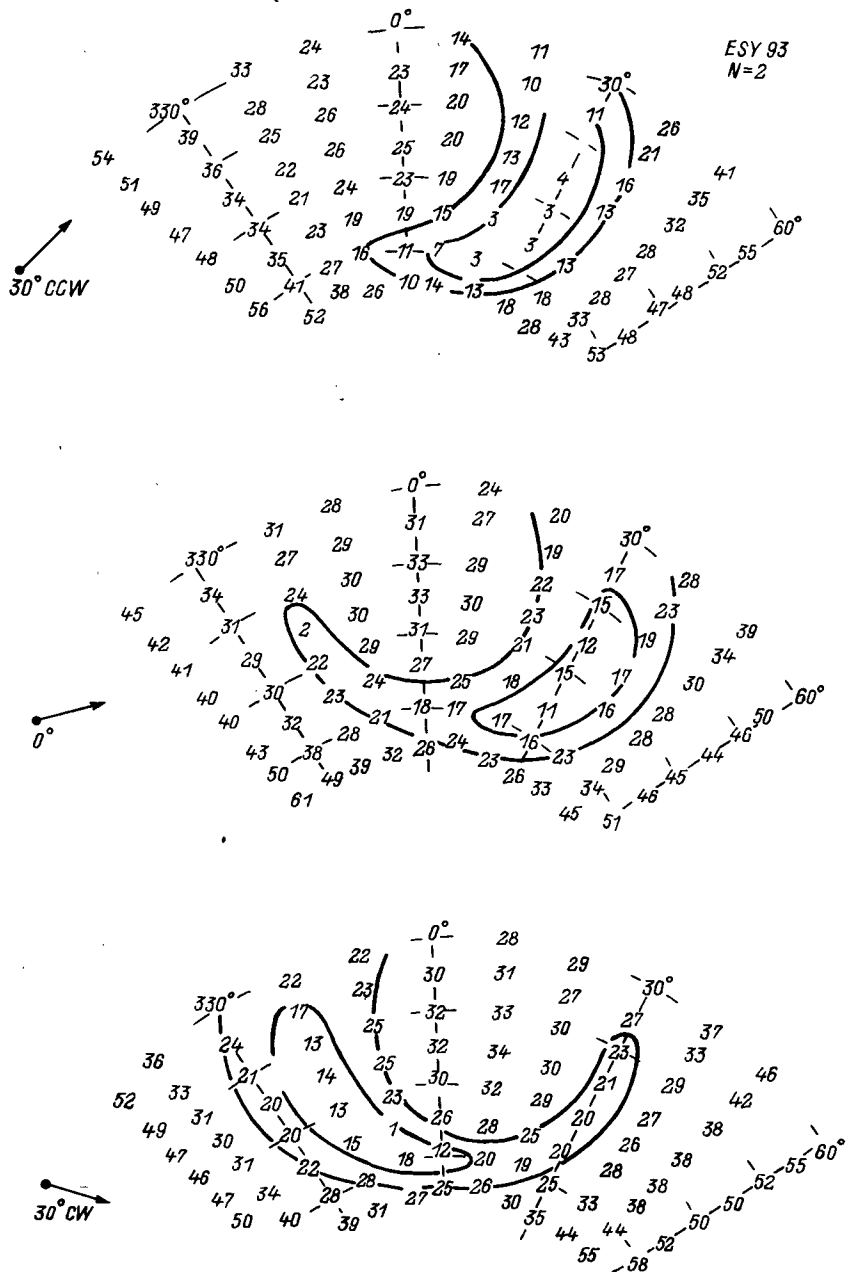


Рис. 5.1. Распределение поперечников рассеяния [81].

Эссойла, Карелия, 93 МГц, $N = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, если ионизация и неоднородности имеются повсеместно; координаты азимут-дальность, шаг 10° и 100 км, максимум 1200 км; направление холловского тока показано стрелками; цифры и изолинии - ослабление, дБ.

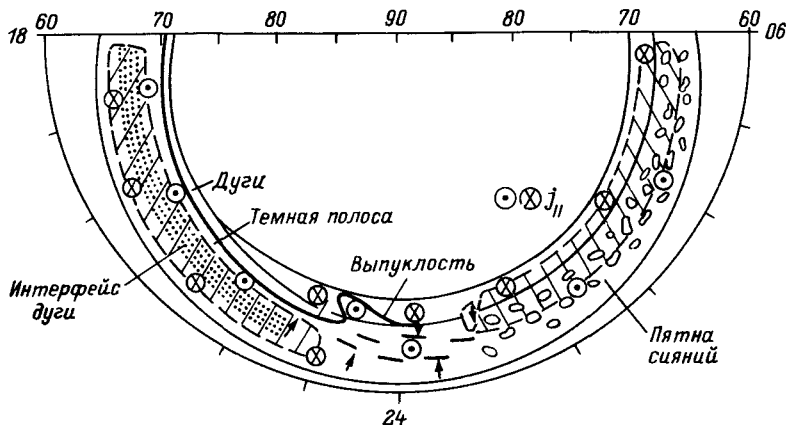


Рис. 5.2. Сияния, радиоаврора и токи в ночной части овала [89].
Радиоаврора – длинные штрихи.

ление, связанное с дугой сияний – дискретная радиодуга [104, 107]. Особо интересны радиодуги, которые наблюдаются одновременно с полосой диффузного рассеяния, но отделены друг от друга узким провалом. В [46] даны условия вблизи дуги, приемлемые для генерации узкой (~ 10 км) полосы неоднородностей.

5.3.4. Дискретные сигналы активной фазы суббури. Сигналы возникают в областях перемежающихся электрических полей и градиентов. Они могут быть обязаны как ФБ-, так и ГД-нестабильностям [63]. Такие условия реализуются у волн свечения, петель, лучей и т.д. Локальные короткоживущие сигналы могут быть также следствием неоднородностей ГН-природы [3, 86]. ГН-неоднородности связывают с турбулентным перемешиванием ионосферы. Механизм эффективен при больших вертикальном или горизонтальном градиентах ионизации и развитой низкочастотной турбулентности атмосферы.

5.3.5. Суббури в радиоавроре. Этот вопрос изучается многими исследователями. В числе последних работ отметим [2, 11, 14, 23, 107]. В [96] объединены основные результаты. Поведение областей регистрации радиоавроры во время суббури показано на рис. 5.3. Отметим основные черты этого поведения.

В спокойное время (1) радиоаврора наблюдается только в области каспа [114], что свидетельствует о существовании в этой области значительного электрического поля [61].

Предварительная фаза бури (2) сопровождается широкими полосами интенсивной турбулентности в вечернем (утреннем) секторе экваториальнее (полюснее) экваториальной кромки – дуги „мгновенного овала” сияний. Диффузная турбулентность существует также приполюснее ночного овала – в полярной шапке (вечернем секторе) и меньшей величины во внутренней полости овала.

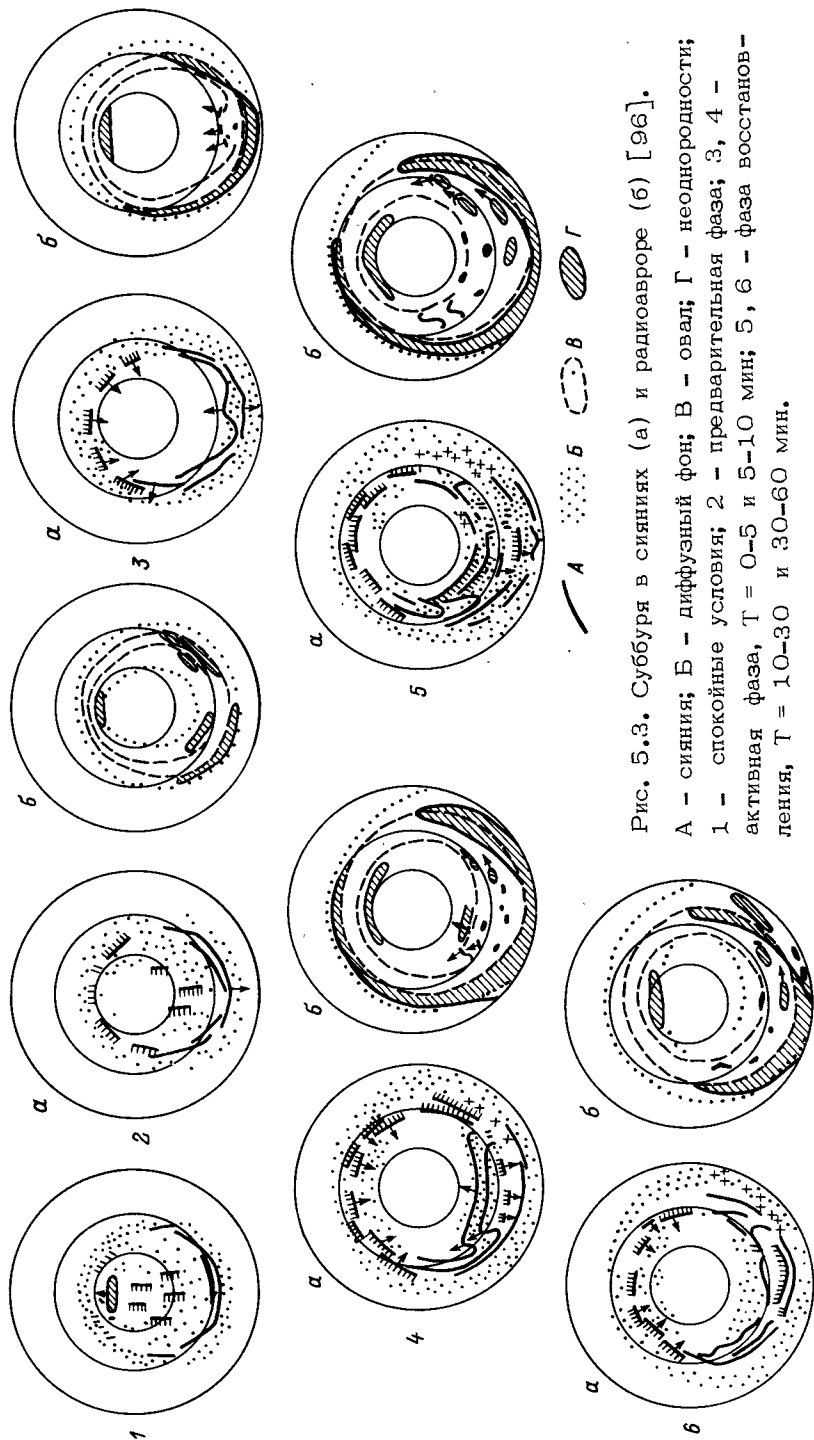


Рис. 5.3. Суббуря в сияниях (а) и радиоавроре (б) [96].

А - сияния; Б - диффузный фон; В - овал; Г - неоднородности;
 1 - спокойные условия; 2 - предварительная фаза; 3, 4 -
 активная фаза, $T = 0-5$ и $5-10$ мин; 5, 6 - фаза восстанов-
 ления, $T = 10-30$ и $30-60$ мин.

Активная фаза (3-5) характерна внезапным появлением локальных очагов турбулентности [2, 11, 107]. Это происходит в расширяющемся эпицентре суббури вблизи ярких и динамичных форм сияний. Кромка расширяющейся выпуклости видна по перемежающемуся следу дискретной радиоаворы. Волны свечения, складки, петли, уходящие к западу и востоку, сопровождаются движущимися очагами турбулентности. В целом эпицентр суббури – область преимущественного возникновения неоднородностей длинных масштабов. Периферийные, по отношению к эпицентру, области заняты диффузной радиоаворой.

Фаза восстановления (6) проявляется в сжатии овала с примыкающими к нему полосами неоднородностей. Иногда за сильными бурями следуют пульсации PiC , модулирующие неоднородности во времени и пространстве [65], а также пятна с неоднородностями, которые могут „трассировать” движение низкочастотных волн.

Радиоавора в схеме суббури – поле ≥ 15 мВ/м и ионизация $\geq 5 \cdot 10^4$ см⁻³. Ее отсутствие не исключает существования одного из факторов. Статистический пояс радиоаворы [10] показывает низкие значения турбулентности в овале вечером и его заполнение утром.

5.4. Некоторые элементы теории рассеяния

5.4.1. Эффективность рассеяния. Объемный поперечник рассеяния в борновском приближении [40, 81, 110]

$$\sigma_V(\vec{k}) = 32 \pi^4 r_e^2 N^2 \langle (\Delta N/N)^2 \rangle f(\vec{k}), \quad (5.1)$$

где r_e – классический радиус электрона; N – концентрация электронов; $\langle (\Delta N/N)^2 \rangle$ – квадрат уровня турбулентности (относительных флуктуаций электронной плотности), $f(\vec{k})$ – пространственный спектр неоднородностей, нормированный так, чтобы $\int f(\vec{k}) d^3 \vec{k} = 1$. При фиксированном уровне турбулентности мощность отраженного сигнала пропорциональна N^2 , а амплитуда пропорциональна N .

5.4.2. Уровень турбулентности. Многими исследователями (например, [6, 81, 90, 95, 97, 109, 110] предполагается, что уровень турбулентности – маломеняющаяся величина. Это объясняется тем, что нарастание волн приводит к прогрессивному росту потерь и нелинейному насыщению турбулентности. Стабильность уровня турбулентности поддерживается ракетными измерениями [81] и наблюдаемой пропорциональностью амплитуды отраженного сигнала и электронной плотности в области рассеяния [51, 95, 109]. Уровень турбулентности оценивается величиной 3-5%.

5.4.3. Тепловой порог. В отсутствие плазменной неустойчивости наблюдаются тепловые флуктуации, ответственные за некогерентное рассеяние. Несмотря на низкую спектральную плотность, их суммарный уровень соизмерим с уровнем турбулентности в авроральном E-слое:

$$\langle (\Delta N/N)^2 \rangle_T^{1/2} = \frac{(T_i/T_e (\sqrt{1+T_e/T_i} - 1))^{1/2}}{2\sqrt{\lambda_D^3 N}}, \quad (5.2)$$

где λ_D - радиус Дебая. Отсюда при $N = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ и $T_e = T_i$ $\Delta N/N \approx 1\%$, а при $T_e > T_i$ $\Delta N/N$ падает. Эти оценки - качественная основа нижнего предела уровня турбулентности.

5.4.4. Пространственный спектр неоднородностей. Спектр является трехмерной функцией длины волны, ракурсного и азимутального углов [81]. Спектр длин волн - функция электрического поля. Другие зависимости от внешних условий в ионосфере изучены слабо. Более других изменчивой кажется зависимость от азимутального угла [25].

5.4.5. Высотное распределение рассеяния. Ракурсная поверхность - геометрическое место точек, где радиолуч перпендикулярен к магнитной силовой линии. Жесткая анизотропия ограничивает диапазон высот рассеяния, даже если неоднородности существуют выше и ниже. Вследствие куполообразной ракурсной поверхности высоты минимальны на западном и восточном краях зоны наблюдения радара, а в центре - максимальны [91, 111]. На частотах 70-120 МГц ионизация Е-слоя и ионосферная рефракция модулируют высоту рассеяния, а на частотах 70 МГц могут раздваивать рассеивающий слой (высотный профиль видимости рассеяния) [108, 111]. В [75] найдено, что турбулентность растет с высотой, а высота и толщина рассеивающего слоя могут быть функциями азимутального угла и электрического поля. Восточно-западные наклоны рассеивающего слоя [98, 105] не найдены [75].

Высотное распределение неоднородностей - 95-125 км. Ракетные зонды показывают, что турбулентность может быть распределена регулярно [72, 82] или сосредоточена в отдельных слоях [79]. Нерегулярность в высотном распределении может быть связана с составом атмосферы [4], тонкими слоями ионизации [8, 20], захватами волновых пакетов [73].

5.4.6. Электрическое поле, концентрация плазмы и амплитуда рассеянного сигнала. Основным механизмом генерации электростатической турбулентности, ответственной за рассеяние радиоволн, считается ФБ-неустойчивость, которая имеет порог возбуждения по величине электрического поля $E \gtrsim 15 \text{ мВ/м}$. При меньших полях неустойчивость не развивается. При величине поля E , большем порогового, имеет место спонтанное возбуждение волн, которые стабилизируются на уровне 3-5%. Дальнейший рост поля $E > 30 \text{ мВ/м}$ не влияет на уровень турбулентности [6, 81, 110]; амплитуда отраженного сигнала в соответствии с выражением (5.1) определяется в этом случае в основном концентрацией ионосферной плазмы.

5.4.7. Скорость движения неоднородностей. В рамках линейной теории ФБ-неустойчивости нарастающая волна в первом приближении распространяется со скоростью дрейфа электронов. Это следст-

вие теории подтверждается только при малых электрических полях ($E \approx 35$ мВ/м), рост электрического поля выше этого значения сопровождался лишь замедленным ростом скорости волн [78, 88]. Это, вероятно, связано с эффектами насыщения в росте турбулентности. В [83] предполагается, что в установившемся режиме (инкремент равен нулю) фазовая скорость волны становится близка к ионной акустической скорости.

Замедление роста фазовой скорости неоднородностей с ростом электрического поля ($E \gtrsim 35$ мВ/м) и зависимость амплитуды сигнала от электронной плотности представляются двумя сторонами одного процесса – процесса нелинейной стабилизации уровня турбулентности.

5.5. Возможности радарной диагностики

5.5.1. Пространственно-временная морфология. Данные авроральных радаров позволяют контролировать развитие целого ряда явлений: активной фазы бури и динамики эпицентра активности [2, 11, 23, 96, 107], микросуббурь [14], WTS и петель свечения [17, 18, 44, 96], магнитосопреженных явлений [39], движение экваториальной кромки овала в вечернем и утреннем секторах [5, 39, 103, 106, 109], пульсаций PiC [65] и др. Диагностические возможности радаров существенно расширяются с реализацией дрейфовых измерений по методу STARE [48, 49]: наблюдались вечерний и утренний реверсы в электрическом поле [31, 92], явления вблизи Ω -петель [59], пульсации $Pc5$ [116], распределение электрических полей в овале и вне его [109].

5.5.2. Оценки электрического поля. Дрейфовые измерения дают удовлетворительную оценку электрического поля, если оно не превышает 35 мВ/м [78]. Дальнейший рост поля, как отмечалось, сопровождается замедленным ростом фазовой скорости неоднородностей, что затрудняет реконструкцию ионосферного электрического поля из радарных измерений [112]. Разработка направления требует данных о ходе электронной температуры и фазовой скорости неоднородности с высотой.

5.5.3. Оценки концентрации плазмы. Первая попытка сопоставления условий в ионосфере и амплитуды сигнала была сделана в [94]. Подобные измерения были повторены в рамках эксперимента КАВС [118] (рис. 5.4). Сравнивались предсказанные амплитуды сигнала, выведенные из данных EISCAT и диназонда, с измеренными амплитудами на частотах 46.5 и 93.0 МГц. Лучи авроральных радаров и область измерения EISCAT перекрывались.

Предсказанная амплитуда рассчитывалась из профилей ионизации 100–125 км и азимута электрического поля EISCAT при спектре неоднородностей f_1 [81]. Наилучшее согласие с измеренными сигналами наблюдалось при уровне турбулентности 2.5%. Ход сигналов во времени демонстрировал удовлетворительное взаимное соответствие как в дневных, так и в вечерних условиях.

Решение задачи определения амплитуды отраженного сигнала по данным об ионосферной концентрации и электрическом поле [118]

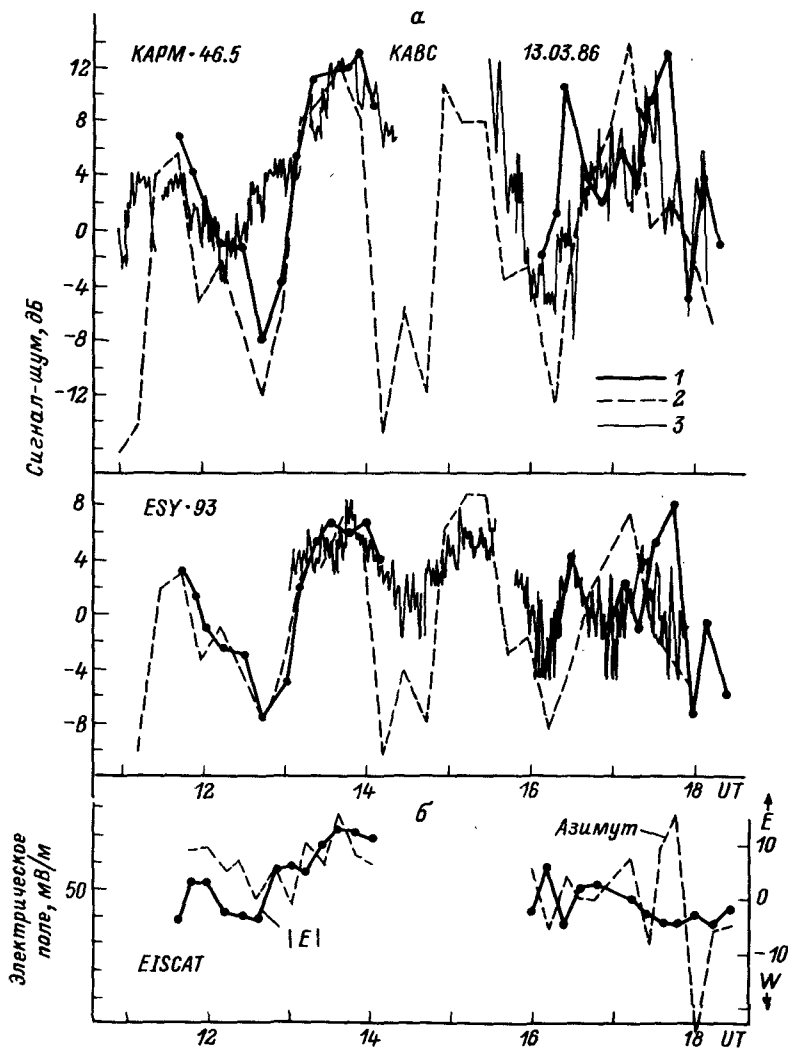


Рис. 5.4. Соотношения сигнал-шум (а) и амплитуда и азимут электрического поля (б), EISCAT.

1 - предсказанные; 2 - диназонд в Тромсе; 3 - измеренные величины.

делает целесообразным рассмотрение также и обратной задачи (оценка электронной концентрации по амплитуде сигнала). Эта задача, однако, пока не решена.

5.5.4. Оценка ионосферных токов - задача, которая в принципе может быть реализована на основе данных авроральных радаров [7, 112]. Оценка горизонтальных токов определяется информацией об электрическом поле (разд. 5.3.2) и электронной плотности E-слоя

(разд. 5.3.3). Пространственная сетка одновременных измерений поля дает основу для оценки структуры продольных токов ионосферного источника [7, 68]. Решение подобной задачи сопряжено с трудностями [112].

5.6. Радиодуги, их основные морфологические характеристики

5.6.1. Определение явления и первые наблюдения. Отдельные примеры регистрации рассеяния типа радиодуги (полосы диффузного радиоэха, вытянутой вдоль стабильной дуги сияния) впервые, по-видимому, были описаны в [32]. По данным [103, 106] радиодуги, как правило, пространственно отделены от области диффузного радиоэха, расположенной в вечерние часы экваториальнее овала дискретных форм сияний, в области диффузного свечения, при этом интенсивности радиоэха, регистрируемого из окрестности дуг сияний и области диффузного свечения, изменялись независимо. Указанные различия наблюдательных морфологических характеристик этих видов рассеяния были закреплены выделением [103] радиоэха в окрестности дуги в особый подвид диффузного рассеяния – радиодугу (типа DA по классификации [103]).

5.6.2. Расположение по отношению к дугам сияний. В вечернем секторе радиодуги, как правило, сопровождают только одну-две наиболее экваториальные дуги сияний [103, 106], располагаясь экваториальнее дуги, часто вплотную к ним (по крайней мере в пределах пространственного разрешения радара – около 5 км [13, 14]). В утренние часы радиодуги смещены к полюсу относительно дуг сияний [32, 99] на 5–50 км [99]. При наличии серии из трех стабильных утренних дуг сияний радиодуги наблюдались в окрестности только двух наиболее полярных дуг [32]. Для удобства и простоты описания указанных систематических различий морфологических характеристик радиодуг вечернего и утреннего секторов было предложено ввести подразделение радиодуг на два типа: вечерняя и утренняя радиодуга [99]. Вблизи полуночи характер пространственного взаиморасположения дуг сияний и радиодуг определяется их положением по отношению к авроральной выпуклости: на полярном краю выпуклости регистрируются радиодуги утреннего типа, а на экваториальном краю – вечернего (рис. 5.5) [15, 99].

5.6.3. Связь с ионосферными токами. В моменты усиления сигнала радиоэха из области вечерней (утренней) радиодуги систематически регистрировались локальные усиления восточных (западных) токов в окрестности дуги сияния [13, 14, 99].

5.6.4. Корреляция между изменениями параметров радио- и авроральных дуг. В [99, 103, 106] была отмечена тенденция к одновременному усилению яркости визуальной дуги и интенсивности радиоэха, регистрируемого из ее окрестности. По данным [14] распад дуги сопровождается разрушением соответствующей радиодуги. Согласно происходят изменения пространственного положения дуг сияний и радиодуг в процессе совместного дрейфа, а также изменения организации обеих форм [99].

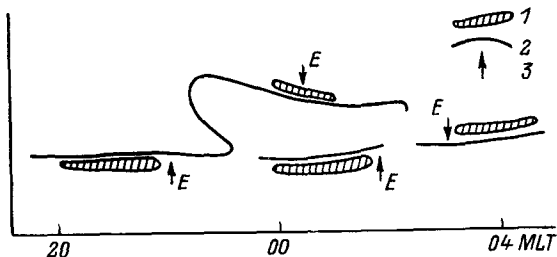


Рис. 5.5. Схема пространственного расположения радиодуг (1) по отношению к дугам сияний (2) затененной части овала [99]:

3 - направление усиленного меридионального электрического поля в области радиодуг показано стрелками.

5.6.5. Независимость измеряемой ширины радиодуг от параметров радара. Несмотря на то что радиодуги регистрировались радаром с чувствительностью (величиной минимально обнаружимого поперечника рассеяния), отличающейся на три, четыре порядка [81] и на частотах, отличающихся в несколько раз (от 90 [13, 14, 99] до 830 МГц [32]), средняя измеряемая ширина радиодуг отличалась незначительно и составила 45–60 км в вечернем секторе [13, 14, 99, 103, 106] и 60–90 км в утреннем [32, 99]. Такое постоянство пространственных характеристик радиодуги свидетельствует, что она является объективно существующим явлением, а не результатом методики наблюдений.

В случаях, когда радиодуга вплотную примыкает к области диффузного радиоэха (такой пример рассмотрен в [13, 109] в 17.40 UT, 16.03.78), часть области диффузного радиоэха, видимая радаром, обладающим низкой чувствительностью, может быть идентифицирована как радиодуга. Чтобы избежать подобной ошибки, необходимо исключить из рассмотрения радиодуги, связанные с наиболее экваториальной дугой вечернего овала, вплотную примыкающей к поясу диффузного свечения, где регистрируется рассеяние диффузного типа.

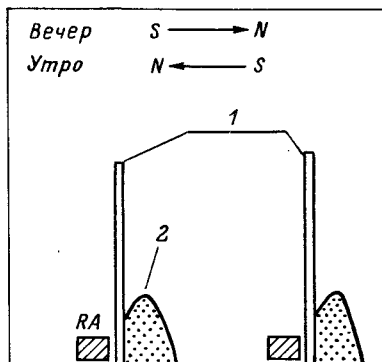
5.6.6. Радиодуга и визуальная дуга – две части одного явления. Таким образом, описанные в этом разделе результаты радарных наблюдений в окрестности дуги сияния позволяют выделить дополнительную, невидимую оптическими приборами часть единой физической системы, связанной с дугой сияния. На природе этой системы, объединяющей в единое целое дугу сияния и радиодугу, мы остановимся в следующем разделе.

5.7. Трехмерная картина полей и токов радиодуги

Имеющиеся в настоящее время данные прямых измерений полей и токов в окрестности дуг сияний (разд. 2.4) весьма скудны, особенно вблизи полуночи и в утренние часы. Поэтому получить по этим данным надежные выводы о картине околодуговой электроди-

Рис. 5.6. Схема расположения визуальных дуг (1), структур электронных вторжений типа перевернутого V (Л-структур) (2) и радиодуг (РА).

Сечение в направлении, ортогональном к простиранию дуг сияний.



намики затруднительно. В данном разделе предпринята попытка получить информацию на основе связи дуг сияний с радиодугами, описанной в разд. 5.6.

5.7.1. Радиодуга как индикатор электроструи, связанной с дугой сияния. Согласно [106, 16], радиодуга представляет собой полосу рассеяния диффузного типа, интенсивность которого пропорциональна плотности ионосферного холловского тока [28, 51, 94], т.е. радиодуга – это видимая радаром полоса холловского тока повышенной интенсивности, текущего в окрестности дуги сияния. Закономерен вопрос: с возрастанием какого ионосферного параметра – электрического поля или электронной концентрации (проводимости) – связано существование этой струи холловского тока? Ответ на него рассмотрен в двух следующих подразделениях.

5.7.2. Профили фоновой электронной концентрации в окрестности дуги сияния. Одной из возможных причин существования указанной выше холловской струи является наличие вне визуальной дуги, в областях, где обычно регистрируются радиодуги, максимумов фоновой электронной концентрации с характерным меридиональным размером, примерно равным средней ширине радиодуг. Для этого здесь должны наблюдаться повышенные интенсивности потоков вторгающихся электронов с характерной энергией нескольких килоэлектронвольт. Связь дуг сияний со структурами электронных вторжений таких энергий (структурами типа перевернутого V или Л-структурами) подтверждается на большом статистическом материале спутниковых измерений [24]. В областях таких вторжений регистрируется повышенный фон диффузного свечения [26]. По данным [42] дуги сияний имеют тенденцию располагаться на краях Л-структур. В условиях конвекции вечернего типа (меридиональное крупномасштабное электрическое поле направлено к полюсу) дуги сияний регистрируются на экваториальном краю Л-структур [100] (рис. 5.6). В областях конвекции утреннего типа (электрическое поле направлено к экватору) визуальные дуги располагаются на полярном краю Л-структур [29, 36, 60, 69]. На рис. 5.6 показаны также области обычного расположения радиодуг. Как видно из рисунка, Л-структуры и радиодуги регистрируются по разные стороны от дуги сияния.

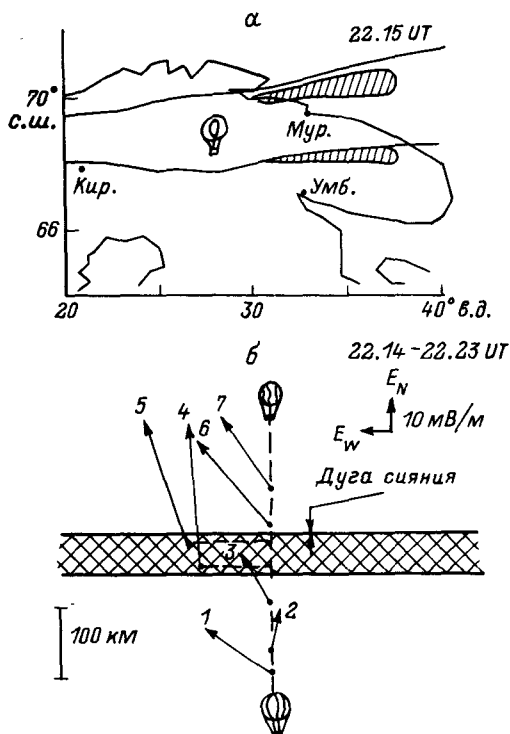


Рис. 5.7. Профиль ионосферного электрического поля поперек системы дуга сияния-радиодуга.

а – положения аэростата, дуг сияний (сплошные линии) и сопровождающих их радиодуг (заштрихованные полосы) в момент 22.15 UT 04.03.79; б – картина векторов электрического поля в окрестности наиболее полярной из дуг сияний, показанных в верхней части рисунка. Цифрами отмечены векторы, измеренные последовательно через 1.5 мин. Векторы 4 и 5 для удобства вынесены влево. Положение радиодуги спроектировано на „траекторию“ аэростата вдоль направления простираения дуги сияния. Радиодуга показана заштрихованной полосой.

5.7.3. Картина ионосферного электрического поля. Связь радиодуги с полосой хопловского тока и локализации ее вдали от области максимума концентрации (центра Л-структуры) позволяет предположить, что радиодуга локализована в области максимума электрического поля. Данные прямых измерений [29, 36, 53, 115, 54, 56] свидетельствуют, что в окрестности дуг сияний и Л-структур, где обычно регистрируются радиодуги, действительно наблюдаются максимумы меридионального электрического поля с характерными размерами порядка средней ширины радиодуг (от нескольких десятков до 100 км) и характерной величиной поля в десятки милливольт на

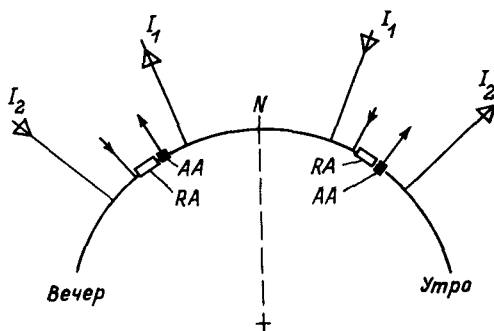


Рис. 5.8. Схема трехмерной токовой системы, связанной с дугой сияния (AA) и радиодугой (RA) [99], а также продольных токов крупномасштабной конвекции – токи зон 1 (I_1) и 2 (I_2) – в вечернем и утреннем секторах авральной зоны.

метр. При этом от вечерних к утренним часам направление электрического поля, связанного с радиодугой, меняется на противоположное (рис. 5.5). С повышением электрического поля в области радиодуги согласуются и данные баллонных измерений в отдельных частях вечерней радиодуги, описанные в двух событиях в [99], а также данные системы STARE в одном из событий, описанных в [100]. Измеренный на баллоне профиль электрического поля поперек системы дуга сияния–радиодуга в одном из событий показан на рис. 5.7. Положение дуг сияний и радиодуг по отношению к баллону в начале рассматриваемого интервала приведено в верхней части рисунка. Показанный ниже профиль электрического поля относится к наиболее полярной дуге сияний, отделенной от пояса диффузных сияний расстоянием не менее 20° широты. Как видно из рисунка, максимум величины поля располагается приблизительно в области радиодуги и имеет характерный размер, примерно равный ее ширине.

Косвенным подтверждением возрастания величины электрического поля в области радиодуги является локальное усиление восточных (западных) токов в окрестности радиодуг вечернего (утреннего) типов.

5.7.4. Трехмерные токи. Как видно из рис. 5.6, вторжения энергичных электронов, связанные с Л-структурами, регистрируются вне области радиодуг. Поэтому в области радиодуги сохраняется постоянство отношения педерсеновской и холловской интегральных проводимостей, характерное для невозмущенной ионосферы. Тогда наличие максимума интенсивности холловского тока в области радиодуги означает, что радиодуга является одновременно и ограниченной по ширине полосой наиболее интенсивного педерсеновского тока. Для обеспечения непрерывности трехмерного тока в такой ситуации необходимо существование пары слоев продольных токов противоположного направления на полярном и экваториальном краях радиодуги (рис. 5.8). Оба явления (радиодуга и дуга сияния) являются элементами единой системы двух разнесенных вдоль меридиана продольных токов. При этом дуга сияний соответствует области локализа-

Т а б л и ц а 5.1

Сравнение свойств дискретной радиодуги, радиодуги и диффузной полосы

Характеристика	[103, 106]	[13, 15, 99, 101]
1. Терминология	Дискретная радиодуга (ДРД) диффузная полоса (ДП)	Радиодуга (РД) ?
2. Метод наблюдения: Ширина луча Разрешение, км: вдоль луча на краях поля зрения радара	Узкий, 2,3° 45 5С	9/26° 5 50-100
3. Свойства сигнала (ДРД/ДП или РД/ДП) Меридиональная протяженность, км Азимутальный размер Перекрытие с дугой сияния Положение относительно дуги сияний: экваториальнее вечером приполюсное утром Наличие провала сигнала между РД и ДП Расширение РД с азимутом Расстояние РД-дуга (вечер-утро), км Тип сигнала в окрестности WTS	45/100-400 30°/80° Есть/Нет Да/Да ?/? Типично Нет 0-100/? Диффузный	100-150/? 80-85°/? Нет/? Да/? Да/? Нет Типично 5/15 Радиодуга

ции вытекающего из ионосферы продольного тока, а радиодуга — области повышенного электрического поля между слоями продольных токов противоположного направления. Существование подобной системы продольных токов над дугой сияния предполагалось ранее в ряде теоретических работ (разд. 2.4). Подобие систем продольных токов дуги-радиодуги и крупномасштабной конвекции позволяет предположить, что первая есть результат распада второй, ее расслоения на мелкомасштабные ячейки. Заметим, что положительность величины (E, j) в области радиодуги свидетельствует о магнитосферной природе источника трехмерной токовой системы.

5.8. Дискретная радиодуга или часть диффузной полосы

В интересах объективности необходимо отметить, что определения и свойства радиодуги, изложенные в разд. 5.6 и 5.7, не свободны от некоторых противоречий. Термин радиодуга был введен в [103, 106] для обозначения области отражения радиоволн, имеющей меньшую протяженность. Кроме радиодуги в [103, 106] была выделена диффузная полоса радиоавроры, расположенная экваториальнее

дуги сияния. Оба эти явления могут наблюдаться одновременно, и при несовершенстве радаров, как это имеет место в разд. 5.6 и 5.7, существует возможность их смещения. Действительно, свойства радиодуги по данным [13-16, 99-101] в ряде случаев ближе к свойствам диффузной полосы, чем радиодуги по данным [103, 106] (табл. 5.1). Отметим также, что такие свойства радиодуги (разд. 5.6), как связь с холловским током и утренне-вечерний "перелом" явления через экваториальную дугу овата сияний, напоминают известные ранее свойства диффузной полосы [5, 27, 28, 38, 104, 110]. Коробчатая система продольных токов, предложенная в разд. 5.7, также далеко не всегда связана с дугой сияния (разд. 2.4).

Остается не вполне выясненным, что же повышено в области радиодуги: холловский ток или, как предполагалось ранее [15, 99-101], электрическое поле. Если электрическое поле, то как объяснить, что в трех случаях, заявленных как радиодуга: 16.03.78 [13], 27.01.79 [99] и в [60], - это не подтверждается по данным одновременных измерений STARE и спутника? Если холловский ток, то почему этот ток радиодуги не виден там, где радиодуга в действительности существует [106, Fig. 2, 05-06 UT]? Какая это радиодуга? Радиодуга Цуноды и др. [103, 106] или часть диффузной полосы? Отсутствие диффузного сигнала - серьезное предупреждение, что используемая классификация несовершенна.

В заключение отметим, что сама идея радиодуги и связанной с ней системы трехмерных токов интересна, требуется, однако, тщательное отделение этого явления от похожего на него явления типа диффузной полосы радиоавроры и уточнение свойств каждого из явлений.

Л и т е р а т у р а к г л . 5

1. Боголюбов А.А., Власков В.А., Кайла Е.У. и др. // Геомagnetизм и аэрономия. 1984. Т. 24. С. 761-765.
2. Васильев И.А. // Неоднородности в ионосфере. Якутск, 1981. С. 52-66.
3. Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М., 1974. 256 с.
4. Злотников М.Ф., Шафтан В.А. // Геомagnetизм и аэрономия. 1985. Т. 25. С. 868-871.
5. Кустов А.В., Пудовкина Е.В., Старков Г.В. и др. // Эксперимент "Авроральный Брейкап". Апатиты, 1979. С. 3-31.
6. Кустов А.В., Зарницкий Ю.Ф., Липеровский В.А. фарлей-бунемановская турбулентность в полярной ионосфере. 1, 2. Препринт ПГИ-86-07/08-49/50. 1986. 69 с.
7. Леонтьев С.В., Успенский М.В., Валлинковский М.К. и др. // Исследование радиоавроры за период МИМ. Апатиты, 1983. С. 31-90.
8. Мишин Е.В., Тимофеев Е.Е. // Геомagnetизм и аэрономия. 1981. Т. 31. С. 201-203.
9. Пятси А.Х. // Высокоширотные геофизические явления. Л., 1974. С. 260-298.
10. Свердлов Ю.Л. Морфология радиоавроры. Л., 1982. 160 с.
11. Степанов Г.С., Успенский М.В. // Полярные сияния. М., 1985. С. 70-75.

12. Тимофеев Е.Е., Успенский М.В. // Геомagnetизм и аэрономия. 1977. Т. 17. С. 678-684.
13. Тимофеев Е.Е., Яхнин А.Г., Дмитриева Н.П. // Геомagnetизм и аэрономия. 1980. Т. 20. С. 762-765.
14. Тимофеев Е.Е., Яхнин А.Г. // Полярные сияния. М., 1982. С. 32-43.
15. Тимофеев Е.Е., Валлинкоски М.К., Пеллинен Р.И. // Физика радиоавроры и авроральная суббурия. Апатиты, 1985. С. 35-40.
16. Тимофеев Е.Е. // Полярные сияния. М., 1985. С. 89-94.
17. Успенский М.В. // Структура магнито-ионосферных авроральных возмущений. Л., 1977. С. 3-24.
18. Успенский М.В., Гринвальд Р.А., Кайлак и др. // Исследование высокоширотной ионосферы и магнитосферы Земли. Л., 1982. С. 41-55.
19. Успенский М.В. // Полярные сияния. М., 1985. С. 81-87.
20. Успенский М.В., Валлинкоски М.К., Турунен Т. // Геомagnetизм и аэрономия. 1986. Т. 26. С. 595-599.
21. Успенский М.В., Старков Г.В. Полярные сияния и радиоаврора. Л., 1987. 240 с.
22. Филипп Н.Д. // Ракурсное рассеяние УКВ среднеширотной ионосферы. Кишинев, 1980. 241 с.
23. Шафтан В.А., Пономарев Е.А., Васильев И.Н. // Исследования по geomagnetизму, аэрономии и физике Солнца. М., 1981. С. 39-81.
24. Askerson K.L., Frank L.A. // J. Geophys. Res. 1972. Vol. 77. P. 1128-1136.
25. Andre D. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 8043-8049.
26. Arnoldy R.L., Lewis P.B. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 5563-5572.
27. Balsley B.B., Ecklund W.L., Greenwald R.A. // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 1681-1687.
28. Baumjohann W., Greenwald R.A., Kuppers F. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 44, P. 373-383.
29. Bruning K., Goertz C.K., Wilhelm K. // Adv. Space Res. 1985. Vol. 5. P. 79-82.
30. Bullough K. // Ann. Geophys. 1962. Vol. 18. P. 1-17.
31. Cahill L.J., Jr., Greenwald R.A., Nielsen E. // Geophys. Res. Lett. 1978. Vol. 5. P. 687-690.
32. Chesnut W. // Low frequency waves and irregularities in the ionosphere / Ed. N. D'Angelo. Dordrecht, Holland, 1968. P. 173-191.
33. Collins C.P., Forsyth P.A. // J. Atmos. Terr. Phys. 1959. Vol. 13. P. 315-345.
34. Dela Beaujardiere O., Vondrak R., Baron M. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 5051-5062.
35. Dela Beaujardiere O., Wickwar V.B., Caudal G. et al. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 4319-4332.

36. Dubinin E.M., Izraelevich P.L., Kuzmin A.K., et al. An electrodynamics of a mid-night sector of an auroral zone during a slow disturbed period: Preprint of Space Research Institute. Moscow, 1986. 26 p.
37. Eastwood E., Isted G., Bell J. // Nature. 1961. Vol. 189. P. 115-117.
38. Ecklund W.L., Greenwald R.A., Balsley B.B. // EOS Trans. AGU. 1972. Vol. 53. P. 471.
39. Ecklund W.L., Carter D.A., Keys J.G., Unwin R.S. // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79. P. 3211-3214.
40. Farley D.T., Ierkić H.M., Fejer B.G. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 1569-1575.
41. Fejer B.G., Kelley M.C. // Rev. Geophys. Space Phys. 1980. Vol. 18. P. 401-454.
42. Fennel J.F., Corney D.J., Mizer F.F. // Physics of an auroral arc formation / Eds. S.-I. Akasofu, J.R. Kan. Washington, 1981. P. 91-102.
43. Flood W.A. // Aurora and Airglow / Ed. B.M. McCormac. New York, Reinhold. 1967. P. 563-571.
44. Fremouw E.J., Fang D.J. // Radio Sci. 1975. Vol. 10. P. 891-904.
45. Gadsden M. // Planet. and Space Sci. 1967. Vol. 15. P. 693-700.
46. Galperin Y.I., Timofeev E.E., Volkov M.A., Volosovich A.V. // Results of the ARCAD-3 PROJECT ... Toulouse-84. Cepadues-Editions, 1985. P. 153-175.
47. Greenwald R.A., Ecklund W.L., Balsley B.B. // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 8193-8203.
48. Greenwald R.A., Weiss W., Nielsen E., Thomson N.R. // Radio Sci. 1978. Vol. 13. P. 1021-1039.
49. Greenwald R.A. // Dynamics of the magnetosphere / Ed. S.-I. Akasofu. Dordrecht, Holland. 1979. P. 213-248.
50. Groth L.H., Anderson L.J., Easterbrook C.C., Burdette L.R. // J. Geophys. Res. 1964. Vol. 69. P. 194-196.
51. Haldoupis C., Nielsen E., Goertz C.K. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. P. 7666-7670.
52. Haldoupis C., Nielsen E. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 2305-2312.
53. Heelis R.A., Hanson V.B., Burch J. // Physics of an auroral arc formation / Eds. S.-I. Akasofu, J.R. Kan. Washington, 1981. P. 154-161.
54. Heelis R.A., Wainingham J.D., Hanson W.B., et al. // J. Geophys. Res. 1980. Vol. 85. P. 3315-3324.

55. H o c k i n g W.K. // MAP Handbook. 1985. Vol. 16.
P. 290-304.
56. H o r w i t z J.L., D o u p n i k J.R., B a n k s P.M.//
J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83. P. 1463-1481.
57. I A G A N e w s. Radio auroral nomenclature. 1968.
P. 49-54.
58. I e r k i c H.M., F e i e r B.G., F a r l e y D.T. //
J. Geophys. Lett. 1980. Vol. 5. P. 497-500.
59. I n h e s t e r B., B a u m j o h a n n W., G r e e n -
w a l d R.A., N i e l s e n E. // J. Geophys. 1981.
Vol. 49. P. 155-162.
60. I s a e v N.I., Y a h n i n A.G., B i l i c h e n -
k o S.V. et al. // Adv. Space Res. 1985. Vol. 4. P. 101-
107.
61. K a m i d e Y., M a t u s h i t a S. // J. Geophys.
Res. 1979. Vol. 84. P. 4083-4098.
62. K a m i d e Y. // Proc. Conf. Achievements of the IMS.
P. 26-28 June 1984. Graz, Austria, ESA, 1984. Vol.
SP 217. P. 243-256.
63. K n o x F.B. // J. Atmos. Terr. Phys. 1972. Vol. 34.
P. 747-765.
64. L e a d a b r a n d R.L., S c h l o b o h m J.C.,
B a r o n M.J. // J. Geophys. Res. 1965. Vol. 70.
P. 4235-4284.
65. L e i n o n e n J., K a n g a s J., K u s t o v A.V.
et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1983. Vol. 45. P. 579-585.
66. L u i A.T., A n g e r C. // Planet. Space Sci. 1973.
Vol. 21. P. 799-809.
67. L u i A.T.Y., A n g e r C.D., V e n k a t e s a n D.
et al. // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80. P. 1795-1804.
68. M a l t s e v Yu.P., L y a t s k y W.B., L e o n -
t y e v S.V. // Planet. Space Sci. 1974. Vol. 22. P. 1519-
1533.
69. M a r k l u n d G., S a n d a h l I., O p p e n o -
t h H. // Planet. Space Sci. 1982. Vol. 30. P. 179-197.
70. M c D i a r m i d D.R. // Can. J. Phys. 1972. Vol. 50.
P. 2557-2564.
71. M c D i a r m i d D.R. // J. Geophys. Res. 1976. Vol.
81. P. 4007-4009.
72. M c N a m a r a A.G. // The Radiating Atmosphere /
Ed. B.M. McCormac, D. Reidel. Hingham, Mass., 1971.
P. 301-313.
73. M o o r c r o f t D.R. // J. Geophys. Res. 1984. Vol.
89. P. 2963-2970.
74. M o o r c r o f t D.R. // Can. J. Phys. 1985. Vol. 65.
P. 1005-1012.
75. M o o r c r o f t D., R u o h o n i e m i J. //
J. Geophys. Res. 1987. Vol. 92. 6A8688.
76. N e w m a n A.L., O t t E. // J. Geophys. Res. 1981.
Vol. 86. P. 6879-6891.
77. N i e l s e n E., S o f k o G., A x f o r d W. //
Nature. 1982. Vol. 299. P. 238-240.
78. N i e l s e n E., S c h l e g e l K. // J. Geophys.
Res. 1983. Vol. 88. P. 5745-5750.

79. O g a w a T., M o r i H., M i y a s a k i S. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 4013-4015.
80. O g a w a T., B a l s l e y B.B., E c k l u n d W.L. et al. // Geophys. Res. Lett. 1980. Vol. 7. P. 1081-1084.
81. O k s m a n J., U s p e n s k y M.V., S t a r k o v G.V. et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1986. Vol. 48. P. 107-113.
82. P f a f f R., K e l l e y M.C., F e j e r B.G. et al. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 236-244.
83. P r i m d a h l F., B a h n s e n A. // Ann. Geophys. 1985. Vol. 3. P. 57-62.
84. P r o v i d a k e s J., F a r l e y D.T., S w a r t z W.E., R i g g i n D. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 7513-7523.
85. P y a t s i A., S v e r d l o v Y u.L. // Ann. Geophys. 1972. Vol. 28. P. 633-637.
86. R a s t o g i P.K., B o w h i l l S.A. // J. Atmos. Terr. Phys. 1976. Vol. 38. P. 449-462.
87. R e i n l e i t n e r L.A., N i e l s e n E. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 8477-8486.
88. R o b i n s o n R. // Proceedings of the Finnish-American Auroral Workshop - August 17-20, 1981 in Oulu, Finland, Sodankyla Geophysical Observatory, rept. 37, 1981. P. 49-55.
89. R o b i n s o n R.M., R i c h F., V o n d r a k R.R. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 8487-8499.
90. R o b i n s o n T. // J. Atmos. Terr. Phys. 1986. Vol. 48. P. 417-422.
91. R u o h o n i e m i J., M o o r c r o f t D. // Radio Sci. 1985. Vol. 20. P. 719-734.
92. S c o u r f i e l d M., N i e l s e n E. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 681-686.
93. S e n i o r C., S h a r b e r J.R., d e l a B e a u j a r d i e r e O. et al. // J. Geophys. Res. 1986. Vol. 91. 6A8559.
94. S i r e n J.C., D o u p n i k J.R., E c k l u n d W.L. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 78. P. 3577-3584.
95. S t a r k o v G.V., O k s m a n J., U s p e n s k y M.V., K u s t o v A.V. // J. Geophys. 1983. Vol. 52. P. 49-52.
96. S t a r k o v G.V., U s p e n s k y M.V. // Proceedings of the 14th Annual Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods, 17-22 August 1986, Cambridge, British Antarctic Survey, 1987. P. 215-223.
97. S t - M a u r i c e J.-P., S c h l e g e l K. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. P. 5197-5201.
98. T i m o f e e v E., M i r o s h n i k o v Y u. // J. Geophys. 1982. Vol. 51. P. 44-54.
99. T i m o f e e v E.E., Y a h n i n A.G., K o z e l o v a T.V. et al. Electric fields and currents in the vicinity of an auroral arc // Preprint PGI 83-4. 1983. 50 p.

100. Timofeev E., Smyshliaev V., Jorjio V. et al. // Results of the ARCAD-3 project, Toulouse-84, Cepadues-Editions, 1985. P. 949-971.
101. Timofeev E.E., Kozelova T.V., Valinkoski M.K., Pellinen R. // Proceedings of the first Soviet-Finnish Auroral Workshop, Sodankyla Geophysical Observatory, rept. 44, 1986. P. 188-194.
102. Treilhou J.-P., Kozelova T.V., Lazutin L.L. et al. // Adv. Space Res. 1985. Vol. 5. P. 163-169.
103. Tsunoda R.T., Presnell R.I., Leada brand R.L. // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79. P. 4709-4724.
104. Tsunoda R.T., Presnell R.I. // Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 88-96.
105. Tsunoda R.T. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 425-436.
106. Tsunoda R.T., Presnell R.I., Kamide Y., Akasofu S.-I. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 6005-6015.
107. Unwin R.S., Keys J.G. // J. Atmos. Terr. Phys. 1975. Vol. 37. P. 55-64.
108. Unwin R., Johnston P. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 5733-5745.
109. Uspensky M.V., Pellinen R.J., Baumjohann W. et al. // J. Geophys. 1983. Vol. 52. P. 40-48.
110. Uspensky M.V., Baumjohann W., Pellinen R.J., Starkov G.V. // J. Geophys. 1983. Vol. 53. P. 198-200.
111. Uspensky M.V. // Radio Sci. 1985. Vol. 20. P. 735-739.
112. Uspensky M.V. // Proceedings of the first Soviet-Finnish Auroral Workshop, Sodankyla Geophysical Observatory, rept. 44, 1986. P. 162-175.
113. Uspensky M.V., Williams P.J.S. // J. Atmos. Terr. Phys. 1988. Vol. 50. P. 73-79.
114. Voloshinov N.N., Troshichev O.A. // Planet. Space Sci. 1986. Vol. 34. P. 307-314.
115. Vondrak R.R. // Physics of an auroral arc formation / Eds. S.-I. Akasofu, J.R. Kan. Washington, 1981. P. 183-191.
116. Walker A.D.M., Greenwald R.A., Stuart W.F., Green C.A. // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84. P. 3373-3388.
117. Wallis D.D., Anger C.D., Rostoker G. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 2857-2869.
118. Williams P.J., Uspensky M., Starkov G. // Proceedings of EISCAT Summer School, Sept. 22-25, 1986, University Sussex. P. 23.
119. Zarnitsky Yu.F., Kustov A.V., Leiononen J. // Proceedings of the first Soviet-Finnish Auroral Workshop, Sodankyla Geophysical Observatory, rept. 44, 1986. P. 213-219.

6.1. Спектры и структура полярных сияний

6.1.1. Введение. Полярные сияния — это свечение верхних слоев атмосферы высоких широт, вызванное вторжением заряженных частиц из солнечного ветра и магнитосферы Земли. Основную роль в возбуждении свечения играют авроральные электроны, другим источником являются протоны.

6.1.2. Спектры. Свечение полярных сияний представляет собой излучение возбужденных нейтральных и ионизированных атомов и молекул верхней атмосферы. Характерной особенностью свечения является значительный удельный вес линий и полос, связанных с переходом с метастабильных уровней. Так как время жизни в метастабильном состоянии может быть довольно значительным (для перехода $P_2 - {}^1D_2$ атомарного кислорода — эмиссии 630 и 636,4 нм — оно составляет 110 с), то такие переходы возможны только на достаточно больших высотах, где частота соударений мала. Поэтому отношение интенсивности этих линий к интенсивности излучения с разрешенных уровней является хорошим индикатором высоты эмиссионного слоя. Число линий и полос в свечении полярных сияний велико. Основными атомарными эмиссиями в видимой области спектра являются линии кислорода 557,7, 630, 636,4 нм и линии азота 519,8, 520,1, 1040 нм. Все эти эмиссии связаны с переходами с метастабильных уровней. Разрешенные атомарные эмиссии в спектре сияний слабы.

Вклад молекулярных полос в свечение полярных сияний значительно превышает вклад атомарных линий. Основную роль играют полосы азота, соответствующие разрешенным переходам. В видимой области наибольшей интенсивностью обладает первая отрицательная система ионизированного азота $1NGN_2^+$, у которой самыми сильными являются полосы 391,4 нм (колебательный переход $0-0$), 427,8 нм ($0-1$) и 470,9 нм ($0-2$). Эти эмиссии возбуждаются прямым электронным ударом с одновременной ионизацией молекулы N_2 . Интенсивность свечения пропорциональна как общей энергии вторгающихся электронов, так и степени ионизации в области свечения.

В сияниях наблюдается также свечение водорода и гелия. В спектре водорода основную роль играет излучение бальмеровской серии (линии 656,3 нм — H_α и 486,1 нм — H_β). Эти эмиссии имеют расширенный асимметричный контур, сдвинутый в фиолетовую область за счет доплеровского смещения, которое определяется направлением и скоростью вторгающихся протонов. Подробную информацию о спектрах сияний можно найти в [32, 46, 115].

6.1.3. Интенсивность полярных сияний. Интенсивность свечения полярных сияний изменяется в очень больших пределах. Для поверхностной яркости сияний введена специальная единица „рэлей“ (R), которая соответствует излучению 10^6 фотонов/(см²·с). Такая еди-

нича удобна тем, что она пропорциональна числу актов излучения, хотя в абсолютных единицах энергия в $1R$ различна для излучения в различных длинах волн.

По интенсивности сияния разделяются на четыре градации (баллы). Сияние в 1 балл приблизительно соответствует излучению 557.7 нм в $1kR$, 2 балла – $10kR$, 3 балла – $100kR$ и 4 балла – $1000kR$. Сияние в 4 балла создает на поверхности Земли освещенность, сравнимую с освещенностью от полной Луны. В абсолютных единицах свечения в $100kR$ для эмиссии 391.4 нм составляет 0.508 эрг/(см²·с), для 557.7 нм – 0.356 эрг/(см²·с), для 630 нм – 0.316 эрг/(см²·с).

6.1.4. Типы форм сияний. Полярные сияния обладают большим разнообразием форм и быстрой изменчивостью. В первом приближении их можно представить в виде одной из четырех основных форм: 1) однородные дуги и полосы, 2) лучи и лучистые дуги, 3) диффузные пятна, 4) светящиеся поверхности.

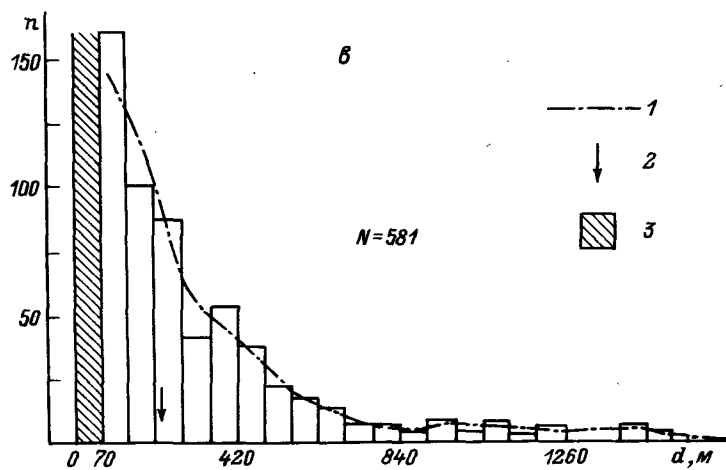
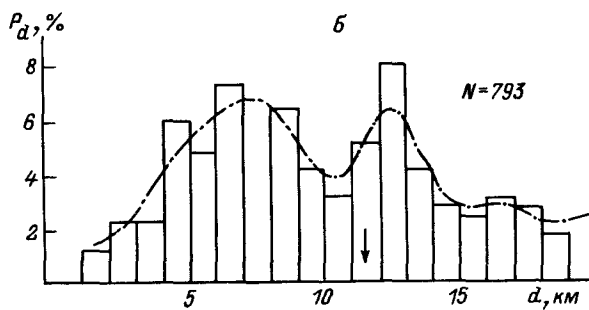
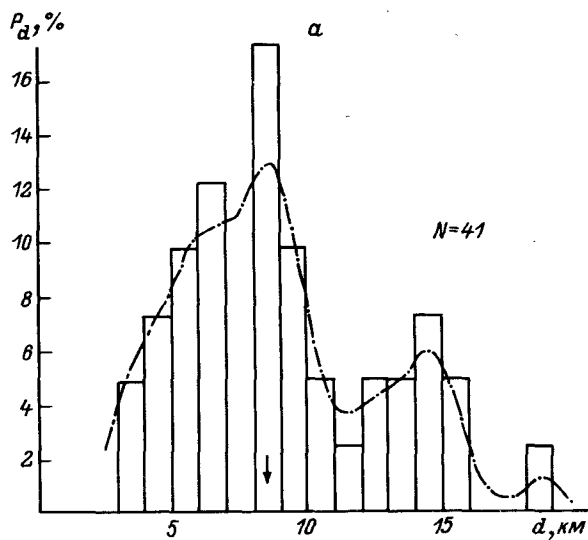
Однородные дуги и полосы представляют собой относительно равномерное свечение, вытянутое приблизительно вдоль широты. Ширина дуг и полос всегда значительно меньше их длин. Полосы в отличие от дуг могут иметь изгибы или складки. Протяженность дуг и полос может превышать 1000 км [45, 52, 112]. Вопрос о ширине дуг более сложный. По измерениям камерами всего неба ширина однородных форм составляет 5 – 15 км. Телевизионные наблюдения с большим пространственным и временным разрешением показали, что однородные формы имеют тонкую структуру, т.е. большинство дуг состоит из системы параллельных волокон, размеры которых 200 – 400 м [95]. Эти результаты подтверждаются также наблюдениями на спутниках [99].

Распределение однородных дуг по ширине приведено на рис. 6.1, а, б. Средние значения равны 8 – 12 км. Характерной особенностью распределений является наличие двух максимумов, приблизительно совпадающих по положению. В [28] указано, что на $\Phi' = 64$ – 66° два аналогичных максимума наблюдаются на кривых распределения для каждой станции (на рис. 6.1, б приведены суммарные данные для трех станций). Ширина дуг увеличивается в годы минимума солнечной активности [28] и при увеличении геомагнитной возмущенности [96]. Учет скорости движения форм может изменить полученные значения.

Распределение по ширине волокон, образующих дискретные формы, по данным телевизионных наблюдений в Колледже приведено на рис. 6.1, в. В [95] подчеркивается, что речь идет о ширине

Рис. 6.1. Гистограммы распределения сияний по ширине.

а – однородные дуги по данным [87]; б – однородные дуги по [28], в – авроральные структуры [95]; N – число случаев; 1 – сглаженные кривые; 2 – медианные значения; 3 – размеры меньше разрешающей способности аппаратуры.



авроральных структур, составляющих формы сияний. При увеличении яркости ширина авроральных структур уменьшается.

Лучистая дуга представляет собой вытянутую вдоль широты систему лучей. Обычно яркая часть лучистых дуг погружена в более слабое диффузное свечение. Лучи вытянуты вдоль силовых линий геомагнитного поля. Их длина варьируется от десятков до сотен километров [112]. Иногда длина лучей составляет всего несколько километров. Лучи могут наблюдаться отдельно, собираться в пучки или образовывать лучистые дуги и полосы. Нижний предел толщины лучей определяется гирорадиусом авроральных электронов, который составляет несколько метров. Первые измерения толщины лучей, которая оказалась в пределах 150–300 м, были сделаны по фотографиям корональных структур вблизи зенита [51]. Более точные телевизионные наблюдения подтвердили эти результаты [78, 95]. Несколько большие величины с медианным значением 1,5 км, тоже по телевизионным данным, были получены в [9].

Диффузные пятна имеют неправильную форму со средними размерами в несколько десятков километров. Они появляются преимущественно в утренние часы, яркость их невелика. Пятна часто периодически меняют свою яркость. Подробно о пульсирующих пятнах см. в гл. 7.

Светящиеся поверхности занимают большую область пространства, яркость их низка. Во время геомагнитных возмущений область широт, занятых свечением, расширяется.

Вторжение протонов кроме водородного свечения вызывает также возбуждение основных эмиссий полярных сияний. Если отношение эмиссии 427.8 нм к H_{β} не превышает 3–5, то, согласно [32, 64], свечение вызывается вторжением протонов. Такие сияния не имеют четких границ и представляют собой диффузные полосы шириной в несколько сотен километров, яркость которых редко превышает 1 kR .

Детальному описанию форм сияний посвящены специальный международный атлас [83] и монография [65].

6.1.5. Деформация дискретных форм сияний. Образование складок и различного вида закручиваний является обычным явлением. Переход однородной дуги в полосу проявляется в ее изгибании и появлении складок, что связано с повышением активности сияний. Наиболее детальное изучение характерных особенностей деформации дискретных форм и их классификация были проведены на основе телевизионных наблюдений в [77, 101].

Классификация [77] является более четкой и физически обоснованной. В ее основу положены морфологические признаки, такие как пространственный масштаб, время жизни, направление закручивания, которые имеют теоретические объяснения. Выделены три основных вида деформаций: спирали, складки и вихри (рис. 6.2).

Наиболее крупномасштабными являются спирали. Диаметр их, согласно [61], имеет медианное значение ~ 150 км. Максимальный размер может превышать 1500 км. Часто наблюдаются системы спиралей, при этом длина волны (расстояние между максимумами) в 4–7 раз больше диаметра. Спирали закручиваются по ча-

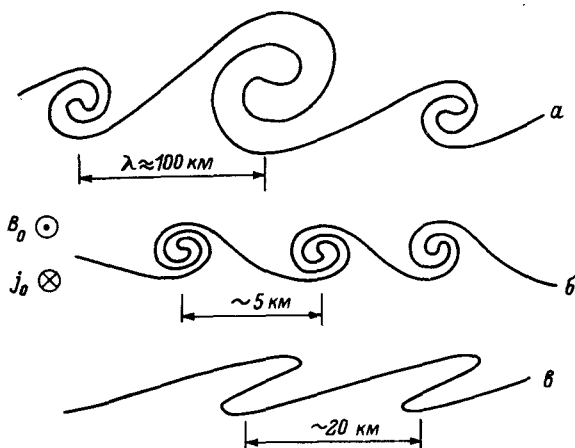


Рис. 6.2. Основные типы деформаций и их масштабы [77].

совой стрелке, если смотреть против направления магнитного поля (северное полушарие).

Складки имеют меньшие размеры. Их длина волны составляет 10–50 км, время жизни несколько секунд. Как и спирали, складки в северном полушарии закручиваются по часовой стрелке.

Вихри представляют собой наиболее мелкомасштабную форму деформации. Они имеют почти круговую симметрию с поперечным размером $\sim 2 \text{ км}$. Характерной особенностью является то, что вихри, если смотреть против направления магнитного поля, всегда закручиваются против часовой стрелки. Если в мультиплетной дуге по обе стороны от центральной оси развиваются системы вихрей, то, имея одинаковые направления закручивания, они движутся в противоположные стороны. Для северного полушария высокоширотная система вихрей движется к востоку, а низкоширотная – к западу. Спирали, вихри и складки могут существовать одновременно в одной авральной форме.

В классификации [161] за основу взяты характер эволюции деформаций и место их появления в зависимости от фазы развития суббури.

Образование деформаций в авральных формах определяется появлением различных неустойчивостей [116, 117].

6.2. Черные сияния

6.2.1. Введение. Черные сияния представляют собой резко очерченные провалы интенсивности свечения в области, занятой сияниями. Хотя детальное исследование черных сияний началось только в последнем десятилетии, сам факт их существования был известен давно. Темные волокна внутри однородных дуг описаны в монографии Штёрмера [112].

6.2.2. Фотографические исследования черных сияний. После начала МГТ, когда была развернута широкая сеть регулярных фотографических наблюдений, появились работы, посвященные структуре и морфологии темных провалов в области свечения. Внутри однородных дуг при наблюдении вблизи зенита во время понижения их яркости часто появляются вытянутые вдоль дуги темные волокна шириной $150-1500$ м и длиной 20 км. Наблюдаются также темные полосы, окаймляющие яркие формы [29]. Особенности темных волокон можно объяснить, если предположить, что темные волокна представляют собой локальные уменьшения интенсивности свечения до уровня ночного неба [8].

В [30] исследованы скорости и направления движения темных волокон. Скорость их в направлении запад-восток равна (1.4 ± 0.6) км/с, меридиональная скорость — (0.7 ± 0.5) км/с. До полуночи преобладают движения к югу, после полуночи — к северу.

6.2.3. Морфология черных сияний. По форме черные сияния бывают такие же, как и обычные сияния, т.е. это дуги, полосы, лучи, пятна и пульсирующие структуры. В работе [19] по телевизионным наблюдениям в авроральной зоне приведено разделение черных сияний на три основных типа, которые, вероятно, связаны с различными физическими механизмами.

Тип А. Черные сияния, появляющиеся на спокойном диффузном фоне в периоды между вспышками обычных сияний. Черные сияния являются как бы временной границей между вспышками сияний.

Тип Б. Черные сияния, существующие одновременно с активными обычными сияниями и появляющиеся вблизи них. Иногда черные сияния представляют собой пространственную границу раздела диффузного свечения и активных сияний.

Тип В. Черные пульсирующие сияния, возникающие во время обычных пульсирующих сияний (дуг или пятен), которые наблюдаются в течение относительно длительных периодов ($10-20$ мин).

Из всех разновидностей черных сияний чаще всего встречаются сияния типа А. Они наиболее малоподвижные и долгоживущие. Обычно эти черные сияния появляются во время положительных пиков на фоне отрицательного магнитного возмущения. Они имеют вид относительно широкой темной полосы или тонких волокон внутри однородной полосы, которые определяют ее волокнистую структуру. Пример черных сияний этого типа приведен на рис. 6.3.

Черные сияния типа А могут иметь самый разный вид. Уровень свечения в черных сияниях может быть ниже среднего уровня фонового свечения вне авроральных форм и приближается к интенсивности свечения ночного неба [8, 19, 88]. Степень понижения интенсивности свечения бывает непостоянна как во времени, так и в пространстве. Время жизни сияний типа А составляет $0.5-2$ мин. Наиболее типичными для них являются движения в меридиональном направлении со скоростью несколько сотен метров в секунду.

Черные сияния часто наблюдаются на границе раздела между разными типами свечения. Черные полосы могут разделять пульсирующие и неппульсирующие сияния, являясь как бы барьером, мешаю-

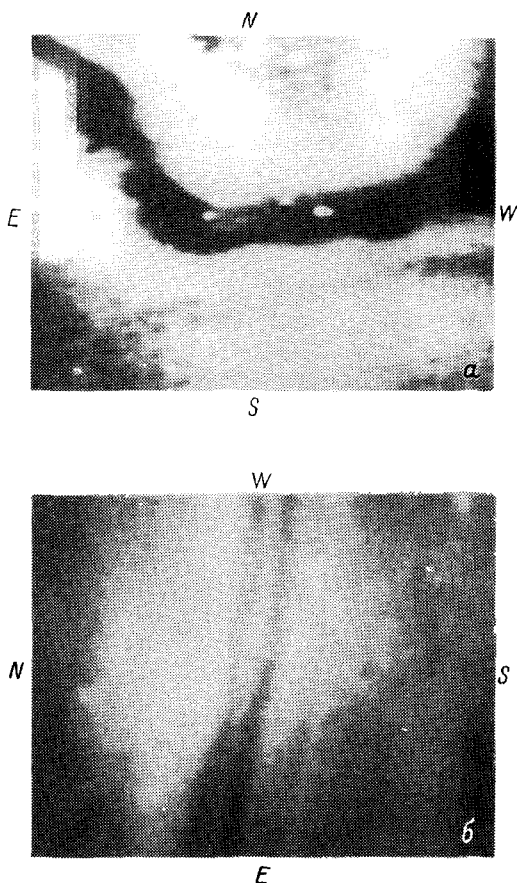


Рис. 6.3. Фотографии черных сияний типа А телевизионной установкой в Апатитах [19].

а — черная вихреобразная полоса на диффузном фоне в 19.41:53 UT 24.02.81; б — черные тонкие полосы в 21.34:50 UT 08.03.84.

шим распространению пульсаций в высоких широтах [114], а также разделять дискретные и диффузные сияния.

6.2.4. Тонкая структура. В фоновом свечении вблизи черных полос могут наблюдаться малоподвижные неоднородности свечения. Их средние скорости движения вдоль широты составляют 0,2–2 км/с. Значительно большие скорости (порядка 10 км/с) имеют место вблизи активных сияний [19]. При этом интенсивность свечения в черной дуге может быть меньше свечения в окружающем фоне вне дискретных форм сияния.

Часто черные сияния имеют тонкую структуру в виде вихрей, закрученных в северном полушарии по часовой стрелке, т.е. противоположно направлению закручивания в обычных сияниях [19, 61, 62].

Черные сияния типа А могут напоминать струйные течения, похожие на ручеек или движение капли по стеклу. Скорость струения составляет 1–3 км/с, время жизни таких черных сияний 30–60 с, ширина от сотен метров до нескольких километров.

6.2.5. Физическая природа черных сияний. Особенности морфологии черных сияний говорят о том, что это самостоятельное явление, во многом аналогичное обычным сияниям, и тесно с ним связано.

Согласно [22, 113], дискретные формы сияний связаны с дополнительными ускорениями авроральных электронов вдоль силовых линий при появлении на них двойных слоев или аномальных сопротивлений. Тогда характерные особенности черных сияний можно объяснить, если предположить, что они связаны с появлением на силовых линиях электрического поля, направленного к Земле [19].

6.2.6. Выводы. 1. В сияниях часто наблюдаются локальные провалы интенсивности свечения, которые имеют морфологию, сходную с морфологией обычных сияний.

2. Интенсивность свечения в области черных сияний опускается ниже среднего уровня фоновое свечения, которое наблюдается между дискретными формами.

3. Черные сияния можно объяснить появлением на силовых линиях двойных слоев с электрическим полем, направленным к Земле.

6.3. Овалы полярных сияний

6.3.1. Введение. Зона полярных сияний, т.е. область, где сияния наблюдаются наиболее часто, представляет собой овал, смещенный на ночную сторону относительно геомагнитного полюса [41, 42, 44, 45]. Дневная часть овала располагается на $\Phi' = 76-78^\circ$, ночная – на $64-72^\circ$. Дискретные формы сияний располагаются вдоль этой овальной зоны, причем отдельные дуги могут тянуться вдоль овала на несколько тысяч километров [45].

6.3.2. Овалы полярных сияний и магнитная активность. Размеры и положение овала зависят от магнитной активности. При спокойных магнитных условиях область свечения принимает форму кольца шириной $2-4^\circ$. При этом в предполуденные и послеполуденные часы местного времени могут наблюдаться разрывы полосы свечения.

Увеличение магнитной активности в высоких широтах приводит к резкому расширению области свечения в ночные часы и сдвигу к экватору с небольшим расширением – в дневные [68]. Увеличение интенсивности кольцевого тока смещает полосу свечения к экватору, аналогичный эффект наблюдается при увеличении солнечной активности [69].

Светящиеся овалы, под которыми прокручивается Земля, висят над полярными областями. Высота полосы свечения в дневные часы больше, чем в ночные, при большой магнитной активности возможен разрыв на высоте в утренние часы (рис. 6.4). Наблюдения на высокоширотных спутниках подтвердили результаты наземных наблюдений (рис. 6.5).

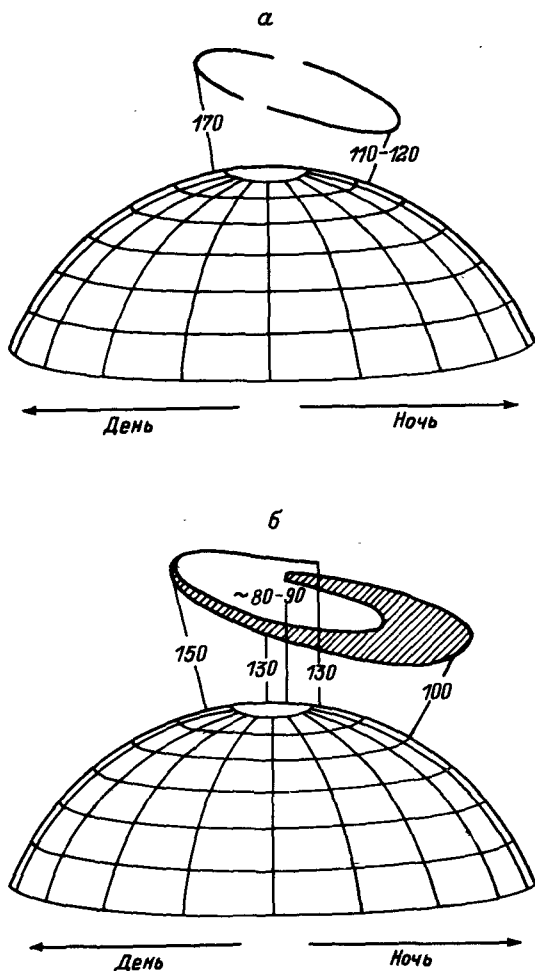


Рис. 6.4. Схема расположения овала сияний над полярной шапкой для спокойных (а) и возмущенных (б) условий [36].

Модели аврорального овала позволили объяснить основные морфологические характеристики полярных сияний, такие как азимуты дуг, суточные ходы вероятности появления сияний на разных широтах и суточный дрейф сияний по широте [41, 45].

6.3.3. Влияние ММП на положение овала. Солнечный ветер с «вмороженным» в его плазму межпланетным магнитным полем (ММП) является основным источником энергии, поступающей в магнитосферу Земли. Изменение параметров солнечного ветра и ММП находит свое отражение как в возникновении магнитосферных возмущений, так и в динамике сияний.

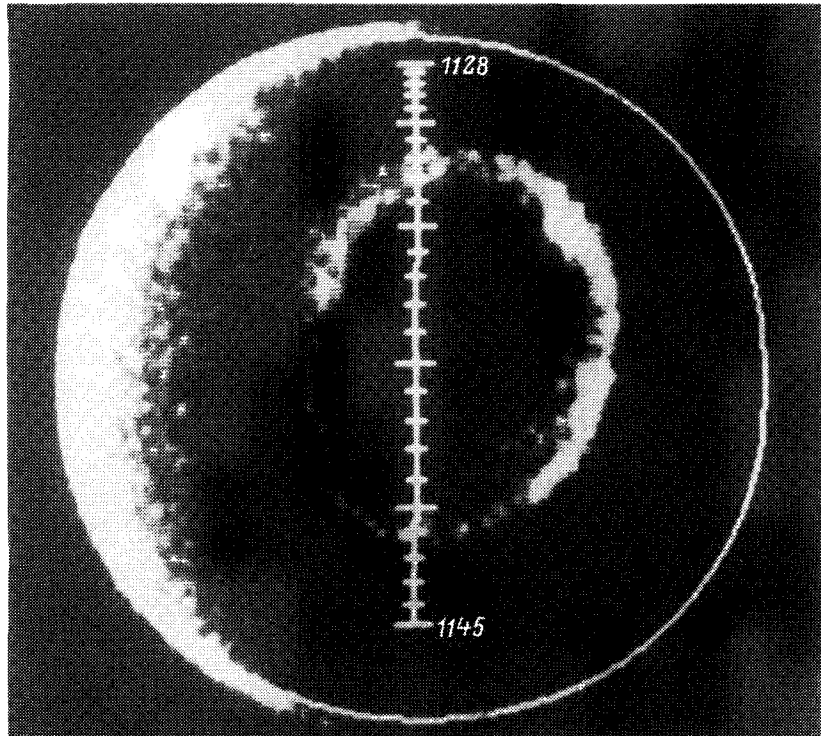


Рис. 6.5. Снимок овала сияний в ультрафиолете со спутника DE-1 25.11.81 в 11.32 UT [72].

Наиболее сильное влияние на положение овала дискретных сияний оказывает B_z ММП [55, 100, 103]. Минимальные размеры области свечения наблюдаются тогда, когда в течение нескольких часов $B_z > 0$ [53]. В этом случае область свечения совпадает с овалом при отсутствии магнитных возмущений ($Q = 0$). Уже при небольшом повышении магнитной активности ($Q = 1$, т.е. $AL \approx 10-20$ нТл) овал становится больше, чем при $B_z > 0$ [14].

При уменьшении B_z размеры овала быстро увеличиваются, радиус круга, аппроксимирующего экваториальную границу овала, увеличивается от 15 до 23° широты при уменьшении B_z от $+4$ до -4 нТл [81]. Расширение полосы свечения наиболее отчетливо проявляется на ночной стороне. На рис. 6.6 показано изменение ширины области свечения в полуночном секторе в зависимости от B_z . Так как нижняя кривая соответствует положению сияний перед началом активной фазы, а верхняя — предельной широте, достигаемой сияниями в максимуме возмущения, то приведенная зависимость характеризует величину броска сияний к полюсу. При изменении B_z от 0 до -6 нТл ширина области свечения меняется от 3 до 10° широты [15].

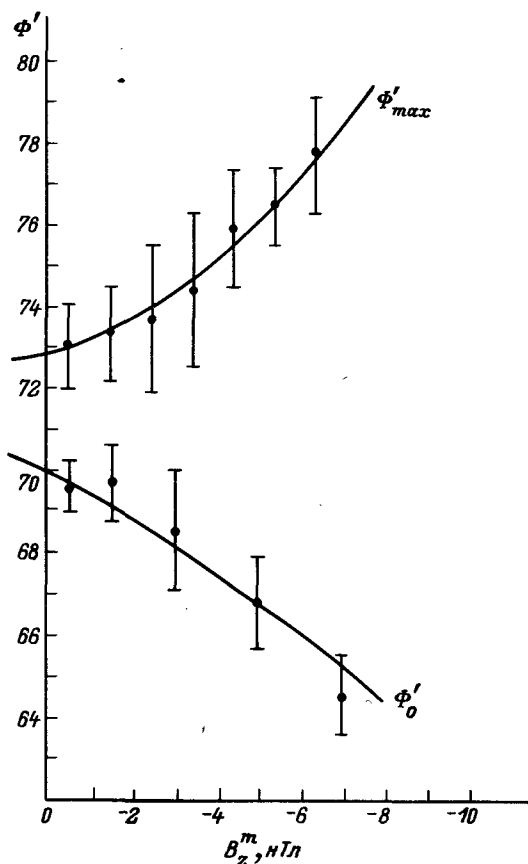


Рис. 6.6. Изменение границ области свечения в полуночном секторе в зависимости от B_z [15].

Φ'_0 – экваториальная граница овала перед началом активной фазы суббури; $\Phi'_{\max}$ – приполюсная граница в максимуме суббури.

Влияние B_y -составляющей ММП на пространственное положение овала более слабое. При $B_z > 0$, когда размеры овала малы, наблюдается перемещение овала в направлении вечер-утро в зависимости от знака B_y . Для северного полушария при $B_y > 0$ овал смещается к утренним часам, а при $B_y < 0$ – к вечерним [89]. В южном полушарии наблюдается обратное направление смещений [81].

Дневная часть овала при уменьшении B_y сдвигается к экватору как в северном, так и в южном полушарии [4]. Согласно [13], при отрицательном секторе ММП, т.е. при $B_y < 0$, овал сияний в дневные часы располагается в более низких широтах.

6.3.4. Влияние скорости солнечного ветра на положение овала сияний. По данным спутников серии DMSP в полуночные часы при $B_z < 0$ увеличение скорости солнечного ветра приводит к расширению овала за счет одновременного смещения приполюсной границы в высокие широты, а экваториальной — в низкие [5].

При $B_z > 0$ с увеличением скорости наблюдается как расширение полосы, так и сдвиг ее к экватору из-за более быстрого смещения в низкие широты экваториальной границы. При изменении скорости солнечного ветра от 400 до 700 км/с ширина полосы свечения увеличивается на 2.5° [5].

Исследование вероятности появления суббурь на $\Phi' > 75^\circ$, которые сопровождаются приходом сияний на эти широты, показало, что суббури наблюдаются преимущественно при повышенной скорости солнечного ветра. На ст. Туле ($\Phi' \approx 86^\circ$) суббури регистрируются при $v > 700$ км/с [10]. На ст. Восток ($\Phi' \approx 84^\circ$) сияния и геомагнитные возмущения, даже при низких значениях B_z , в подавляющем числе случаев (90%) наблюдаются при скорости солнечного ветра больше 550 км/с [35].

6.3.5. Энергетика аврорального овала. Несмотря на то что энергия высвечивания в дискретных формах может меняться больше чем на 4 порядка, общая энергия, выделяемая в овале, испытывает значительно меньшие вариации. Это связано с тем, что основную роль в энерговыделении играет диффузное свечение, занимающее большое пространство, хотя яркость его в зависимости от уровня геомагнитной активности или ММП меняется на больше чем на порядок.

По фотометрическим измерениям аскафилмов было получено, что наибольшие плотности потоков энергии наблюдаются на ночной стороне, на дневной они в 3–5 раз меньше. При изменении AL от 0 до 600 нТл поток энергии меняется на порядок, от $4 \cdot 10^{15}$ до $5 \cdot 10^{16}$ эрг/с для дневной половины и от $6 \cdot 10^{16}$ до $6 \cdot 10^{17}$ эрг/с — для ночной [70].

Поток энергии через овал хорошо описывается эмпирической формулой $W(\text{эрг/с}) = 5.5 \cdot 10^{16} (AL)^{0.5}$, где AL выражен в нанотеслах. Особенностью энерговыделения является то, что для ночной части овала поток энергии максимален в утреннем секторе (02–06 LT). Только при $AL \approx 400$ нТл потоки энергии в полуночном и утреннем секторах становятся одинаковыми ($\sim 10^{17}$ эрг/с), и при дальнейшем увеличении магнитной активности энерговыделение в полуночном секторе преобладает [70].

Непосредственные измерения потоков энергии авроральных электронов по наблюдениям на спутниках подтвердили данные наземных измерений [109]. Согласно этим наблюдениям, максимальная плотность потока наблюдается на ночной стороне, где его величина составляет ~ 8 эрг/(см²·с) при $AE > 600$ нТл. На дневной стороне потоки энергии в 2–4 раза меньше, чем на ночной. Эти величины хорошо совпадают с результатами, полученными в [70].

6.3.6. Выводы. 1. Зона сияний имеет форму овала, смещенного на ночную сторону.

2. При увеличении магнитной активности овал расширяется и смещается к экватору. Наиболее сильно этот эффект проявляется на ночной стороне. Усиление кольцевого тока приводит к смещению полосы свечения к экватору.

3. На положение овала наибольшее влияние оказывают изменения B_z -компоненты ММП. Уменьшение B_z приводит к расширению овала и сдвигу в более низкие широты. К такому же эффекту приводит увеличение скорости солнечного ветра.

4. Энергия, выделяемая в овале, меняется от 10^{17} до 10^{18} эрг/с.

6.4. Диффузное свечение

6.4.1. Введение. Диффузное свечение впервые было обнаружено с помощью спектральных наземных методов исследования [12, 105]. Детальное изучение этого явления связано с наблюдениями на спутниках, которые показали, что авроральный овал погружен в широкую полосу диффузного свечения, вызванного вторжением авроральных частиц [56, 92]. В настоящее время хорошо исследовано свечение, располагающееся экваториальное овала сияний.

6.4.2. Диффузное свечение в вечернем секторе. В вечернем и полуночном секторах диффузное свечение экваториальное овала представляет собой полосу шириной $3-5^\circ$ с интенсивностью свечения от 0,3 до нескольких килорелей. Примеры регистрации свечения в вечерние часы над южным полушарием при $K_p=5$ приведены на рис. 6.7. Дискретные формы сияний, образующие авроральный овал, погружены в диффузное свечение, располагаясь в его высокоширотной части. Приполосная граница овала и свечения приблизительно совпадают.

Спектральные исследования диффузного свечения показали, что в нем преобладает эмиссия 630 нм атомарного кислорода. Согласно [1], в диффужном свечении эмиссия 557.7 нм в 4 раза слабее, чем 630 нм, что свидетельствует о возбуждении свечения мягкими электронами. В области диффузного свечения наблюдается также высыпание протонов, вызывающих свечение водорода [11], но их вклад в суммарную светимость невелик [93].

Сопоставление положения диффузного свечения по наземным данным со спутниковыми наблюдениями высыпаний частиц подтвердило, что свечение связано с вторжением мягких электронов. Экваториальная граница свечения довольно резкая, здесь наблюдается скачок интенсивности эмиссии 630 нм приблизительно на $100 R$ относительно уровня свечения ночного неба, совпадающий с повышением потока энергии мягких электронов до 10^{-2} эрг/(см²·с) [108].

Наличие широкой области мягких электронных высыпаний экваториальное вторжений типа перевернутого V, которые обычно вызывают с дискретными формами, было обнаружено еще в начале 70-х годов [50, 71].

Диффузная полоса испытывает суточный дрейф по широте, аналогичный временным вариациям положения овала сияний, поднимаясь в более высокие широты к полуденным часам.

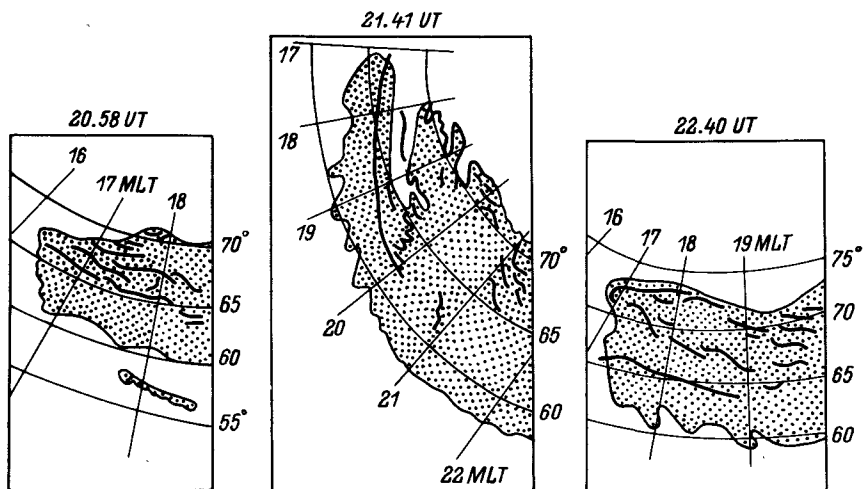


Рис. 6.7. Распределение свечения для трех последовательных пролетов спутника DMSP 26.07.78 над южным полушарием [94].

Сплошными линиями показаны дискретные формы сияний, точками — диффузное свечение.

6.4.3. Диффузное свечение в утреннем секторе. Более сложная картина свечения и диффузного высыпания авроральных частиц наблюдается в утренние часы. Здесь также имеется полоса диффузного свечения с повышением эмиссии 630 нм, связанной с высыпанием мягких электронов. Но одновременно с этим во время или после магнитных возмущений в утреннем секторе наблюдаются энергичные электроны, дрейфующие с ночной стороны приблизительно вдоль $L = \text{const}$. Эти энергичные электроны вызывают риометрическое поглощение [57, 63] и пульсирующие сияния [47, 104, 111]. В утренние часы между полосой жестких высыпаний и авроральным овалом может наблюдаться разрыв.

Потоки мягких электронов на приполюсной стороне диффузного свечения и значительно более жесткие электроны с энергией 10–20 кэВ, высыпавшиеся вблизи экваториальной границы свечения, наблюдались на спутнике DMSP [99]. Аналогичное разделение области высыпаний по энергиям было обнаружено в районе дневного каспа [107].

6.4.4. Зависимость положения экваториальной границы от магнитной активности. При увеличении магнитной активности полоса диффузного свечения смещается к экватору с одновременным повышением интенсивности. Наблюдается большое сходство зависимости положения экваториальных границ свечения и высыпания от магнитной активности [6, 48, 75]. Предложены различные аппроксимации этой зависимости, но в первом приближении все они близки к линейным.

Интересной особенностью является большая инерционность экваториальной границы. Это проявляется в том, что коэффициент корреляции между магнитной активностью и положением границы заметно повышается при сопоставлении не с текущим индексом активности, а при его осреднении за какой-то период, предшествующий регистрации диффузного свечения. Например, в [31] максимальный коэффициент корреляции, равный 0,9, получается при сопоставлении с A_E -индексом, осредненным за 5 предшествующих часов. Аналогичный результат получен в [48]. Сопоставление положения экваториальной границы с параметрами солнечного ветра дает более низкий коэффициент корреляции, причем лучшее соответствие здесь также получено при осреднении за 2 ч до момента определения границы [31, 79, 86]. В отличие от диффузного свечения дискретные сияния овала реагируют на изменение магнитной активности фактически без запаздывания. Подробный анализ динамики диффузного свечения в зависимости от магнитной активности и параметров солнечного ветра приведен в обзоре [67].

Однако наземные наблюдения динамики диффузного свечения в процессе развития суббури по наблюдениям на цепочке станций Якутского меридиана [16, 17] показали, что экваториальная граница диффузного свечения четко реагирует на проявление авроральной суббури. На рис. 6.8 приведены три случая наблюдения диффузного свечения, положение которого меняется синхронно с развитием авроральной суббури. Начало активной фазы определялось по динамике сияния на ст. Тикси и моментам появления пульсаций $Pi2$. Активная фаза суббури сопровождается резким повышением фонового свечения над Якутском, т.е. существенно экваториальнее полосы диффузного свечения.

Причина расхождения результатов об изменении положения экваториальной границы в зависимости от магнитной активности, полученных разными исследователями, пока неясна. Возможно, что инерционность, полученная по данным спутников, которые наблюдают не непрерывно, а со скажностью порядка часа, является эффектом, связанным с суперпозицией суббурь.

6.4.5. Планетарное распределение. Диффузное свечение, которое окантовывает весь овал с экваториальной стороны, вызывается вторжением мягких электронов из плазменного слоя, что следует из совпадения энергетических спектров электронов на одной силовой линии в плазменном слое и диффузном свечении [93, 99]. При увеличении магнитной активности диффузное свечение синхронно с авроральным овалом смещается в более низкие широты.

Экваториальная граница свечения исследована для всех временных интервалов [76], но приполюсная граница определяется менее однозначно. Во время геомагнитных возмущений фоновое свечение внутри аврорального овала может превысить интенсивность свечения диффузной полосы. В утреннем секторе, где дискретные формы выражены менее четко и обычно погружены в сильное фоновое свечение, положение приполюсной границы диффузного свечения, окаймляющего овал с экваториальной стороны, определить еще труднее.

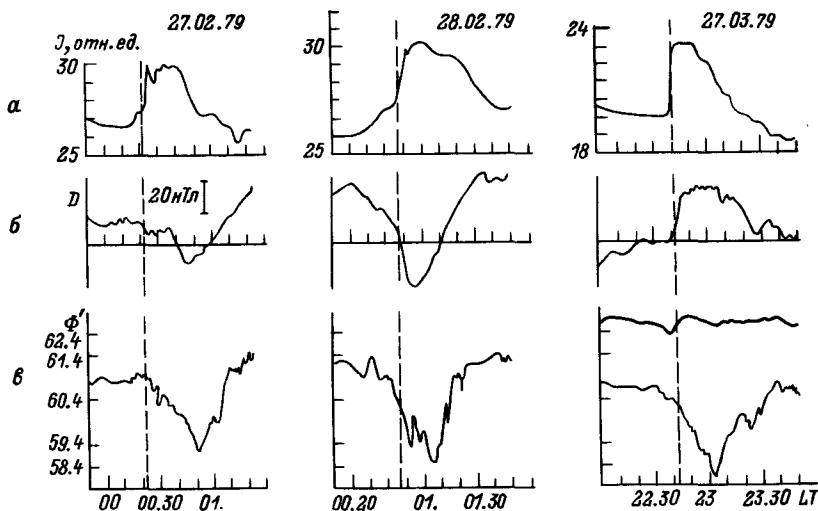


Рис. 6.8. Развитие авроральной суббури на меридиане Якутска [18].

Вертикальной штриховой линией показано начало активной фазы. а – вариации свечения ночного неба над Якутском в относительных единицах; б – вариации D – составляющей магнитного поля в Якутске; в – положение экваториальной границы диффузного свечения по данным сканирующего фотометра. Жирной линией показано положение экваториальной дуги сияния.

Поэтому для построения планетарной картины диффузного свечения было принято, что его приполюсная граница совпадает с экваториальной границей овала. Это условие выделяет область высоких широт, в которую вторгаются мягкие электроны. Подобные вторжения могут наблюдаться и внутри овала сияний, но там им сопутствуют относительно жесткие локальные высыпания.

Взаимное положение диффузного свечения и овала сияний приведено на рис. 6.9. Для утренних и предполуденных часов при большой магнитной активности полоса диффузного свечения включает в себя свечение, вызванное вторжением жестких электронов. При увеличении магнитной активности полоса диффузного свечения сдвигается к экватору. Ширина ее увеличивается, но не сильно, в связи с тем что одновременно происходит расширение аврорального овала.

6.4.6. Диффузное свечение приполюсное овала сияний. Первые наблюдения диффузного свечения полярнее овала были проведены с борта самолета [118]. Оказалось, что при спокойных магнитных условиях на $\Phi' = 80-85^\circ$ существует широкая полоса неоднородного свечения с преобладанием эмиссии 630 нм. Выше 85° свечение не обнаруживалось, хотя самолет долетал до геомагнитного полюса. Аналогичные результаты были получены в [66]. Наблюдения на спутниках показали, что в приполюсной области существует широкая

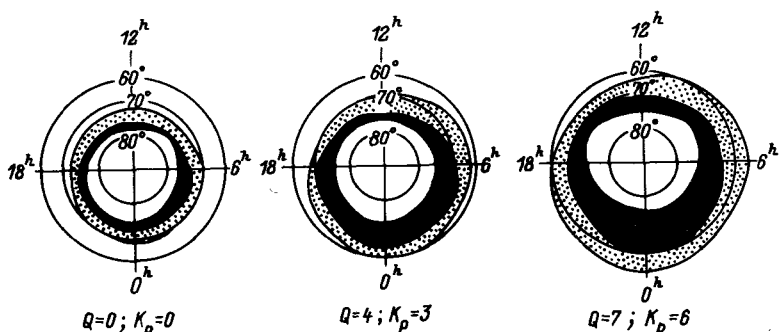


Рис. 6.9. Положение полосы диффузного свечения [76] и аврорального овала [68] для разного уровня магнитной активности.

Положение аврорального овала зачернено, диффузное свечение показано точками, Q -индекс относится к овалу, K_p - к диффузному свечению.

полоса мягких диффузных высыпаний, высокоширотная граница которых при спокойных магнитных условиях представляет собой круг с центром в геомагнитном полюсе и радиусом 6° широты [97].

Увеличение магнитной активности приводит к сжатию этой полосы. При $AE \geq 150$ нТл приполюсная граница смещается на $\Phi' = 81-82^\circ$, а при $AE \geq 400$ нТл она опускается до $\Phi' = 75-77^\circ$ [98]. Так как при увеличении магнитной активности происходит расширение овала к полюсу, то общее сжатие полосы диффузного свечения оказывается значительным. Согласно [37], уже на предварительной фазе суббури высокоширотное диффузное свечение начинает сжиматься к приполюсной границе овала. Во время активной фазы наблюдается только узкая полоска диффузного свечения [17].

6.4.7. Выводы. 1. Авроральный овал погружен в широкую полосу диффузного свечения, которое возбуждается вторжением мягких электронов из плазменного слоя.

2. При увеличении магнитной активности полоса диффузного свечения сдвигается в сторону более низких широт, а с приполюсной стороны сближается с высокоширотной границей овала.

3. На утренней стороне во время геомагнитных возмущений на экваториальном краю свечения наблюдается вторжение жестких электронов.

6.5. Волновое явление на границах диффузного свечения

6.5.1. Введение. Характерной особенностью диффузного свечения является то, что на его границах периодически появляются волновые структуры. В вечерние и полуночные часы волны наблюдаются на экваториальной границе, т.е. их источник располагается на внутренней кромке плазменного слоя. Волнообразные структуры на припо-

лосном крае, т.е. на экваториальной границе овала, появляются только в утренние часы.

6.5.2. Волны на экваториальной границе диффузного свечения. Иногда на экваториальной кромке диффузного свечения появляются волновые структуры, которые хорошо видны на рис. 6.7. В 20.58 UT наблюдались волны длиной 300–600 нм с небольшой глубиной модуляции. Во время двух последующих пролетов спутника длина волны уменьшилась, а амплитуда стала больше. При очередном пролете в 23.17 UT волновая структура уже не наблюдалась. Согласно [94], такие волны наблюдаются только в вечерние часы при высокой магнитной активности. Время жизни волн составляет 0.5–3.5 ч.

Аналогичные результаты были получены с помощью камер всего неба [8]. Длина волны составляет 100–300 км, экваториальная граница располагалась на высоте 110–130 км. В вечерние часы волны перемещались к западу, в полуденные — к востоку. Появление волновых структур в [7, 94] объясняется распространением поверхностных волн вдоль внутренней границы плазменного слоя.

6.5.3. Волны на приполюсной границе. В утренние часы на приполюсной границе диффузного свечения могут наблюдаться другие типы волн, которые получили название факельных структур [38, 52, 54, 102].

Схема образования факела приведена на рис. 6.10. Процесс начинается с повышения яркости в локальной области (10–15 км в поперечнике) на приполюсной кромке диффузного свечения. Потом к востоку от этой области в течение минуты вспыхивает и приобретает более четкие границы вся приполюсная кромка шириной 30–40 км и длиной около 200 км. Одновременно в северо-западном направлении из области начального уярчения вытягивается язык свечения со скоростью 1–1.5 км/с. Его длина может составлять 100–200 км. При очень сильной магнитной активности факелы могут вытягиваться на несколько сотен километров. Вытягивание к полюсу сопровождается разворачиванием по часовой стрелке. При этом наблюдаются дрейф к востоку со скоростью порядка 1 км/с и постепенное расширение по долготе. Факелы появляются один за другим. Несколько факелов могут существовать одновременно [52].

В большинстве случаев факелы имеют пространственную структуру, которую можно видеть на примерах, приведенных на рис. 6.11. Они состоят из диффузной непульсирующей полосы свечения, окаймляющей внутреннюю область, в которой на более слабом диффузном фоне наблюдаются пульсирующие пятна. Измерения триангуляционным методом высоты свечения непульсирующей полосы показали, что приполюсная граница располагается на высотах 100–115 км (эффективная энергия электронов 4–10 кэВ), а экваториальная — на 115–130 км (1–4 кэВ) [38]. Пятна внутри факельных структур связаны с выспаниями более жестких электронов, вызывающих риометрическое поглощение.

Образование таких факельных структур можно объяснить конвективными движениями плазмы при ее локальном нагреве [27].

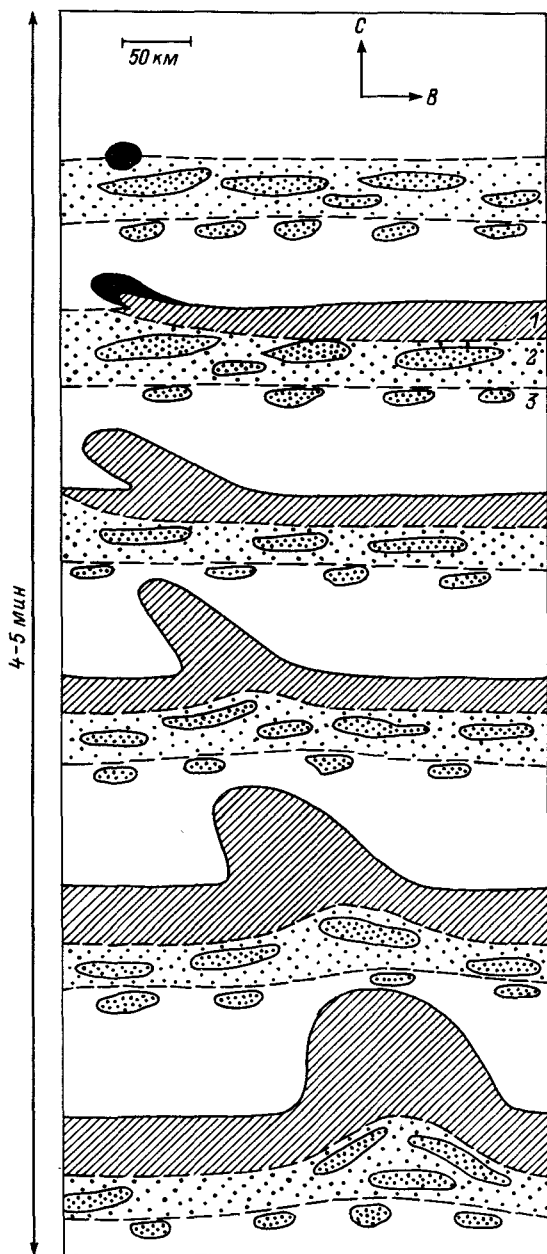


Рис. 6.10. Схема формирования факельных структур [38].

1 - область неп пульсирующего диффузного свечения; 2 - область нестабильных пульсирующих пятен на диффузном фоне; 3 - стабильные пульсирующие пятна.

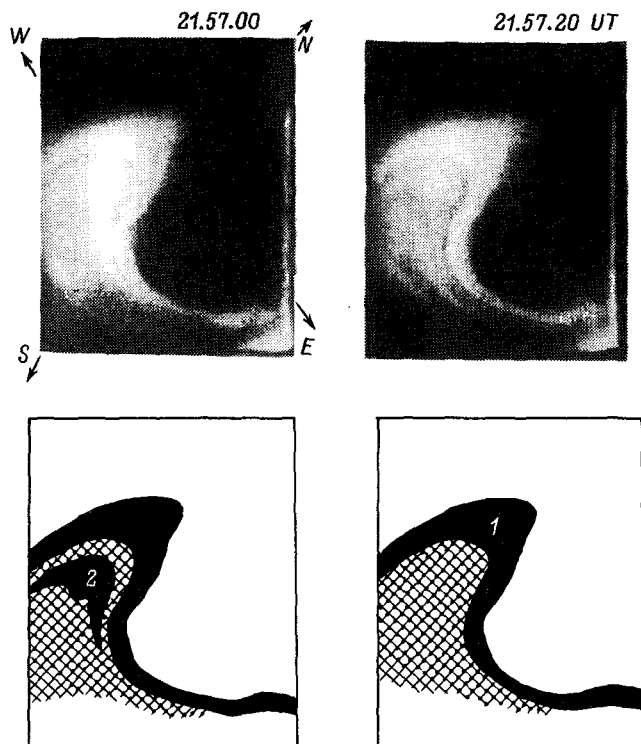


Рис. 6.11. Фотографии факельной структуры 0.1.0.4.84 на ст. Апатиты, полученные телевизионной камерой с углом зрения по диагонали кадра 180° , и их схематическое изображение [38].

1 — неп пульсирующая полоса; 2 — область нестабильных пульсирующих пятен.

6.5.4. Выводы. 1. На экваториальной границе диффузного свечения могут наблюдаться волновые структуры в вечерние и ночные часы с характерными размерами 100–600 км.

2. На приполюсной границе волновые процессы проявляются в виде факелообразных выбросов свечения в направлении высоких широт с характерными размерами 50–200 км. Внутри факелов могут наблюдаться пульсации свечения.

6.6. Сияния полярной шапки

6.6.1. Введение. Сияния, которые наблюдаются в приполюсной области (на широтах $\geq 80^\circ$), вероятно, имеют источники на силовых линиях, уходящих в солнечный ветер. Исследование характеристик таких сияний может рассматриваться как важное звено в изучении процессов взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли.

6.6.2. Классификация и морфология полярных сияний в приполюсной области. В ранних работах по данным камер всего неба в отдельный класс сияний выделены вытянутые в направлении на Солнце дискретные дуги сияний на широтах выше авроральной зоны [41, 43, 60]. Высота нижнего края этих дуг оценивается в 150–200 км. В новых квалификациях, основанных на наблюдениях свечения со спутников серии DMSP [14, 84], выделяют отдельные дуги, наблюдающиеся в центре полярной шапки; дуги, примыкающие к вечерней или утренней части авроральной зоны; дуги, резко меняющие свою ориентацию вблизи области сияний авроральной зоны (см. также [73]).

На высоких широтах в ночном секторе появляются также дуги зональной ориентации. За исключением этого последнего типа сияний, который связан с суббурями при больших скоростях солнечного ветра [36, 74], остальные дуги сияний в полярной шапке антикоррелируют с магнитной активностью и суббурями [37, 74, 84].

Суточный ход частоты появления дуг сияний полярной шапки по данным камер всего неба имеет два максимума: утренний и вечерний; утренний максимум выше в обоих полушариях [49].

Недавно по данным наблюдений свечения с высокоапогейного спутника DE-1 было обнаружено, что в полярной шапке могут наблюдаться полосы свечения, соединяющие дневную и ночную части авроральной зоны. Авторы наблюдений [72] называли такие формы свечения „тэта-сияниями“. Пространственное разрешение наблюдений на DE-1 составляло десятки километров; по данным низковысотных спутников (в которых тоже можно найти случаи тэта-сияний) видно, что структуру полосы свечения составляет совокупность дискретных дуг [84, 96].

6.6.3. Зависимость от ММП и магнитной активности. Сияния полярной шапки наблюдаются в основном при северной ориентации ММП; при $B_z > 0$ частота появления пропорциональна B_z [49]. Влияет на частоту появления этих сияний знак сектора ММП; при $B_y < 0$ и $B_x > 0$ сияния чаще наблюдаются в южной полярной шапке, при $B_y > 0$ и $B_x < 0$ – в северной [34, 84]. Знак B_y определяет соотношение частоты появления в утренние и вечерние часы [49, 89] (рис. 6.1.2). Из рисунка виден эффект B_x -компоненты ММП, который для южного полушария сводится к увеличению частоты появления сияний полярной шапки при $B_x > 0$, независимо от B_y . В [37] была предложена схема развития суббури в сияниях, одним из элементов которой является исчезновение сияний полярной шапки перед началом взрывной фазы (рис. 11.1). Описанные выше результаты согласуются с этой схемой, поскольку часто взрывной фазе предшествует период с $B_z < 0$.

6.6.4. Измерения частиц и полей в области сияний полярной шапки. Измерения вторжения частиц на спутниках [80] показали, что сияния полярной шапки связаны с высыпаниями электронов с энергетическими спектрами, имеющими максимум на энергиях порядка 1 кэВ, эти высыпания погружены в фоновые вторжения элек-

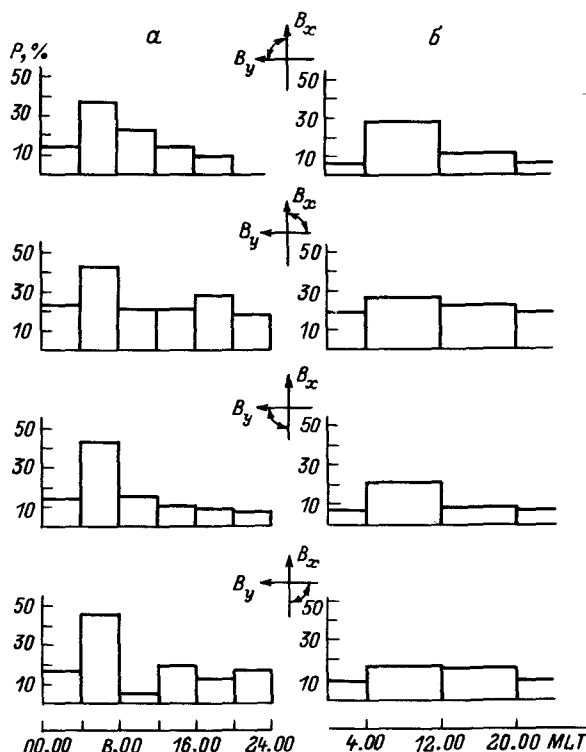


Рис. 6.12. Суточный ход частоты появления сияний полярной шапки в плоскости $x-y$ в зависимости от ММП для четырехчасовых (а) и восьмичасовых (б) интервалов ММП [49].

тронов с энергиями 200–300 эВ. Одновременные наблюдения на спутниках DE-1 и -2 над тэта-сияниями показали, что ускоренные до 1 кэВ электроны видны только на спутнике DE-2 (высота несколько сотен километров); на высотах 3–4 R_E по измерениям DE-1 наблюдаются электроны, ускоренные лишь до 200–500 эВ [72]. Измерения спектров электронов и ионного состава плазмы показали, что над тэта-сияниями эти параметры такие же, как и над приполюсной частью овала. Измерения анизотропии энергичных солнечных электронов показали, что как ночная часть овала сияний, так и примыкающая к ней область тэта-сияний располагаются на замкнутых силовых линиях. В то же время над остальной полярной шапкой преобладает популяция частиц, имеющая характеристики плазмы солнечного ветра.

Измерения продольных токов над сияниями полярной шапки показали, что вторжения электронов с энергиями ~ 1 кэВ совпадают с областью вытекающего продольного тока; слои продольных токов ориентированы вдоль дуг сияний [58, 72]. Измерения электричес-

кого поля указывают на наличие в области сияний полярной шапки отрицательного заряда, что следует из соотношения $4\pi\rho = \operatorname{div} E$. Это указывает на внеионосферный характер источника сияний полярной шапки (см., например, [34]), что подтверждается также определениями вектора Пойтинга, который оказывается направленным к Земле [58].

6.6.5. Динамика сияний полярной шапки. По данным камер всего неба на станциях Восток ($\Phi' \approx -84^\circ$) и Резольют-Бей ($\Phi' = 84^\circ$) в направлении утро-вечер наблюдается преимущественное движение от краев шапки к центру [33]. Это, по-видимому, не согласуется с выводами [42, 73] о влиянии B_y -компоненты ММП на направление движения дуг, полученными на малом количестве наблюдательных данных. Скорость таких движений составляет 100–400 м/с [43, 72]. В [59] был рассмотрен случай „вытягивания” тэта-сияний от ночной части овала сияний к дневной после SC при северной ориентации ММП. Скорость движения края формы составляла ~ 1 км/с. Подобные скорости для таких движений полярной шапки отмечались в [43].

6.6.6. Представление о природе сияний полярной шапки. В [58, 74] высказано предположение, что источник этих сияний находится на магнитопаузе. В [2] обсуждалась идея о проникновении в магнитосферу неоднородностей плазмы солнечного ветра [90] применительно к генерации сияний полярной шапки. Система продольных токов генерируется за счет поляризации сгустка плазмы, проникающей в магнитосферу. По [90] в доли хвоста такие „сгустки” могут проникать лишь при $B_z > 0$. Появление их в северном и южном полушариях должно определяться B_x -компонентой, асимметрия утро-вечер должна быть связана с B_y -компонентой ММП, в полном соответствии с результатами наблюдений. В [23] корреляция сияний полярной шапки с северной компонентой ММП объясняется тем, что генерация продольных электрических полей, необходимых для ускорения электронов, может произойти лишь при низкой концентрации плазмы в силовой трубке, которая определяется концентрацией в максимуме слоя F. Структура конвекции при $B_z < 0$ определяет повышенную концентрацию в слое F приполюсной области, при $B_z > 0$ — пониженную.

Наблюдения тэта-сияний показывают, что в долях хвоста магнитосферы могут существовать „каналы”, связывающие магнитопаузу (дневную часть овала) и плазменный слой (ночную часть овала). В то же время авторы наблюдений тэта-сияний [72] подчеркивают схожесть характеристик этих сияний с характеристиками приполюсной части ночного овала, что может означать общность природы этих авроральных структур. Этот взгляд нашел отражение в [59], где развитие тэта-сияний сравнивается с развитием авроральной выпуклости во время авроральной суббури.

6.6.7. Выводы. 1. В полярной шапке наблюдаются дуги сияний, ориентированные в направлении на Солнце, которые антикоррелируют с магнитной активностью.

2. Сияния полярной шапки могут иметь большую протяженность и связывать ночную часть овала с дневной.

3. Сияния полярной шапки обычно наблюдаются при $B_z > 0$, частота их появления зависит от знаков B_x - и B_y -компонент ММП.

4. Дуги сияний полярной шапки связаны с вытекающими продольными токами и вызываются электронами с энергией ~ 1 кэВ.

6.7. Соображения о происхождении авроральных дуг

6.7.1. Введение. Задачей теории авроральной дуги являются поиски механизма, обеспечивающего расслоение стационарной магнитосферной конвекции и крупномасштабных продольных токов на узкие струи с характерными масштабами дуги полярного сияния. Обсуждаемые в литературе теории дуги по местоположению источника могут быть разделены на три группы: 1) ионосферного, 2) магнитосферного и 3) смешанного, магнитосферно-ионосферного, происхождения.

6.7.2. Теории ионосферного происхождения. В модели [106] (см. также [26, 40]) генерация дуги связывается с неустойчивостью стационарной магнитосферной конвекции, приводящей к раскачке стоячей альвеновской волны. Неустойчивость связана с изменением ионосферной проводимости, вызываемым продольными токами волны. Изменение ионосферной проводимости в присутствии внешнего электрического поля E_0 приводит к генерации вторичного электрического поля поляризации E' , распространяющегося вдоль магнитных силовых линий в магнитосферу в виде альвеновской волны. Суммарное электрическое поле отраженной от ионосферы альвеновской волны может оказаться больше поля падающей волны. Многократное отражение волны от сопряженных областей ионосферы приводит к нарастанию волновой структуры.

В модели [91] с наклонными токами рассмотрена раскачка одиночной дуги. Как и в [106], здесь учитывается вторичное электрическое поле E' , рождаемое в ионосфере вследствие изменения ионосферной проводимости. Но это изменение проводимости связывается не с самим продольным током, а с потоком электронов, ускоренных продольной разностью потенциалов, создаваемой продольным током на некотором расстоянии над ионосферой. Наклон вытекающего из ионосферы тока относительно магнитного поля, вызываемый дрейфом магнитосферной плазмы поперек дуги, приводит к тому, что ускоренные электроны будут попадать в центр дуги, вызывая ее усиление.

Недостаток моделей ионосферного происхождения дуги — игнорирование эффектов горячей неоднородной плазмы плазменного слоя.

6.7.3. Теории магнитосферного происхождения. В [20, 21] рассмотрена возможность генерации авроральных дуг вследствие желобковой неустойчивости внешней границы плазменного слоя. Механизм формирования этой границы плазменного слоя неясен, и вопрос о ее неустойчивости в стационарном состоянии является дискуссионным. В [20, 21] предполагается, что благоприятная для

неустойчивости ситуация возникает только при определенных условиях.

Более перспективными представляются поиски механизма генерации дуги на внутренней границе плазменного слоя, в области вытекающих из ионосферы продольных токов зоны 2. Эта граница обычно считается устойчивой относительно желобковых возмущений. Однако в [3] обращается внимание на то, что стационарная магнитосферная конвекция приводит к смещению этой границы в направлении Солнца. Возникающая асимметрия положения внутренней границы плазменного слоя относительно геомагнитного диполя делает возможным развитие на ней желобковых возмущений в узком диапазоне углов волновых нормалей. В [25] рассмотрена возможность генерации авроральных дуг в результате расслоения крупномасштабного продольного тока вследствие нагревания этим током магнитосферной плазмы. Появление продольной разности потенциалов в области вытекающего из ионосферы продольного тока приводит к ускорению (нагреву) уходящих вверх ионов полярного ветра. При продольной разности потенциалов ~ 10 кВ поток энергии, уносимый в магнитосферу ускоренными ионами полярного ветра, приводит к возрастанию давления магнитосферной плазмы в 2 раза за несколько минут. Нагрев магнитосферной плазмы продольными токами приводит к возбуждению в плазменном слое волны нагрева, распространяющейся поперек плазменного слоя со скоростью в проекции на ионосферу

$$v' \approx 4c\delta [\varphi_{||}/(l_V B)] \sin \alpha, \quad (6.1)$$

где c – скорость света; коэффициент δ определяет вклад ионов полярного ветра в продольный ток; $\varphi_{||}$ – продольная разность потенциалов; l_V – характерный масштаб изменения объема магнитной силовой трубки единичного сечения на уровне ионосферы; B – магнитное поле; α – угол между волновым вектором и направлением на полюс; все величины берутся на уровне ионосферы. Скорость v' оценивается величиной сотни метров в секунду и направлена на восток. Учет конечного времени τ распространения возмущения вдоль магнитной силовой линии приводит к нарастанию волны нагрева с инкрементом

$$\text{Im } \omega \approx (k, v')^2 \tau, \quad (6.2)$$

где k – волновое число. При длине волны возмущения ~ 30 км, что равно расстоянию между параллельными дугами, характерное время развития возмущения составляет ~ 100 с.

Кроме рассмотренных предполагались и некоторые другие возможные механизмы генерации дуги [24, 39, 110]. Недостаток всех моделей магнитосферного происхождения дуги – игнорирование влияния развивающегося возмущения на ионосферную проводимость, которая, как мы знаем, изменяется очень сильно.

6.7.4. Магнитосферно-ионосферный механизм генерации дуги – волна проводимости. Указанные выше недостатки обеих рассмотренных групп теорий отчасти преодолены в модели волны проводимости, в которой одновременно учитывается плазма плазменного слоя и изменение ионосферной проводимости под действием продольных токов возмущения. Волна проводимости представляет собой особый тип желобкового возмущения. Подробно эта волна рассмотрена в разд. 9.5 при интерпретации WTS- и PS6-явлений; здесь мы рассмотрим возможность ее приложения к генерации дуги.

Волна проводимости развивается на внутренней границе плазменного слоя в области вытекающего из ионосферы продольного тока, когда плотность этого тока превышает некоторое пороговое значение. Фронт нарастающей волны должен быть ориентирован под углом к скорости градиентного дрейфа горячих частиц; это значит, что если магнитное поле не слишком сильно отличается от дипольного, волновые фронты должны идти под некоторым углом к геомагнитной параллели. Величина этого угла может быть определена из дисперсионных выражений (9.1), (9.2). Для достаточно малых $k_y^2 |\varphi_{||0}|$ и $|k_y/k| \ll 1$ (что соответствует ориентации фронта волны приблизительно вдоль геомагнитной параллели), полагая $\Sigma_R \ll \Sigma_{p_0}$ из (9.1), (9.2), получаем следующие выражения для вещественной ω_r и мнимой δ частей частоты:

$$\omega_r \approx (k, v_0); \quad (6.3)$$

$$\delta \approx k_y^2 (c/B) \alpha \left\{ (k, v_0) (k, I_{i_0}) \tau / (k^2 \Sigma_{p_0}) - |\varphi_{||0}| \right\}. \quad (6.4)$$

Из (6.3) следует, что волна распространяется приблизительно со скоростью электрического дрейфа плазмы поперек развивающихся структур. Из (6.4) следует, что условие нарастания волны $\delta > 0$ удовлетворяется при

$$(k, v_0) (k, I_{i_0}) > 0, \quad (6.5)$$

что выполняется в узком интервале углов ориентации фронта волны между направлениями холловского I_{H0} и полного I_{i_0} ионосферных токов.

Характерное время нарастания возмущения при небольших значениях продольной разности потенциалов $\varphi_{||0} \lesssim 1$ кВ составляет ~ 100 с. Наблюдаемую узость дуги можно объяснить ростом крутизны фронта распространяющегося возмущения на нелинейной стадии [25]. В зависимости от направления распространения волны и внешних условий может расти крутизна фронтов с положительным или отрицательным значением градиента давления $\partial p / \partial y \geq 0$, связанных соответственно с продольным током вверх или вниз. В первом случае возникает система нормальных, а во втором – „черных“ дуг.

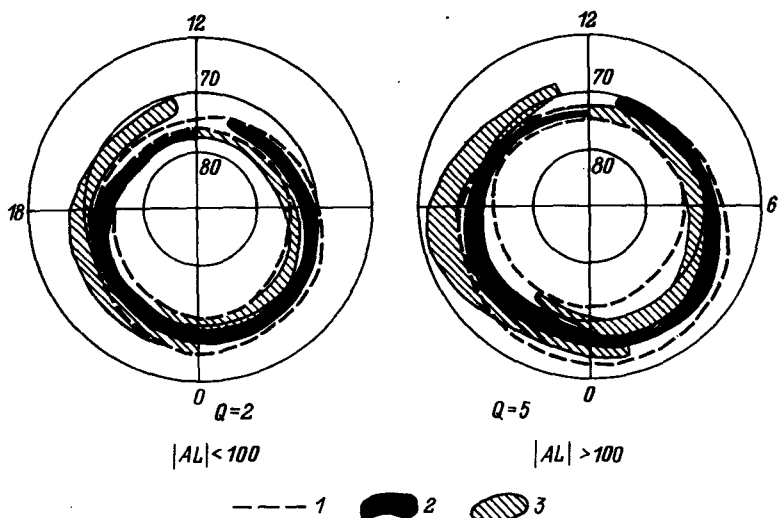


Рис. 6.13. Взаимное положение продольных токов [82] и овала дискретных сияний [68] при различном уровне магнитной активности.

1 – овал; 2 – вытекающие продольные токи; 3 – втекающие продольные токи. Магнитная активность характеризуется Q -индексом для овала сияний и AL -индексом для продольных токов.

6.8. Области дискретных и диффузных сияний, продольные токи и плазменный слой

6.8.1. Овал дискретных сияний и продольные токи. В [85] было замечено, что дискретные сияния имеют тенденцию появляться в области вытекающих токов. Эта закономерность обнаруживается и при сопоставлении статистических картин овала дискретных сияний и продольных токов на рис. 6.13. Совпадение овала сияний с областью вытекающего из ионосферы продольного тока особенно убедительно в вечернем секторе; область втекающего тока расположена здесь на $5-10^\circ$ экваториальнее и приблизительно совпадает с низкоширотной границей диффузного свечения (разд. 6.4). В ночном и утреннем секторах совпадение дискретных сияний с вытекающим продольным током не так убедительно; внутрь овала дискретных сияний здесь попадает не только вытекающий, но и втекающий ток.

6.8.2. Овал дискретных сияний и продольная разность потенциалов. Ракеты и спутники, пролетающие над областью дискретных сияний, регистрируют в энергетическом спектре высыпавшихся электронов максимум на $5-10$ кэВ; в области диффузного свечения такого максимума не наблюдается. Максимум в энергии высыпавшихся электронов связывают обычно с ускорением их продольной раз-

ностью потенциалов. Появление продольной разности потенциалов связывается в свою очередь с существованием вытекающего продольного тока. Сходимость магнитных силовых линий и возможное развитие в области сильного продольного тока аномального сопротивления вызывает возникновение продольной разности потенциалов, ускоряющей электроны вниз и поддерживающей протекание продольного тока. Ускоренные электроны могут быть ответственны за дискретные сияния. Так может быть объяснена наблюдаемая на рис. 6.13 связь овала дискретных сияний с вытекающим из ионосферы током.

6.8.3. Область диффузных сияний и плазменный слой. Напомним, что область диффузных сияний шире овала дискретных сияний. Экваториальная граница области диффузного свечения в вечернем секторе совпадает, видимо, с внутренней границей протонного плазменного слоя и втекающим продольным током. В утреннем секторе, где наблюдаются ускоренные электроны, экваториальная граница диффузного свечения может совпадать с внутренней границей электронного плазменного слоя, расположенной к экватору от границы протонного слоя и области продольных токов. Отсутствие пика в энергетическом спектре высыпавшихся в область диффузного свечения электронов говорит о том, что механизм их высыпания не связан, видимо, с ускорением в продольном электрическом поле; скорее всего, это диффузия частиц в конус потерь вследствие рассеяния их на волнах.

Высокоширотная граница диффузного свечения изучена плохо. Наблюдаемая сопряженность этой границы в противоположных полушариях [97] говорит о том, что диффузное свечение генерируется на замкнутых силовых линиях.

6.8.4. Выводы. 1. Широкая зона диффузного свечения связана, видимо, с проекцией на ионосферу плазменного слоя. Приполюсная граница диффузного свечения лежит в области замкнутых силовых линий.

2. Внутри зоны диффузного свечения лежит овал дискретных сияний. В вечернем секторе он связан с областью вытекающего тока; в ночном и утреннем секторах внутрь овала попадают продольные токи обоих направлений.

3. Овал дискретных сияний связан с появлением максимумов в энергетическом спектре высыпавшихся электронов на $E \approx 5-10$ кэВ.

Л и т е р а т у р а к г л. 6

1. Алексеев В.Н., Башкирова А.А., Борисов Г.В. и др. // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. М., 1972. Вып. 22. С. 108-114.
2. Алексеева Н.Е., Сергеев В.А., Яхнин А.Г. // Геомагнитные исследования. 1979. № 26. С. 72-79.
3. Волков М.А., Мальцев Ю.П. // Геомагнетизм и аэронаука. 1986. Т. 26. С. 798-811.
4. Воробьев В.Г., Зверев В.Л. // Полярные сияния и свечение ночного неба. М., 1981. № 28. С. 21-24.

5. Воробьев В.Г., Зверев В.Л. // Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1982. Т. 22. С. 81-84.
6. Гальперин Ю.И., Кранье Ж., Лисаков Ю.В. и др. // Кoсмические исследования. 1977. Т. 15. С. 421-433.
7. Горелый К.И., Надубович Ю.А., Пономарев Е.А. // Исследования по гeoмaгнeтизмy, аэрoнoмии и физикe Сoлнцa. М., 1985. Вып. 71. С. 194-198.
8. Дзюбенко Н.И. // Гeoмaгнeтизм и аэрoнoмия. 1965. Т. 5. С.360-363.
9. Дзюбенко Н.И., Евтушевский А.М. // Проблемы кoсмическoй физики. Киев, 1979. Вып. 14. С. 23-25.
10. Дмитриева Н.П., Сергеев В.А., Яхнин А.Г. // Высокоширотные гeoфизичeские исследования вo врeмя экспeримeнтa „Гeос“ (результаты МИМ). Апатиты, 1979. С. 68-72.
11. Евлашин Л.С. // Гeoмaгнeтизм и аэрoнoмия. 1961. Т. 1. С. 52-58.
12. Евлашин Л.С. // Гeoмaгнeтизм и аэрoнoмия. 1961. Т. 1. С.531-533.
13. Зверев В.Л., Старков Г.В. // Полярные сияния. М., 1982. № 30. С. 53-57.
14. Зверев В.Л., Старков Г.В., Фельдштейн Я.И. // Вариации магнитного поля и полярные сияния. М., 1977. С. 142-153.
15. Зверев В.Л., Старков Г.В., Фельдштейн Я.И. // Полярные сияния и свечение ночного неба. М., 1981. № 28. С. 5-10.
16. Иевенко И.Б. // Полярные гeoмaгнитные явления. Международ-ный симпозиум. Суздаль. 1986. Тез. докл. 1.27. С. 35.
17. Иевенко И.Б., Самсонов В.П. // Проблемы космофизики и аэрoнoмии. Якутск. 1982. С. 19-23.
18. Иевенко И.Б., Алексеев В.Н., Самсонов В.П. // Комплексные исследования авроральной и субавроральной ионосферы. Якутск. 1983. С. 23-36.
19. Корнилова Т.А., Черноус С.А., Пудовкин М.И. // Полярные гeoмaгнитные явления. Международный симпозиум. Суздаль. 1986. Тез. докл. 2.07. С. 53.
20. Кропоткин А.П. // Гeoмaгнeтизм и аэрoнoмия. 1982. Т. 22. С.263-266.
21. Кропоткин А.П. // Гeoмaгнeтизм и аэрoнoмия. 1983. Т. 23. С. 440-445.
22. Липеровский В.А., Пудовкин М.И. Аномальное со-противление и двойные слои в магнитосферной плазме. М., 1983. 181 с.
23. Ляцкий В.Б. // Гeoмaгнeтизм и аэрoнoмия. 1982. Т. 22. С. 149-151.
24. Ляцкий В.Б. // Гeoмaгнeтизм и аэрoнoмия. 1983. Т. 23. С. 595-599.
25. Ляцкий В.Б. // Гeoмaгнeтизм и аэрoнoмия. 1986. Т. 26. С. 615-620.
26. Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. М., 1983. 192 с.
27. Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. // Гeoмaгнeтизм и аэрoнoмия. 1984. Т. 24. С. 89-93.

28. Надубович Ю.А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1969. Т. 9. С.887-893.
29. Надубович Ю.А., Старков Г.В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1962. Т. 2. С. 71-73.
30. Назарчук Г.К. // Физика верхней атмосферы высоких широт. Якутск, 1975. С. 113-123.
31. Николаенко Л.М., Гальперин Ю.И., Фельдштейн Я.И. и др. // Космические исследования. 1983. Т. 21. С. 876-884.
32. Омхольт А. Полярные сияния. М.: Мир, 1974. 246 с.
33. Сергеев В.А., Яхнин А.Г. // Геомагнетизм и аэрономия. 1978. Т. 18. С. 744-745.
34. Сергеев В.А., Яхнин А.Г. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М., 1979. Вып. 47. С. 49-57.
35. Сергеев В.А., Яхнин А.Г., Дмитриева Н.П. // Геомагнетизм и аэрономия. 1979. Т. 19. С. 1027-1028.
36. Старков Г.В. // Полярные сияния. М., 1974. № 21. С. 5-25.
37. Старков Г.В., Фельдштейн Я.И. // Геомагнетизм и аэрономия. 1971. Т. 11. С. 560-562.
38. Тагиров В.Р., Исмагилов В.С., Черноус С.А. // Полярные геомагнитные явления. Международный симпозиум. Суздаль. 1986. Тез. докл. 2.06. С. 52.
39. Тверской Б.А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1982. Т. 22. С. 966-973.
40. Трахтенгерц В.Ю., Фельдштейн А.Я. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 140-147.
41. Фельдштейн Я.И. // Исследования полярных сияний. М., 1960. № 4. С. 61-78.
42. Фельдштейн Я.И. // Геомагнетизм и аэрономия. 1963. Т. 3. С. 227-239.
43. Фельдштейн Я.И., Лукина Л.В., Белоусов Б.Г. // Информ. бюл. САЭ. Л., 1968. № 69. С. 50-56.
44. Хорошева О.В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1961. Т. 1. С. 695-701.
45. Хорошева О.В. Пространственно-временное распределение полярных сияний. М., 1967. 82 с.
46. Чемберлен Дж. Физика полярных сияний и излучения атмосферы. М., 1953. 777 с.
47. Черноус С.А. // Геомагнитные исследования. М., 1977. № 21. С. 16-24.
48. Шухтина М.А., Сергеев В.А., Алексеева Н.Е. // Геомагнетизм и аэрономия. 1984. Т. 24. С. 944-947.
49. Яхнин А.Г., Сергеев В.А. // Полярные сияния и свечение ночного неба. М., 1981. № 28. С. 27-35.
50. Askerson K.L., Frank L.A. // J. Geophys. Res. 1972. Vol. 77. P. 1128-1136.
51. Akasofu S.-I. // J. Atmos. and Terr. Phys. 1961. Vol. 21. P. 287-288.
52. Akasofu S.-I. // Space Sci. Rev. 1974. Vol. 16. P. 617-725.
53. Akasofu S.-I. // Space Sci. Rev. 1976. Vol. 19. P. 169-216.
54. Akasofu S.-I., Kimball D.S. // J. Atmos. and Terr. Phys. 1964. Vol. 26. P. 205-211.

55. Akasofu S.-I., Perreault P.D., Yasuhara F., Meng C.-I. // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 7490-7508.
56. Anger C.D., Lui A.T.Y. // Planet. and Space. Sci. 1973. Vol. 21. P. 873-878.
57. Berkeley F.T., Anger C.D., Akasofu S.-I., Riger E.P. // J. Geophys. Res. 1980. Vol. 85. P. 593-606.
58. Burke W.J., Gussenhoven M.S., Kelley M.C. et al. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. P. 2431-2443.
59. Craven J.D., Frank L.A., Russell C.T. et al. // Solar wind-magnetospheric coupling. Dordrecht-Holland, 1986. P. 376-380.
60. Davis T.N. // J. Geophys. Res. 1962. Vol. 67. P. 75-110.
61. Davis T.N. // Space Sci. Rev. 1978. Vol. 22. P. 77-111.
62. Davis T.N., Hallinan T.J., Stenback-Nielsen H.C. // The radiating atmosphere. Dordrecht-Holland, 1971. P. 160-169.
63. Driatsky V.M., Shumilov O.I. // Planet. and Space Sci. 1972. Vol. 20. P. 1375-1389.
64. Eather R.H. // Rev. Geophys. 1965. Vol. 5. P. 207-223.
65. Eather R.H. Majestic Lights (The Aurora in Science, History and the Arts). Washington, 1980. 323 p.
66. Eather R.H., Mende S.B. // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. P. 1746-1755.
67. Feldstein Ya.I., Galperin Yu.I. // Rev. Geophys. 1985. Vol. 23. P. 217-275.
68. Feldstein Ya.I., Starkov G.V. // Planet. and Space Sci. 1967. Vol. 16. P. 209-229.
69. Feldstein Ya.I., Starkov G.V. // Planet. and Space Sci. 1968. Vol. 16. P. 129-133.
70. Feldstein Ya.I., Starkov G.V. // J. Atmos. and Terr. Phys. 1971. Vol. 33. P. 197-203.
71. Frank L.A., Ackerson K.L. // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. P. 3612-3643.
72. Frank L.A., Craven J.D., Garnett D.A. et al. // J. Geophys. Res. 1986. Vol. 91. P. 3177-3224.
73. Gusev M.G., Troshichev O.A. // Planet. and Space Sci. 1986. Vol. 34. P. 489-496.
74. Gussenhoven M.S. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. P. 2401-2412.
75. Gussenhoven M.S., Hardy D.A., Burke W.J. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 86. P. 768-778.
76. Gussenhoven M.S., Hardy D.A., Heinemann N. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 5692-5708.
77. Hallinan T.J., Davis T.N. // Planet. and Space Sci. 1970. Vol. 18. P. 1735-1744.
78. Hallinan T.J., Stenback-Nielsen H.C., Deehr C.S. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 8461-8475.

79. Hardy D.A., Burke W.J., Gussenhoven M.S. et al. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 9961-9974.
80. Hardy D.A., Burke W.J., Gussenhoven M.S. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. P. 2413-2430.
81. Holzworth R.H., Meng C.-I. // Planet. and Space Sci. 1984. Vol. 32. P. 25-29.
82. Iijima T., Potemra T.A. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83. P. 599-615.
83. International Auroral Atlas / Ed. F. Jacka. Edinburgh, 1963. 26 p.
84. Ismail S., Meng C.-I. // Planet. and Space Sci. 1982. Vol. 30. P. 319-330.
85. Kamide Y., Rostoker G. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 5589-5608.
86. Kamide Y., Winningham J.D. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 5573-5588.
87. Kim I.S., Volkman R.A. // J. Geophys. Res. 1963. Vol. 68. P. 3187-3190.
88. Kornilova T.A., Chernouss S.A., Pudovkin M.I. // 10th Annual Meeting on Upper Atmospheric Studies by Optical Methods. Grasse, 1982. P. 198-206.
89. Lassen K., Danielson C. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83. P. 5277-5284.
90. Lemaire J., Rycroft M.J., Roth M. Control of impulsive penetration of solar wind irregularities into the magnetosphere by the interplanetary magnetic field direction. *Aeronomica Acta*. 1978. No. 193. 41 p.
91. Leontyev S.V., Lyatsky W.B. // Planet. and Space Sci. 1982. Vol. 30. P. 1-4.
92. Lui A.T.Y., Anger C.D., Venkatesan D. et al. // J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80. P. 1795-1804.
93. Lui A.T.Y., Venkatesan D., Anger C.D. et al. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 2210-2226.
94. Lui A.T.Y., Meng C.-I., Ismail S. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. P. 2385-2400.
95. Maggs J.E., Davis T.N. // Planet. and Space Sci. 1968. Vol. 16. P. 205-209.
96. Makita K. // *Memoirs of National Institute of Polar Research*. Tokyo, 1985. No. 36. P. 191-210.
97. Makita K., Meng C.-I., Akasofu S.-I. // *Memoirs of National Institute of Polar Research*. Tokyo, 1983. No 26. P. 149-159.
98. Makita K., Meng C.-I., Akasofu S.-I. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 7968-7981.
99. Meng C.-I. // *Space Sci. Rev.* 1978. Vol. 22. P. 223-300.
100. Meng C.-I., Tsurutani B., Kawasaki K., Akasofu S.-I. // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 617-629.
101. Oguti T. // *Memoirs of National Institute of Polar Research*. Tokyo, 1975. No 12. 101 p.

102. O p g e n o o r t h H.J., O k s m a n J., K a i -
l a K.U. et al. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88.
P. 9171-9185.
103. P i k e C.P., M e n g C.-I., A k a s o f u S.-I.,
W h a l e n J.A., // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79.
P. 5129-5142.
104. R o y r v i k O., D a v i s T.N. // J. Geophys. Res.
1977. Vol. 82. P. 4720-4740.
105. S a n d f o r d B.P. // J. Atmos. and Terr. Phys. 1964.
Vol. 26. P. 749-769.
106. S a t o R.W., H o l z e r T.E. // J. Geophys. Res.
1973. Vol. 78. P. 7314-7329.
107. S h a r p R.D., J o h n s o n R.G. // Earth's par-
ticles and fields. New York, 1968. P. 113-125.
108. S l a t e r D.W., S m i t h L.L., K l e c k n e r
E.W. // J. Geophys. Res. 1980. Vol. 85. P. 531-542.
109. S p i r o R.W., R e i f f P.H., M a h e r L.J. //
J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. P. 8215-8227.
110. S t a s i e w i c z K. // Adv. Space Res. 1985.
Vol. 5. P. 83-86.
111. S t e n b a c k - N i e l s e n H.C., D a v i s T.N.
// J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84. P. 3257-3271.
112. S t ö r m e r C. The polar aurora. Oxford: Clarendon
Press, 1955. 403 p.
113. S w i f t D.W., S t e n b a c k - N i e l s e n H.C.,
H a l l i n a n T.J. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81.
P. 3931-3934.
114. T h o m a s R.W. Pulsating aurora. Dr. Thesis. Sou-
thampton. University of Southampton. 1982. 154 p.
115. V a l a n c e J o n e s A. Aurora. Boston-USA,
1974. 301 p.
116. W a g n e r J.S., S y d o r a R.D., T a j i m a T.
et al. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 8013-8019.
117. W e b s t e r H.F., H a l l i n a n T.J. // Radio
Sci. 1973. Vol. 8. P. 475-482.
118. W e i l l G., F a f i o t t e M., H u i l l e S.,
D e l a n n o y Y. // Ann. Geophys. 1965. Vol. 21.
P. 469-474.

7.1. Геофизические явления в области дневного полярного каспа

7.1.1. Введение. Характерной особенностью магнитосферы Земли является существование в высоких широтах дневных полярных каспов, через которые плазма солнечного ветра может непосредственно проникать внутрь магнитосферы. Особый интерес к исследованию полярных каспов, наблюдаемый в последние годы, объясняется тем, что динамика каспеной области обусловлена изменением структуры магнитосферы. Проникающая через каспы плазма вызывает многочисленные геофизические явления, которые тесно связаны с механизмами передачи энергии солнечного ветра в магнитосферу.

В настоящее время существует несколько методов определения положений каспа, которые основаны на отождествлении его:

- с областью высыпания низкоэнергичных ($E = 35\text{--}200$ эВ) электронов по данным низковысотных спутников [17, 36 и др.];
- с областью локализации ионосферных токов, ответственных за DPY -магнитные возмущения [28, 64], и зоной продольных токов полярного каспа [37, 50];
- с областью, занятой дневными полярными сияниями (см., например, [20, 22, 54, 65]).

7.1.2. Положение каспа, определенного различными методами. Проекция овала полярных сияний вдоль магнитных силовых линий на экваториальную плоскость магнитосферы показывает [25], что в дневные часы овал сияний с большой точностью совпадает с границей магнитосферы. Это свидетельствует о том, что сияния на дневной стороне могут быть связаны с вторжением плазмы вдоль силовых линий, проходящих через нейтральные точки. На рис. 7.1 показано положение границ овала сияний в интервале 09–15 MLT для северного и южного полушарий при различных значениях B_z -компоненты межпланетного магнитного поля (ММП). Штриховкой изображено положение области высыпания низкоэнергичных электронов. Из рисунка видно, что зона, занятая дискретными формами полярных сияний, значительно уже области мягких каспеновых высыпаний и располагается на ее экваториальной границе.

В [27] по данным спутника NEOS-2 показано, что на экваториальном крае полярного каспа наблюдаются электроны с более жестким энергетическим спектром, чем внутри каспа. Эти электроны обнаружены к полюсу от электронов плазменного слоя с энергией в несколько кэВ. В [36, 48] отмечено, что в экваториальной части каспа высыпания низкоэнергичных электронов происходят на замкнутых магнитных силовых линиях, куда электроны проникают в результате диффузии поперек магнитного поля.

Поведение DPY -ионосферной токовой системы детально исследовалось в [28]. Обнаружено, что как при положительных, так и при отрицательных значениях B_z -компоненты ММП положения DPY -токов соответствует приполюсной границе каспа, определенного

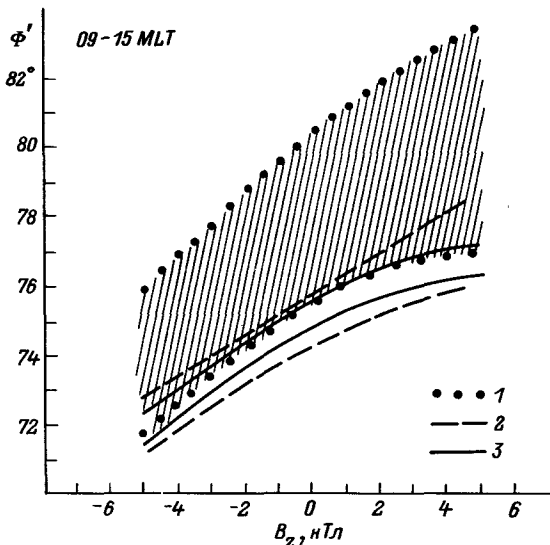


Рис. 7.1. Положение дневной каспенной области (1) по [17] и дневного сектора аврорального овала в северном (2) и южном (3) полушариях в зависимости от B_z -компоненты ММП [1].

по [17]. Ширина ионосферного тока, полученного по магнитным измерениям, оказалась значительно уже, чем средняя ширина области каспенных высыпаний. Одновременные измерения частиц и магнитного поля по данным спутника ISIS-2 показали [37], что максимум магнитного возмущения в полуденном секторе попадает внутрь области каспенных высыпаний и располагается около ее приполюсного края.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что ионосферные ДРУ-токи и продольные токи полярного каспа наблюдаются в районе приполюсной границы области «мягких» электронных высыпаний. Дискретные формы дневных сияний наблюдаются около экваториального края области каспенных высыпаний и, по-видимому, располагаются в районе границ между разомкнутыми и замкнутыми силовыми линиями геомагнитного поля.

7.1.3. Процессы в области каспа. В последние годы интенсивно исследуются процессы, протекающие на дневной магнитопаузе и в пограничном слое. Согласно [33, 55], дневной пограничный слой представляет собой сильно структурированное образование с быстрыми временными вариациями. Высокоширотная часть пограничного слоя, называемая «входным слоем» [45], рассматривается как основная область, где происходит инжекция плазмы переходного слоя в магнитосферу. Полярные каспы и низкоширотный слой так же обсуждаются как возможные области передачи энергии солнечного ветра.

В [44, 53] выделены следующие возможные механизмы передачи энергии в магнитосферу:

- 1) квазистационарное пересоединение [19, 58];
- 2) импульсный перенос магнитного потока [51];
- 3) вязкое взаимодействие [16, 41];
- 4) импульсное проникновение плазмы в магнитосферу [33];
- 5) градиентный дрейф [43].

Первые четыре механизма наиболее часто обсуждаются в литературе. Их можно условно разделить на две группы, в которых перенос энергии осуществляется процессами пересоединения (1, 2) и вязкого взаимодействия (3, 4). Согласно моделям пересоединения, анτισолнечный поток плазмы в пограничном слое появляется на открытых силовых линиях, в то время как в механизмах (3, 4) он должен наблюдаться на замкнутых силовых линиях геомагнитного поля.

В настоящее время не совсем ясна роль полярных каспов в процессах передачи энергии в магнитосферу. Однако в [34, 53] делаются попытки связать некоторые характерные черты процессов на магнитопаузе с морфологическими характеристиками дневных полярных сияний. В [34] формирование дневных дискретных форм связывается с импульсным проникновением плазмы переходного слоя в магнитосферу, а в [53] — с импульсным пересоединением на дневной магнитопаузе.

Ионосферные явления, которые следует ожидать при протекании того или иного процесса на магнитопаузе, обсуждаются в [29, 59]. В модели импульсного пересоединения ожидаются быстрые перемещения к полюсу изолированных областей в ионосфере с характерными размерами ~ 300 км. В случае импульсного проникновения плазмы переходного слоя через магнитопаузу ожидаются движения по направлению к экватору.

Поведение плазмы в дневной высокоширотной ионосфере изучалось по данным радаров STARE [29] и EISCAT [60]. Обнаружено существование короткоживущих, сильно структурированных потоков плазмы, которые интерпретируются как следствие импульсного пересоединения магнитного потока в пограничном слое.

В настоящей главе представлены морфологические и спектральные особенности полярных сияний на дневной стороне Земли и их связь с параметрами ММП и уровнем магнитной активности. Мы не ставили своей целью связать эти характеристики с источниками в магнитосфере и процессами на магнитопаузе, а постарались дать наиболее полную картину явлений, наблюдаемых в полярных сияниях в дневном секторе.

Оптические характеристики дневного аврорального свечения изучаются по данным высокоширотных обсерваторий, основными из которых в Советском Союзе являются Баренцбург (арх. Шпицберген) и о. Хейса (Земля Франца-Иосифа). В зависимости от уровня магнитной возмущенности в поле зрения оптической аппаратуры на этих обсерваториях могут проектироваться различные области дневной магнитосферы: плазменная мантия, полярный касп, пограничный слой,

плазменный слой. Частицы, населяющие эти области, имеют различные характеристики, что должно найти отражение в спектральных и морфологических свойствах аврорального свечения.

7.2. Динамика дискретных форм дневных сияний в периоды авроральных суббурь

7.2.1. Введение. Первые детальные исследования поведения сияний в дневном секторе овала в периоды геомагнитных возмущений были проведены Старковым и Фельдштейном [8]. В [9] предложена планетарная схема распространения и движения сияний в периоды авроральных суббурь, включавшая фазу зарождения и динамику сияний на дневной стороне Земли — элементы, отсутствующие в классической схеме [12]. Результатом этих работ явилось обнаружение экваториального смещения дневного сектора овала в период геомагнитных возмущений. Экваториальное смещение дневных сияний в период развития суббури на ночной стороне Земли обнаружено в [13] по аскафилмам станции Пирамида (арх. Шпицберген). Основное внимание в этих работах уделялось движению дневного сектора овала как единого целого.

7.2.2. Поведение дневных сияний в период суббурь. Исследование динамики индивидуальных форм сияний [61; 62] одновременно в полуденном и полуночном секторах овала позволило достаточно точно определить время начала фазы развития суббури и исследовать динамику дневных сияний в течение различных ее фаз.

Характерный пример поведения сияний показан на рис. 7.2. Положение дневных сияний строилось по аскафилмам в предположении, что высота края сияний 150 км [6]. Высота ночных сияний принималась равной 105 км [11].

Рис. 7.2 иллюстрирует основные морфологические черты дневных сияний как до начала суббури, так и в период ее развития. Момент начала взрывной фазы отмечен вертикальной штриховой линией и обозначен T_0 . Основным типом сияний в дневном секторе являются короткоживущие, перемещающиеся к полюсу лучистые дуги относительно слабой интенсивности. Движение индивидуальных форм сияний к полюсу наиболее отчетливо проявляется в период экваториального смещения всей полосы свечения. Эти черты позднее были обнаружены в [31] по фотографиям сияний в южном полушарии и в [53] по данным сканирующего фотометра.

Начало экваториального смещения дневного сектора овала предшествует началу фазы развития суббури в полуночном секторе. Этот момент отмечен на рис. 7.2 штриховой линией и обозначен T_1 . Период $T_1 - T_0$ составляет ~ 1 ч и характеризуется некоторой активизацией и смещением к экватору ночных сияний, а также медленным ростом отрицательной магнитной бухты в полуночном секторе авроральной зоны.

7.2.3. Динамика дискретных форм сияний. Распределение скоростей меридионального движения дневных лучистых дуг сияний в период различных фаз суббури показано на рис. 7.3, а. За фазу зарождения

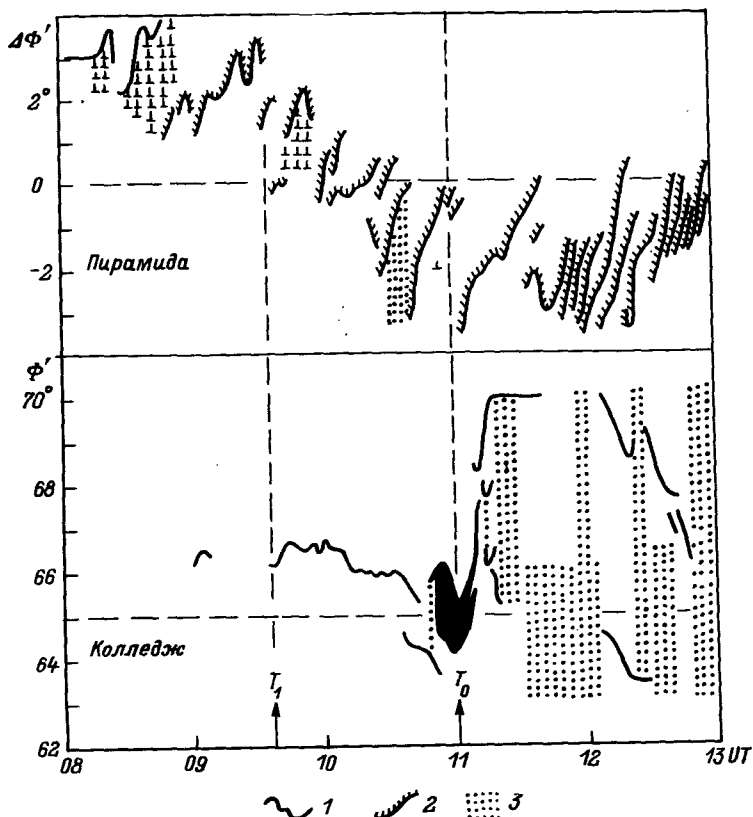


Рис. 7.2. Динамика полуденных и полуночных сияний в период авроральной суббури [62].

1 — однородные дуги и полосы; 2 — лучистые дуги; 3 — диффузное свечение; $\Delta\Phi'$ — расстояние от центра среднестатистического овала.

дения принимался интервал $T_1 - T_0$. Длительность фаз развития и восстановления суббури определялась по динамике сияний и магнитограммам в полуночном секторе авроральной зоны. Рисунок показывает, что движение к полюсу является основным направлением перемещения дневных дискретных форм. Средняя скорость движения в фазу зарождения суббури составляет 230 м/с. В период фазы развития суббури средняя скорость увеличивается до 330 м/с, а в некоторых конкретных случаях достигает 800 м/с [31].

На рис. 7.3, б представлено распределение скоростей движения сияний во всех остальных секторах овала в период фазы зарождения суббури. Сопоставление данных показывает, что в фазу зарождения дискретные формы сияний перемещаются к экватору во всем овале, кроме дневного сектора. Следовательно, в предполуденные и после-

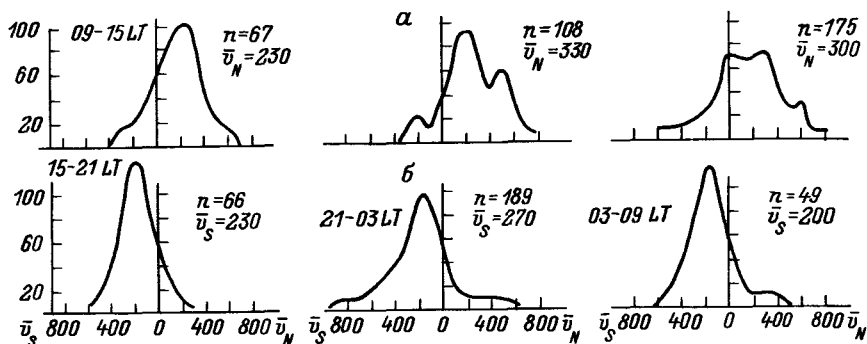


Рис. 7.3. Распределение скоростей движения дискретных форм сияний.

а – в дневном секторе в период фаз зарождения, развития и восстановления суббури соответственно; б – в вечернем, полуночном и утреннем секторах в период фазы зарождения; n – общее число форм сияний, по которому строилось распределение; $v_{N,S}$ – средняя скорость движения к северу или югу, м/с [62].

полуденные часы существуют области, в которых происходит смена направлений меридионального движения сияний. В среднем эти области располагаются в районах 09- и 15-часовых меридианов местного времени.

Структура свечения в переходной области между сияниями дневного и вечернего типа подробно изучалась в [5, 49] по данным долготной цепочки камер всего неба. Наиболее интересные явления здесь наблюдаются в период усиления токовой системы DP-2, когда овал как целое смещается к экватору. В этот период движения дискретных форм сияний двух типов происходят в противоположных направлениях. Короткоживущие лучистые дуги дневного типа двигаются к полюсу и на восток, а однородные вечерние дуги – к экватору и на запад. В области смены направлений движения сияний дневная дуга на $10-15^\circ$ по долготе перекрывается с дугой вечернего типа, располагаясь экваториальнее последней. Область смены направлений движения дискретных форм обнаруживалась в интервале 12–17 MLT. В отдельные периоды сияния двух типов наблюдались разделенными на $15-20^\circ$ по долготе областью диффузного свечения.

В [14] проведен анализ фотографий полярных сияний со спутников серии DMSP. Анализ, в частности, показал, что в послеполуночном секторе дневные дуги располагаются экваториальнее дуг вечернего типа. Авторы делают вывод, что дневная и ночная системы дуг топологически различны, хотя и составляют единый авроральный овал.

7.2.4. Дневные сияния и суббуря. В настоящее время еще не до конца ясен вопрос о влиянии суббурь на характеристики и динамику дневных сияний. Так, в [53, 54] делаются выводы о полном

отсутствии связи между взрывным проявлением активности сияний в полуночном секторе и поведением дневных сияний. С другой стороны, как было показано выше, в период фазы развития суббури существенно увеличивается скорость направленного к полюсу движения дневных лучистых дуг.

В [10] фотометрированием аскафильмов обнаружено три статистических максимума интенсивности дневных сияний в период суббури. Аналогичные результаты, полученные в [62], показывают, что увеличение интенсивности дневных сияний наблюдается после моментов T_1 , T_0 и в период максимума отрицательной бухты в полуночном секторе. Максимумы интенсивности проявляются достаточно четко статистически, но не в каждом конкретном случае.

После момента T_0 не обнаружено каких-либо резких изменений положения дневных сияний, которые можно было бы связать с началом фазы развития суббури. Влияние магнитной активности и межпланетного магнитного поля на положение дневных сияний анализируется в разд. 7.4.

7.3. Структура аврорального свечения в полуденном секторе

7.3.1 Введение. Результаты самолетных экспериментов, изложенные [30, 63], показали наличие в полуденном секторе непрерывной полосы свечения усиленной интенсивности эмиссии 630.0 нм. Эта полоса шириной 2–5° по широте наблюдалась в интервале широт 75–80°. Фотометрические исследования со спутника ISIS-2 подтвердили эти результаты [56]. Обнаружено, что красная полоса непрерывно протягивается через дневной сектор и имеет максимум интенсивности около полудня.

Характерной чертой дневного сектора овала является существенная разница в морфологии свечения, наблюдаемого в различных эмиссиях. В интервале 10.30–12.30 MLT, где эмиссия 630.0 нм обычно имеет максимум, интенсивность эмиссии 557.7 и 391.4 нм минимальна [18, 42].

По результатам наземных фотометрических измерений интенсивность эмиссии 630.0 нм в полуденном секторе оценена в 1–2 кR [22, 38]. Средняя величина отношения интенсивностей $J_{6300}/J_{5577} \approx 4$ [46], что указывает на наличие мягких электронных высыпаний.

7.3.2. Морфология дневного аврорального свечения. Характерный пример поведения сияний в предполуденном секторе показан на рис. 7.4. Магнитные возмущения в утренние часы характеризуются появлением широкой области визуального диффузного свечения. Интенсивность эмиссии 557.7 нм в свечении составляет несколько килорэлей, в то время как интенсивность эмиссии 630.0 нм очень низка (~ 0.5 кR).

В рассматриваемый период после 07 UT в районе зенита станции появляютсядвигающиеся к полюсу лучистые дуги сияний. Их появление сопровождается резким уменьшением интенсивности эмиссии 557.7 и существенным увеличением интенсивности 630.0 нм.

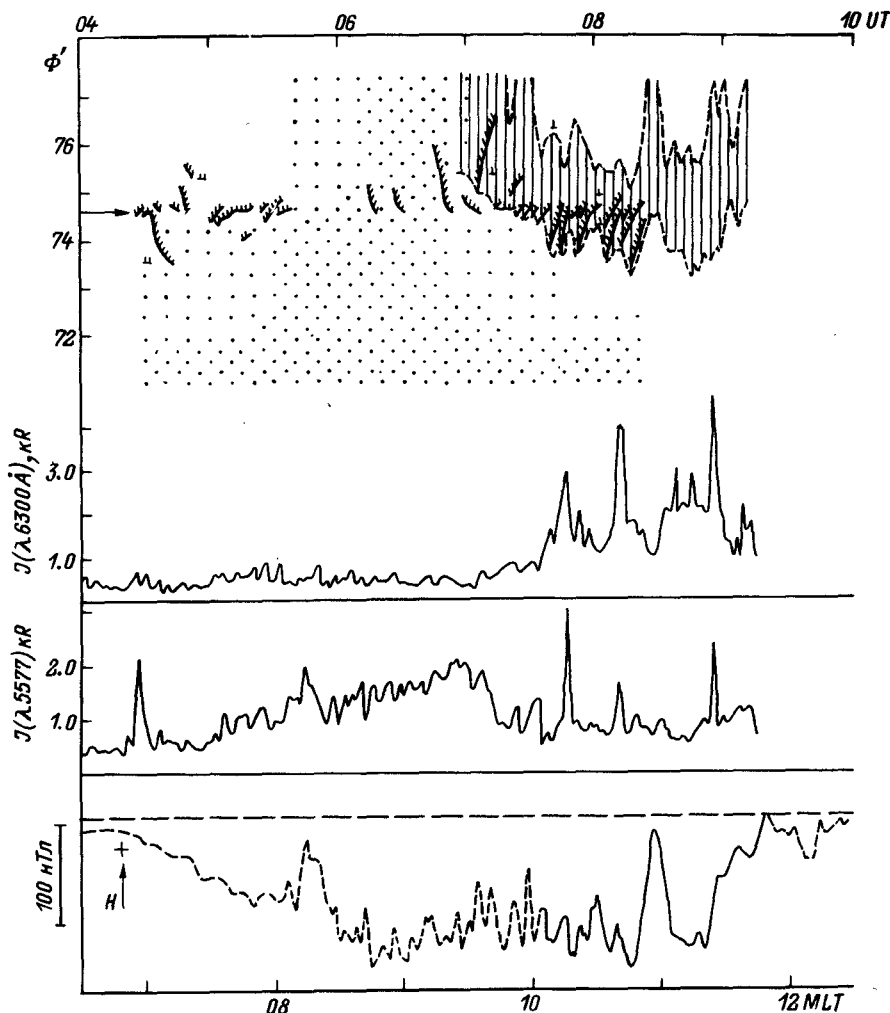


Рис. 7.4. Характеристики сияний в предполуденном секторе по данным обсерватории Баренцбург за 21.01.82 [4].

Сверху вниз показано: динамика полярных сияний; интенсивность свечения эмиссий 630.0 и 557.7 нм в зените станции; вариации H -компоненты магнитного поля. Стрелкой в верхней части рисунка указано положение зенита.

По данным сканирующего фотометра построено положение области интенсивного красного свечения. Эта область показана штриховкой в верхней части рисунка. Положение границ области строилось в предположении, что высота свечения 250 км. Ширина полосы красного свечения составляет $2-4^\circ$ широты. Двигающиеся к по-

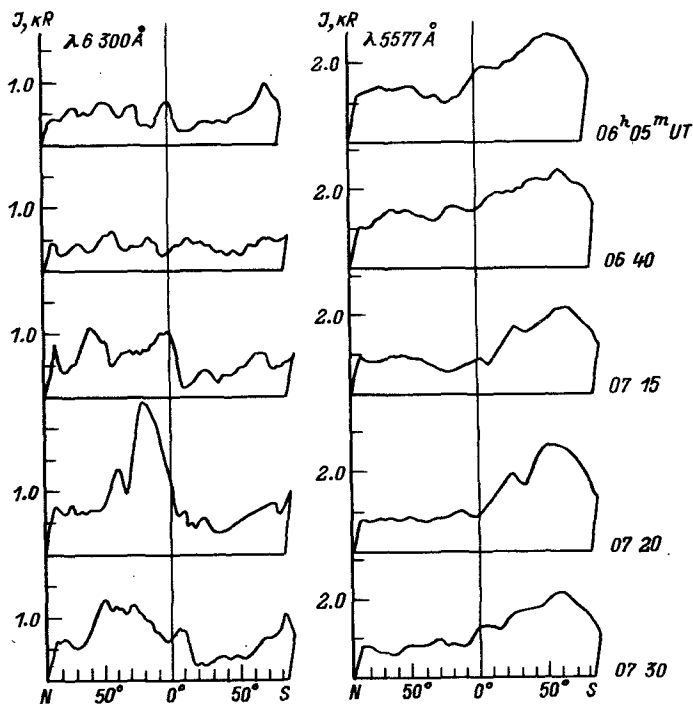


Рис. 7.5. Сканограммы в эмиссиях 630.0 и 557.7 нм.

По горизонтальной оси отложены зенитные углы. В правой части рисунка указано мировое время.

лосу лучистые дуги сияний полностью располагаются внутри этой полосы. Дуги формируются на экваториальном крае красного свечения, а затем перемещаются к полюсу внутри этой области. С приполюсной стороны красное свечение на $1-2^\circ$ шире области, занятой дискретными формами сияний.

На рис. 7.5 приведены сканограммы, показывающие типичные характеристики свечения поперек зоны сияний в различных геофизических ситуациях. Сканограммы в 06.05 и 06.40 UT получены в период, когда по всему небосводу наблюдалась широкая область диффузного свечения. Интенсивность эмиссии 557.7 нм монотонно увеличивается от приполюсного края диффузного свечения к экваториальному и превышает интенсивность эмиссии 630.0 нм примерно в 2 раза на всех зенитных углах.

Сканограммы в 07.15, 07.20 и 07.30 UT получены в период, когда в зените станции наблюдалисьдвигающиеся к полюсу лучистые дуги, а экваториальное – диффузное свечение. Сопоставление сканограммы показывает, что максимальные значения интенсивности красной линии наблюдаются к полюсу от станции. Интенсивность

зеленой линии имеет в этой области достаточно низкий и примерно постоянный уровень. Экваториальное красное свечение интенсивность эмиссии 557.7 нм резко возрастает. Таким образом, наблюдается разделение по широте областей свечения в красной и зеленой линиях атомарного кислорода, свидетельствующее о широтном распределении зон вторжения авроральных электронов различных энергий.

На рис. 7.6 показан типичный пример, иллюстрирующий поведение сияний в предполуденном, полуденном и послеполуденном секторах. В верхней части рисунка изображена динамика визуальных сияний. Штриховыми линиями показано положение приполюсной и экваториальной границ области свечения эмиссии 630.0 нм. Изолинии распределения интенсивности этой эмиссии приведены на средней панели рисунка. По вертикальной оси здесь отложены зенитные углы, 0 соответствует зениту станции. Жирными линиями выделены изолинии интенсивностью 0.8 кР , интервал между изолиниями 0.2 кР .

В нижней части рисунка показана полоса красного свечения, внутри которой зачернены участки, где отношение $J_{630.0}/J_{557.7} < 1$. Таким образом, внутри красного свечения выделены зоны относительно жестких электронных высыпаний.

Как видно из рисунка, в утреннем секторе до 05 UT наблюдаются широкая область диффузного свечения идвигающиеся к экватору дуги сияний. После 05 UT появляютсядвигающиеся к полюсу лучистые дуги, которые наблюдаются до 09 UT, т.е. в интервале 09.30–13.30 MLT. В период всего времени своего существования эти дуги располагаются внутри области красного свечения. Изолинии распределения интенсивности эмиссии 630.0 нм показывают неоднородную структуру свечения внутри полосы и существенные вариации положения ее границ.

Характерной особенностью в распределении интенсивности красного свечения является наличие асимметрии относительно полудня. До $\sim 12 \text{ MLT}$ интенсивность эмиссии 630.0 нм относительно невысока и только в относительные моменты превышает 0.8 кР . После полудня практически во всей красной области интенсивность свечения больше 0.8 кР . Наличие подобной асимметрии отмечалось в [18]. В [36] по данным спутника обнаружена значительная разница в свойствах высыпавшихся частиц в предполуденном и послеполуденном секторах. Найдено, что в послеполуденные часы спектры высыпавшихся электронов существенно жестче, а потоки выше, чем в предполуденном секторе. Максимум интенсивности с энергией 150 эВ наблюдается около 15 MLT.

Свечение эмиссии 630.0 нм незначительной интенсивности наблюдается, как видно из рис. 7.6, до 05 UT на приполюсном крае диффузного свечения. Однако в этот период отношение $J_{630.0}/J_{557.7} < 1$, что свидетельствует об относительно жестких электронных высыпаниях. Только с появлениемдвигающихся к полюсу лучистых дуг сияний отношение $J_{630.0}/J_{557.7}$ становится больше единицы внутри полосы красного свечения. Эти участки (незачерненные области

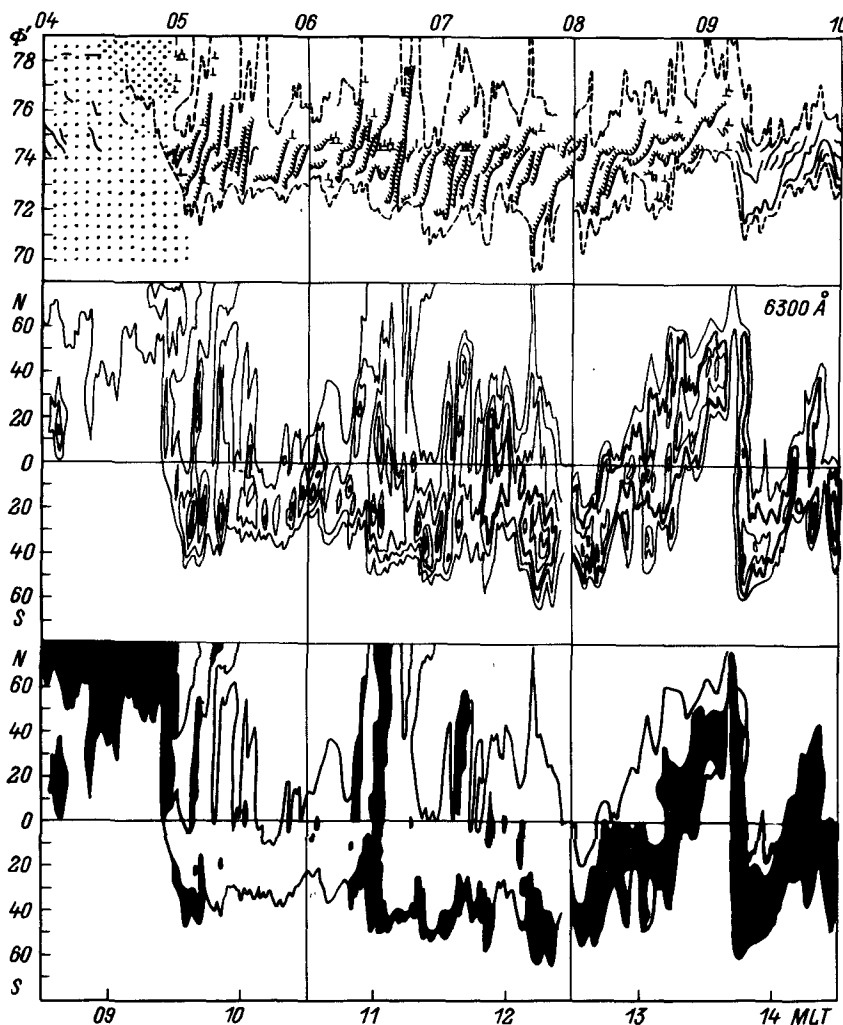


Рис. 7.6. Характеристики сияний дневного сектора по данным обсерватории на о. Хейса за 30.12.84 г.

Сверху вниз показано: динамика полярных сияний; изолинии распределения интенсивности эмиссии 630.0 нм вдоль геомагнитного меридиана; полоса красного свечения с выделенными зонами, где $J_{6300}/J_{5577} < 1$.

на рисунке) можно отождествить с зоной мягких каспенных высыпаний.

В интервале примерно 10-11 MLT отношение $J_{6300}/J_{5577} > 1$ по всей ширине полосы красного свечения. В послеполуденные часы на экваториальном крае красного свечения появляется зона бо-

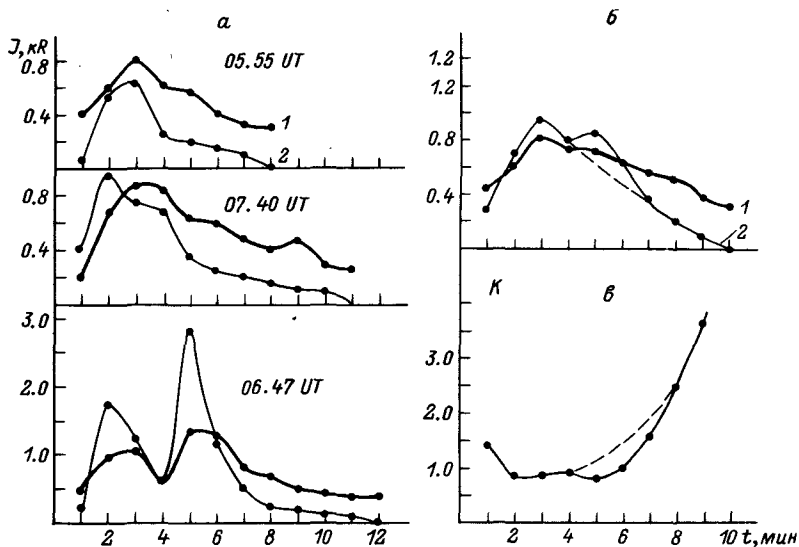


Рис. 7.7. Эмиссионные характеристики дневных лучистых дуг сияний.

По горизонтальной оси отложено время существования дуги в минутах. 1 – интенсивность эмиссии 630.0 нм, 2 – 557.7 нм; $K = J_{630.0} / J_{557.7}$.

лее жестких высыпаний. Эта зона с течением времени постепенно расширяется к полюсу и охватывает практически всю область аврорального свечения после 09 UT, когда появляются однородные дуги вечернего типа.

7.3.3. Характеристики дневных дискретных форм. Двигающиеся к полюсу лучистые дуги тесно связаны с областью красного свечения и наблюдаются в том же долготном интервале, что и область мягких высыпаний, регистрируемая по отношению $J_{630.0} / J_{557.7}$. Характеристики дискретных форм неоднородны в дневном секторе овала и отражают структуру полосы красного свечения.

Изучение поведения интенсивностей красной и зеленой линий атомарного кислорода в максимуме свечения дуг сияний выявило наличие трех типов вариаций интенсивности. На рис. 7.7, а приведены характерные примеры вариаций интенсивности в дискретных формах, наблюдаемых 30.12.84 (рис. 7.6). Цифрами в правой части указано мировое время, соответствующее моменту возникновения дискретных форм.

В верхней части рис. 7.7, а показано изменение интенсивности эмиссий в дугах, наблюдаемых в интервале 10–11 MLT, когда отношение $J_{630.0} / J_{557.7} > 1$ по всей ширине области красного свечения. Как видно из рисунка, в первые несколько минут яркость дуги

быстро возрастает, а затем происходит монотонный спад интенсивности. В течение всего времени жизни дуг $J_{6300} > J_{5577}$.

Средняя часть рис. 7.7, а иллюстрирует поведение эмиссий в дугах сияний, наблюдаемых в послеполуденные часы, когда на экваториальном крае области красного свечения наблюдается зона более жестких высыпаний. Поведение эмиссий в значительной степени похоже на рассмотренное выше, однако в первые несколько минут после формирования дуги интенсивность эмиссии 557.7 нм выше интенсивности 630.0 нм. Это свидетельствует об относительно жестком спектре высыпавшихся электронов в начальный период после формирования дуги.

В нижней части рис. 7.7, а показано поведение эмиссий атомарного кислорода в дугах сияний с кратковременным увеличением интенсивности. Некоторые характеристики таких усилений яркости сияний изложены в следующем разд. 7.3.4.

Средний ход интенсивности эмиссий 630.0 и 557.7 нм в процессе развития дневных дискретных форм сияний и соответствующие изменения величины отношения $K = J_{6300} / J_{5577}$ показаны на рис. 7.7, б. Среднее время жизни дневных дуг, определенное по эмиссии 557.7 нм, составляет 10 мин. Второй максимум в зеленой линии, наблюдаемый на 5–6 мин времени жизни дуг, обусловлен появлением вспышек интенсивности. Изменение величины отношения J_{6300} / J_{5577} показывает, что после формирования дуги, в процессе ее перемещения к полюсу спектр высыпавшихся электронов смягчается и соответственно увеличивается высота нижнего края свечения.

7.3.4. Кратковременные уярчения дневных сияний. По данным сканирующего фотометра в [4] обнаружены резкие кратковременные увеличения интенсивности свечения, которые наиболее отчетливо проявляются в эмиссии 557.7 нм (рис. 7.7, а). Такие усиления наблюдались на различных широтах через интервалы времени от 4 до 11 мин. По фотометрическим измерениям в соответствии с методикой [47] характеристическая энергия электронов в максимуме вспышки оценена в 0,6–1,0 кэВ, что существенно выше средней энергии каспальных высыпаний.

Кратковременные усиления интенсивности эмиссии 557.7 нм обнаружены в послеполуденном секторе [22]. Предполагается, что интенсификации свечения связаны с обратной V-структурой выпадания электронов с энергией 0,5–1,0 кэВ.

В [66] по результатам прямых измерений низкоэнергичных электронов в области дневного каспа обнаружены в основном изотропные потоки высыпавшихся электронов с максвелловским распределением и характерной энергией в несколько десятков электронвольт. Однако зарегистрированы и более интенсивные потоки сpitch-углами меньше 15° и со спектральным пиком в несколько сотен электронвольт.

По данным телевизионных наблюдений в [38] сообщается, что вспышки интенсивности связаны с появлением ярких, узких дуг сияний, имеющих время жизни 1–2 мин. Однако телевизионные наблю-

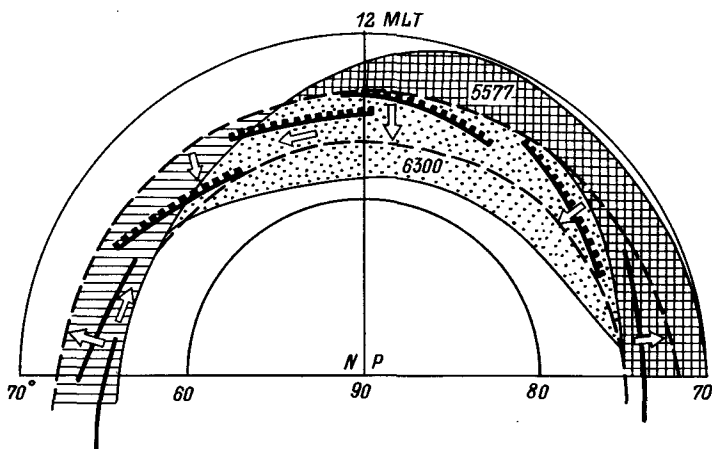


Рис. 7.8. Схема распределения аврорального свечения в дневном секторе.

Положение овала сияний показано штриховыми линиями. Стрелками указаны направления движения дискретных форм. Цифрами указана наиболее яркая эмиссия в соответствующей области.

дения полярных сияний, проведенные экспедициями Полярного геофизического института на о. Хейса, дают иную картину наблюдаемого явления. В большинстве случаев происходит внезапное уярчение небольшого сегмента лучистой дуги. В дальнейшем яркая часть перемещается вдоль дуги в восточном или западном направлении, таким образом попадая в поле зрения сканирующих фотометров. Усиления интенсивности имеют длительность от нескольких десятков секунд до 3 мин и наблюдаются в среднем с интервалами 6–7 мин, в то время как формирование новых авроральных форм происходит с интервалами ~ 4 мин.

7.3.5. Схема распределения дневного аврорального свечения.

На рис. 7.8 представлена схема распределения аврорального свечения в дневном секторе, суммирующая основные, изложенные выше результаты. Схема выполнена для среднего уровня магнитной активности и демонстрирует расположение областей аврорального свечения с различными спектральными характеристиками.

В полуденном секторе точками обозначена область относительно мягких электронных высыпаний, в которой отношение $J_{6300}/J_{5577} > 1$. Дневные лучистые дуги формируются на экваториальном крае этой области и затем перемещаются к полюсу в пределах границ овала. В предполуденном секторе к этой области с экваториальной стороны примыкает зона, где отношение $J_{6300}/J_{5577} < 1$. Это зона диффузного свечения, в которую вкраплены однородные и лучистые дуги сияний,двигающиеся к экватору.

В послеполуденном секторе авроральное свечение сосредоточено главным образом внутри аврорального овала, здесь $J_{6300} \approx J_{5577}$. В этой области наблюдается смена направлений меридионального движения сияний — переход от движущихся к полюсу дневных лучистых дуг сияний к однородным дугам вечернего типа,двигающимся к экватору.

По фотографиям спутников серии DMSP в [21] обнаружен разрыв дискретных форм сияний в полуденном секторе. В схеме распределений сияний, представленной в [40], разрыв рассматривается как перманентная черта дневного сектора овала. Однако, по данным наземных фотографических камер всего неба разрыв наблюдается крайне редко. В [3] за весь период МГТ было найдено только 14 интервалов, когда наблюдалось исчезновение форм в дневном секторе. Из-за относительно слабой чувствительности спутниковой аппаратуры и наличия сильного рассветного фона „разрыв“, по-видимому, отражает резкое уменьшение интенсивности сияний, а не прерывание дискретных форм в полуденном секторе.

На рис. 7.6 дискретные формы сияний существуют непрерывно в течение всего периода наблюдений. Однако при высоком пороге чувствительности аппаратуры интервал 10–11 MLT можно идентифицировать как разрыв. Максимальная яркость дуг сияний в зеленой линии в этот период составляет только 0.5–0.6 kR.

7.4. Динамика дневных сияний в зависимости от B_z -компоненты ММП и магнитной активности

7.4.1. Введение. В [31, 62] обнаружена тесная связь поведения дневных сияний с B_z -компонентой межпланетного магнитного поля. Показано, что уменьшение (увеличение) B_z сопровождается смещением сияний в более низкие (высокие) широты. Детальное сопоставление вариаций ММП и сияний показало [52, 62], что отклик дневных сияний на соответствующие изменения B_z -компоненты ММП в солнечном ветре на орбите Земли запаздывает на 10–20 мин.

Высокая корреляция между вариациями B_z -компоненты ММП и крупномасштабными изменениями в положении дневных сияний и полярного каспа отмечена также в [17, 32, 39, 53]. В [1] изложены результаты статистического исследования связи между компонентами ММП и положением сияний в дневном секторе. Результаты этой работы показаны на рис. 7.1. Рисунок демонстрирует смещение дневных сияний в более низкие широты при уменьшении B_z -компоненты ММП.

В [31, 52, 61] показано, что на положение дневных сияний оказывает влияние также и уровень магнитной активности в авроральной зоне. При одних и тех же значениях B_z -компоненты ММП дневные сияния наблюдаются в более низких широтах в периоды магнитосферных суббурь. Увеличение магнитной активности на 100 нТл приводит к экваториальному сдвигу сияний примерно на 1–1.5° широты [1].

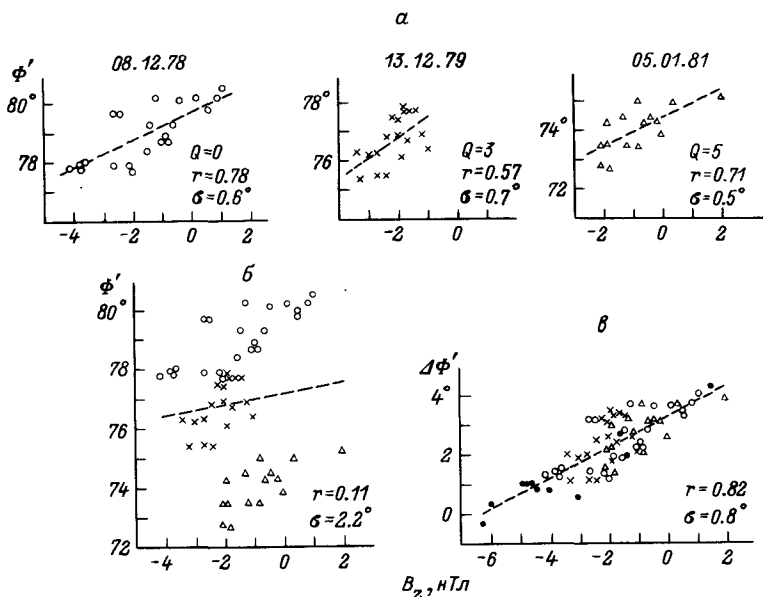


Рис. 7.9. Положение экваториальной границы дневных сияний в зависимости от величины B_Z -компоненты ММП [67].

Q — индекс магнитной активности в рассматриваемом интервале;
 r — коэффициент корреляции; σ — стандартное среднеквадратичное отклонение.

Вывод о связи положения дневных сияний с B_Z -компоненты ММП опровергается в [23, 24]. Обнаружив тесную корреляцию дневных сияний с AE -индексом магнитной активности, авторы этих работ делают заключение, что положение каспа определяется процессами, происходящими внутри магнитосферы, а не условиями в межпланетном пространстве. Такой вывод ставит под сомнение существование пересоединения силовых линий межпланетного и геомагнитного полей.

7.4.2. Влияние B_Z -компоненты ММП и магнитной активности на положение дневных сияний. Так как появление магнитосферных суббурь тесно связано с вариациями ММП, то изменения B_Z -компоненты должны проявляться в динамике сияний по представлениям всех групп авторов. Различие заключается в том, что, согласно [52, 62], вариации B_Z с небольшим запаздыванием проявляются в динамике дневных сияний, тогда как при решающем влиянии магнитной возмущенности должно наблюдаться значительное запаздывание между изменениями в положении сияний и вариациями B_Z , определяемое длительностью предварительной фазы суббури и, возможно, временем распространения активизации от полуночной стороны к полудню.

Для разделения влияния B_z и магнитной возмущенности на положение дневных сияний необходимо использовать периоды, когда один из этих параметров меняется относительно слабо. В верхней части рис. 7.9 показана связь между положением экваториальной границы дневных сияний и величиной B_z -компоненты ММП для трех событий, характеризующихся различным, но постоянным в течение рассматриваемых интервалов уровнем магнитной активности. Штриховые линии на рисунке соответствуют уравнениям линейной регрессии. Несмотря на относительно небольшие пределы изменения B_z , видна отчетливая зависимость положения экваториальной границы дневных сияний от ее величины. С другой стороны, с ростом уровня магнитной активности наблюдается общее смещение линий регрессии в более низкие широты.

Совокупность данных по трем рассматриваемым событиям без учета уровня магнитной активности показана на рис. 7.9, б. Разброс точек указывает на отсутствие какой-либо связи между положением сияний и B_z -компонентой ММП. Значение коэффициента корреляции $r=0.11$ совпадает с полученным в [24].

Совокупность тех же данных в координатах $\Delta\Phi'$, B_z показана на рис. 7.9, в. Величина $\Delta\Phi'$ вычислялась как отклонение положения экваториальной границы полярных сияний в конкретных случаях от границы среднестатистического овала в соответствующие моменты местного времени и для соответствующих значений Q -индекса. Другими словами, по формуле из [7] проведено исключение влияния местного времени и магнитной активности на положение сияний. Значение коэффициента корреляции резко возросло, что указывает на тесную связь между $\Delta\Phi'$ и B_z . Аналогичные результаты получены для случаев, когда величина магнитной активности существенно изменялась в течение интервалов регистрации сияний. Данные по одному из таких интервалов показаны точками на рис. 7.9, в.

7.4.3. Положение экваториальной границы дневных сияний.

Уравнение регрессии для экваториальной границы дневных сияний как функции вертикальной компоненты ММП, уровня магнитной активности (Q -индекса) и местного времени имеет вид, град:

$$\Phi' = 74.7 + 0.38 B_z - 0.9 Q - 5.1 \cos 15 (t - 0.8), \quad (7.1)$$

где t - местное время, ч, отсчитываемое от полуночи; B_z - значение вертикальной компоненты ММП, нТл.

Положение дневных сияний определяется как B_z -компонентой ММП, так и уровнем магнитной активности. При низком или слабо изменяющемся уровне магнитной активности динамика полосы аврорального свечения в дневном секторе определяется вариациями B_z -компоненты в солнечном ветре на орбите Земли. С ростом магнитной активности область аврорального свечения смещается к экватору и вариации ее положения в связи с изменениями B_z -компоненты наблюдаются в более низких широтах. Величина вариаций положения дневных сияний, обусловленных B_z -компонентой, не зависит от наличия суббурь [2].

При статистических исследованиях влияния ММП на положение дневных сияний необходимо использовать более детальные данные, чем среднечасовые значения, учитывать местное время и уровень геомагнитной возмущенности для каждого конкретного случая. Игнорирование этих факторов приводит к нивелированию влияния ММП, что, по-видимому, имело место в [23, 24].

Следует отметить, что в (7.1) не учтен вклад D_{st} -вариации в изменение положения дневных сияний [26, 39]. В [57] представлены результаты модельных расчетов вклада D_{st} в экваториальное смещение полярных сияний. Возможный механизм, ответственный за экваториальное смещение дневных сияний в связи с южной компонентой ММП, предложен в [35]. В [15] представлена модель трехмерной токовой системы, которая позволяет качественно объяснить экваториальное смещение каспа в период магнитосферных возмущений.

Л и т е р а т у р а к г л . 7

1. Воробьев В.Г., Зверев В.Л. Статистическое изучение связи между компонентами ММП и положением сияний в дневном секторе. Препринт ПГИ-79-2, ПГИ. Апатиты, 1979. 29 с.
2. Воробьев В.Г., Реженев Б.В. // Геомагнетизм и аэронаука. 1979. Т. 20. С. 173-175.
3. Воробьев В.Г., Реженев Б.В. // Полярные сияния. М., 1982. № 30. С. 71-76.
4. Воробьев В.Г., Турянский В.А. // Геомагнетизм и аэронаука. 1983. Т. 23. С. 957-962.
5. Воробьев В.Г., Реженев Б.В., Фельдштейн Я.И. // Полярные сияния и свечение ночного неба. М., 1981. № 28. С. 11-20.
6. Старков Г.В. // Геомагнетизм и аэронаука. 1968. Т. 8. С. 36-41.
7. Старков Г.В. // Геомагнетизм и аэронаука. 1969. Т. 9. С. 759-760.
8. Старков Г.В., Фельдштейн Я.И. // Геомагнетизм и аэронаука. 1967. Т. 7. С. 367-369.
9. Старков Г.В., Фельдштейн Я.И. // Геомагнетизм и аэронаука. 1971. Т. 11. С. 560-562.
10. Старков Г.В., Фельдштейн Я.И., Шевнин А.Д. // Геомагнетизм и аэронаука. 1973. Т. 13. С. 86-90.
11. Хорошева О.В., Емельяненко С.Н. // Геомагнетизм и аэронаука. 1969. Т. 9. С. 566-586.
12. Akasofu S.-I. // Planet. Space Sci. 1964. Vol. 12. P. 273-282.
13. Akasofu S.-I. // J. Geophys. Res. 1972. Vol. 77. P. 244-247.
14. Akasofu S.-I., Kan J.R. // Geophys. Res. Lett. 1980. Vol. 7. P. 753-756.
15. Akasofu S.-I., Roederer M., Corrick G.K., Covey D.N. // Planet. Space Sci. 1981. Vol. 29. P. 317-320.
16. Axford W.I. // Planet. Space Sci. 1964. Vol. 12. P. 45-49.

17. B u r c h J.L. // Radio Sci. 1973. Vol. 8. P. 955-961.
18. C o g g e r L.L., M u r p h r e e J.S., I s m a -
i l S., A n g e r C.D. // Geophys. Res. Lett. 1977.
Vol. 4. P. 413-416.
19. D a n g e y J.W. // Phys. Rev. Lett. 1961. Vol. 6.
P. 47-48.
20. D e r b l o m H. // Planet., Space Sci. 1975. Vol. 23.
P. 1053-1058.
21. D a n d e k a r B.S., P i k e C.P. // J. Geophys.
Res. 1978. Vol. 83. P. 4227-4236.
22. D u n c a n C.N., M c E w e n D.J. // J. Geophys.
Res. 1979. Vol. 84. P. 6533-6539.
23. E a t h e r R.H. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90.
P. 1569-1576.
24. E a t h e r R.H., M e n d e S.B., W e b e r E.J. //
J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84. P. 3339-3359.
25. F a i r f i e l d D.H. // J. Geophys. Res. 1968. Vol. 73.
P. 7329-7338.
26. F e l d s t e i n Ya.I., S h e v n i n A.D., S t a r -
k o v G.V. // Ann. Geophys. 1968. Vol. 24. P. 517-519.
27. F o r m i s a n o V., B a v a s s a n o - C a t t a -
n e o M.B. // Planet. Space Sci. 1978. Vol. 26. P. 933-
1006.
28. F r i i s - C h r i s t e n s e n E., W i l h j e l m J.
// J. Geophys. Res. 1975. Vol. 80. P. 1248-1260.
29. G o e r t z C.K., N i e l s e n E., K o r t h A.
et al. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 4069-4078.
30. H e i k k i l a W.J., W i n n i n g h a m J.D.,
E a t h e r R.H., A k a s o f u S.-I. // J. Geophys.
Res. 1972. Vol. 77. P. 4100-4117.
31. H o r w i t z J.L., A k a s o f u S.-I. // J. Geophys.
Res. 1977. Vol. 82. P. 2723-2734.
32. K a m i d e Y., B a u r c h J.L., W i n n i n g -
h a m J.D., A k a s o f u S.-J. // J. Geophys. Res.
1976. Vol. 81. P. 698-704.
33. L u n d i n R., D u b i n i n E. // Planet. Space Sci.
1984. Vol. 32. P. 745-755.
34. L u n d i n R., E v a n s D.S., E v a n s D.S. //
Planet. Space Sci. 1985. Vol. 33. P. 1389-1406.
35. M a l t s e v Yu.P., L y a t s k y W.B. // Planet.
Space Sci. 1975. Vol. 23. P. 1257-1260.
36. M c D i a r m i d I.B., B u r r o w s J.R., B u d -
z i n s k i E.E. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81.
P. 221-226.
37. M c D i a r m i d I.B., B u r r o w s J.R., W i l -
s o n M.D. // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84. P. 1431-
1441.
38. M c E w e n D.J. // The Polar cusp. Dordrecht-Holland,
1985. P. 193-202.
39. M e n g C.-I. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 227-
235.
40. M e n g C.-I., L u n d i n R. // J. Geophys. Res. 1986.
Vol. 91. P. 1572-1584.

41. M o z e r R.L. // Geophys. Res. Lett. 1984. Vol. 11. P. 135-137.
42. M u r p h r e e J.S., C o g g e r L.L., A n g e r C.D. et al. // Geophys. Res. Lett. 1980. Vol. 7. P. 239-242.
43. O l s o n W.P., P f i t z e r K.A. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 10823-10831.
44. P a s c h m a n n G. // Proc. Achievements of the IMS, ESA SP-217. 1984. P. 53.
45. P a s c h m a n n G., H a e r e n d e l G., S c k o p k e N. et al. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 2883-2899.
46. P e t e r s o n R.N., K o e h l e r R.A., G o t - s h a l k s G.J. et al. // Planet. Space Sci. 1980. Vol. 28. P. 149-158.
47. R e e s M.H., L u c k e y D.J. // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79. P. 5181-5186.
48. R e i f f P.H., H i l l T.W., B u r c h J.L. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 479-491.
49. R e z h e n o v B.V., V o r o b j e v V.G., F e l d - s t e i n Y.I. // Planet. Space Sci. 1979. Vol. 27. P. 699-716.
50. R o s t o k e r G. // J. Geophys. Res. 1980. Vol. 85. P. 4167-4176.
51. R u s s e l l C.T., E l p h i c R.C. // Geophys. Res. Lett. 1979. Vol. 6. P. 33-36.
52. S a n d h o l t P.E., E g e l a n d A., D e e h r C.S. et al. // Planet. Space Sci. 1983. Vol. 31. P. 1345-1367.
53. S a n d h o l t P.E., D e e h r C.S., E g e l a n d A. et al. // J. Geophys. Res. 1986. Vol. 91. P. 10063-10079.
54. S a n d h o l t P.E., E g e l a n d A., H o l t e d J.A. et al. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 4407-4411.
55. S c k o p k e N., P a s c h m a n n G., H a e r - e n d e l G. et al. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 2099-2107.
56. S h e p h e r d G.G., T h i r k e t t l e F.W., A n - g e r C.D. // Planet. Space Sci. 1976. Vol. 24. P. 937-945.
57. S i s c o e G.L. // Planet. Space Sci. 1979. Vol. 27. P. 997-1002.
58. S o n n e r u p B.U.O., P a s c h m a n n G., P a - p a m a s t o r a k i s I. et al. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 10049-10067.
59. S o u t h w o o d D.J. // Adv. Space Res. 1985. Vol. 5. P. 4-7.
60. T o d d H., B r o m a g e B.J.I., C o w l e y S.W.H. et al. // Geophys. Res. Lett. 1986. Vol. 13. P. 909-912.
61. V o r o b j e v V.G., G u s t a f s s o n G., S t a r - k o v G.V. et al. // Planet. Space Sci. 1975. Vol. 23. P. 269-278.

62. Vorobjev V.G., Starkov G.V., Feldstein Ya.I. // Planet. Space Sci. 1976. Vol. 24. P. 955-965.
63. Whalen J.A., Pike C.P. // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 3848-3857.
64. Wilhjelm J., Friis-Christensen E., Potemra T.A. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83. P. 5586-5594.
65. Wunningham J.D., Akasofu S.-I., Yasuhara F., Heikkila W.J. // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 6579-6594.
66. Zanetti L.J., Potemra T.A., Doering J.P. et al. // Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 8957-8970.
67. Zverev V.L., Vorobjev V.G., Starkov G.V., Feldstein Ya.I. // Polar geomagnetic phenomena. International Symposium, Souzdal, USSR. 1986. P. 89.

Глава 8. КОРОТКОПЕРИОДНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРЕ

8.1. Введение

Исследование свойств магнитосферы и ионосферы с помощью различных методов показало, что потоки частиц с энергией 1–100 кэВ имеют явно выраженную пространственную и временную модуляцию. Диапазон пространственных масштабов простирается от нескольких километров до нескольких тысяч километров, временных – от миллисекунд до десятков минут. Обзор основных свойств пространственно-временной модуляции потоков частиц дан в монографии [6], там же приведена классификация, основанная на зонально-морфологическом принципе, дана физическая интерпретация, известная к моменту написания монографии.

Среди множества видов пульсаций в потоках частиц, обнаруживаемых современными методами в магнитосфере, большой интерес для исследования физики взаимодействия волна-частица имеют пульсации секундного и миллисекундного диапазона (микровсплески). Данная глава посвящена описанию результатов исследования этих видов пульсаций за последние 10 лет.

Пульсации этого типа наблюдаются предпочтительно в утреннем секторе авроральной и субавроральной зоны. Область их наблюдения лежит внутри области наблюдения диффузных полярных сияний, а пульсации секундного диапазона ($T=1-10$ с) проявляются как пульсирующие пятна в полярных сияниях. Пульсации секундного и миллисекундного диапазонов хорошо коррелируют с ОНЧ-хорами. Именно поэтому свойства этих типов пульсаций могут служить отправными для экспериментального изучения проблемы взаимодействия волна-частица.

Потоки высыпающихся электронов в утреннем секторе по данным рентгеновского детектора на аэростате с минутным временным разрешением выглядят плавно меняющимися функциями времени. Однако рассмотрение подобных данных с максимальным временным разрешением, выполненное по данным эксперимента „САМБО“ [4], показало, что эти потоки в основном состоят из микровсплесков. Высыпание, на фоне которого видны микровсплески, мало меняется со временем, основное же изменение среднего потока высыпающихся электронов связано с увеличением числа и амплитуды микровсплесков. Рис. 8.1, а иллюстрирует эту закономерность по данным „САМБО-76“. По оси абсцисс отложено число микровсплесков за минуту, по оси ординат – средний темп счета в эту минуту. Из рисунков видно, что увеличение счета в утренней бухте высыпания тесно связано с ростом числа микровсплесков. Такой же вывод сделан в работах [5, 6] по результатам прямых измерений потоков высыпающихся электронов на спутнике ОГО-6, в которых показано, что утренние высыпания представляют собой локализованные во времени и пространстве импульсы, последовательность которых образует пульсации секундного и миллисекундного диапазонов.

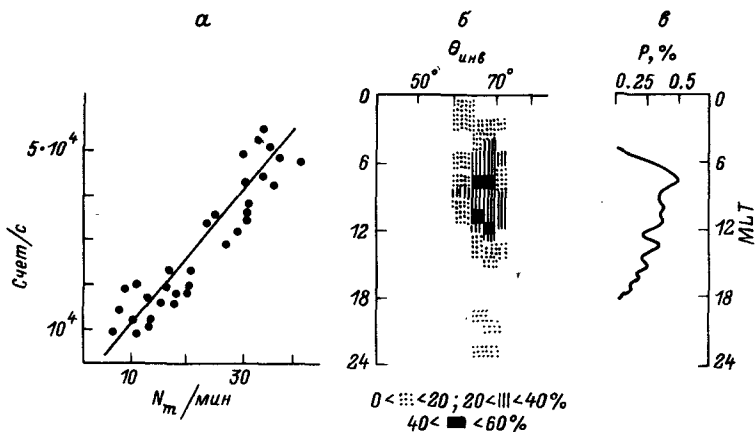


Рис. 8.1. Морфология микровсплесков.

а – зависимость среднего темпа счета от потока микровсплесков в утренних высыпаниях, по горизонтальной оси – число микровсплесков за минуту, по вертикальной – усредненный за секунду счет рентгеновских фотонов [4]; б – распределение вероятности появления микровсплесков в зависимости от инвариантной широты и MLT [42]; в – вероятность появления микровсплесков как функция MLT по аэростатным данным [14].

Из сказанного ясно, что понимание физики механизмов сброса электронов в пульсирующих высыпаниях это одновременно и понимание природы утренних высыпаний вообще.

8.2. Микровсплески в потоках энергичных электронов

Основная масса опубликованных работ о микровсплесках (МКВ) выполнена по результатам измерений тормозного рентгеновского излучения в стратосфере на высотных аэростатах. С помощью этой техники они и были открыты [15, 60]. Три работы выполнены на основе ракетных данных [33, 42, 44] и примерно столько же на основе спутниковых [36, 37, 42]. Заметим, что на ракетах и спутниках регистрировались всплески в потоках непосредственно электронов, в то время как на аэростатах регистрировались всплески рентгеновского излучения, генерированного электронами в плотных слоях атмосферы.

8.2.1. Определение, временные характеристики, пространственный размер. МКВ представляют собой импульсное высыпание электронов длительностью 100–800 мс и временами нарастания 30–150 мс и спада 150–200 мс. В максимуме МКВ поток, как правило, в 3–4 раза (иногда в 10 раз) выше, чем поток фонового высыпания.

МКВ могут наблюдаться как одиночные, так и сериями (пачками) до 10 в серии. Период повторения в серии обычно более стабилен и колеблется от серии к серии в пределах от 200 до 800 мс, в то время как для одиночных МКВ с ростом интенсивности средний период обычно уменьшается, а следовательно, среднее число МКВ за 1 мин увеличивается (рис. 8.1, а). При малой интенсивности среднее расстояние между МКВ равно 5–6 с, в максимуме бухты 1–2 с. Пачки МКВ (множественный МКВ) наблюдаются с квазипериодами 5–30 с и часто составляют тонкую подструктуру секундных пульсаций. Следует заметить, что одиночные МКВ также могут группироваться в довольно регулярные серии с периодами повторения в серии 1–3 с, которые, однако, будем отличать от множественного МКВ, где этот период меньше.

Поперечный размер (диаметр) области, занятой МКВ-высыпанием, лежит в диапазоне 20–150 км и в среднем составляет 80 км (проекция на ионосферу, $h \approx 100$ км) [18, 43, 55].

8.2.2. Распределение вероятности появления МКВ в зависимости от MLT и широты исследовано в [15, 18] по данным аэростатов и в [42] по данным спутника „Инджун-3“ (рис. 8.1, б, в). МКВ наблюдаются преимущественно в области 04–15 MLT с максимумом вероятности появления в 9 MLT. В некоторых работах [3, 5] были приведены единичные случаи регистрации МКВ вблизи местной полуночи. Однако авторы не приводят аргументов в пользу тождественности свойств и ответственных за них механизмов сброса ночных МКВ и МКВ, обычно наблюдаемых в утреннем секторе.

Зависимость от широты по данным спутника „Инджун-3“ приведена на рис. 8.1, б. По рентгеновским данным эта зависимость исследована плохо. Однако известно, что вероятность появления максимальна на $L \approx 6$, падает с увеличением L , но в шапке МКВ не наблюдались; к югу от $L \approx 6$ МКВ наблюдались вплоть до $L \approx 3.5$.

8.2.3. Свойства функции распределения электронов в координатах питч-угол-энергия. Распределение электронов по питч-углу во время микровсплесков высыпаний практически не исследовалось, поскольку для этого требуется измерение непосредственно электронных потоков с большим временным разрешением. Некоторое представление о питч-угловом распределении дают результаты, опубликованные в [42]. В работе приведены МКВ в потоках электронов с $E > 40$ кэВ и питч-углами 0 и 90° . По этим данным относительная модуляция потоков электронов максимальна при малых питч-углах. Там же отмечается, что, несмотря на то, что фоновое высыпание (в минимуме) при больших питч-углах более чем на порядок выше, чем при малых, абсолютная величина всплесков на малых питч-углах примерно такая же, как и на больших. В терминах теории питч-угловой диффузии, хотя она и не применима к МКВ, это означает, что фоновое высыпание идет в режиме слабой диффузии, но в максимуме всплеска режим диффузии может приближаться к сильному.

Исследование изменений энергетического спектра при переходе от минимума к максимуму МКВ было выполнено многими авторами.

Согласно [33] (ракетные данные), спектр не меняется, такой же результат получен по рентгеновским данным [16]. С другой стороны, в работе [8], выполненной по рентгеновским данным в стратосфере, показано, что спектр в максимуме МКВ с вероятностью не ниже 95% жестче, чем в минимуме. Если считать, что спектр электронов, ответственных за тормозной рентген, экспоненциальный, то показатель экспоненты E_0 , согласно этой работе, увеличивается при переходе от минимума к максимуму на 1–7 кэВ. Следует заметить, что неизменность спектра была получена в экспериментах на $L \approx 8$, в то время как ужесточение наблюдалось на $L \approx 5$ –6.

В общем случае зависимость поведения спектров от L и MLT не исследована. Поведение оценки спектра, к тому же, зависит от выбранного для исследования интервала энергии. Например, если модуляция в МКВ максимальна для электронов с энергией E_1 , то при оценке в области энергий $E < E_1$ мы будем иметь ужесточение, а в области $E > E_1$ — смягчение.

8.2.4. Корреляция с ОНЧ. Экспериментальное изучение взаимосвязи ОНЧ-волн в магнитосфере с МКВ было начато Оливером по данным спутника „Инджун-3“ [42]. Статистически было показано, что область доминирующего появления МКВ лежит внутри области регистрации дискретных ОНЧ-излучений, более того, вблизи области максимальной вероятности их появления.

Однако, несмотря на большой объем информации, авторам не удалось найти отчетливой корреляции „пик в пик“ МКВ и ОНЧ-излучений. Эта задача была успешно решена в работах, где вариации потоков высыпавшихся электронов исследовались по рентгеновскому излучению в стратосфере, а ОНЧ-приемник был либо на Земле, либо на том же аэростате, что и рентгеновский спектрометр. Частотный диапазон исследованных ОНЧ-излучений был 1–5 кГц.

Результаты корреляционного анализа дискретных ОНЧ-излучений и микровсплесков рентгеновского излучения в одной полусфере приведены в [45, 61]. ОНЧ-приемник и датчик рентгеновского излучения были в этом случае на $L \approx 4.1$ (Сайпл, Антарктида) и на $L \approx 5.6$ (Андойя, Норвегия) соответственно. Помимо факта хорошей корреляции пик в пик в этих работах показано, что имеют место задержки между регистрацией вспышки ОНЧ-излучения и МКВ. Оценка величины задержки по корреляционным функциям дала величины ~ 0.2 с (ОНЧ-излучение опережает) [45] и ~ 1 с (МКВ опережает ОНЧ) [61].

С точки зрения взаимодействия волн и частиц более вероятной является хорошая корреляция ОНЧ и МКВ в сопряженных полусферах. В работах [46, 47] использовался приемник ОНЧ на станции Сайпл и спектрометр рентгеновского излучения над сопряженной станцией Роберволл, в работе [44] — наоборот. Типичный пример корреляции пик в пик приведен на рис. 8.2, а. Расчеты корреляционных функций в этих работах показали, что корреляция (рис. 8.2, б) может быть большой (~ 0.6), причем для исследованных случаев задержки между всплесками в обоих явлениях не обнаружено (в пределах экспериментальных ошибок).

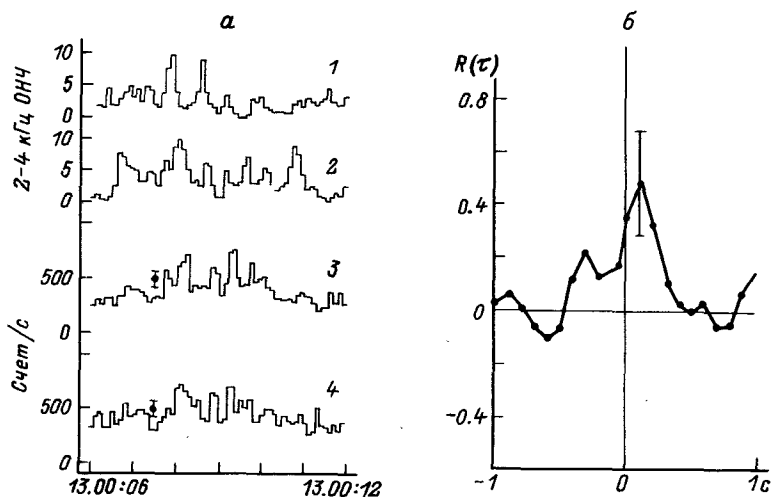


Рис. 8.2. Корреляция микровсплесков и ОНЧ-излучения [47].

а – мощность ОНЧ – излучения в Роберволле – 1 и Сайпле – 2. Интенсивность рентгеновского излучения над Роберволлом, каналы: 45–65 кэВ – 3 и 65–95 кэВ – 4; б – корреляционная функция вариаций рентгеновского и ОНЧ-излучений.

8.3. Временная структура множественных микровсплесков и положение источника на силовой линии

8.3.1. Шумовой характер потока одиночных МКВ. Казалось бы, что временную структуру последовательности МКВ можно исследовать с помощью техники спектрального анализа. Однако в большинстве работ, где это было сделано [14, 43], максимумы на спектрах мощности порядка дисперсии спектра (рис. 8.3, а). Это означает, что последовательность МКВ не имеет явно выраженной периодичности. Применение метода наложения эпох [14] также не выявило ее.

Потерпев неудачу в классических подходах, авторы [14] сравнили последовательность МКВ с процессом случайного блуждания с независимым приращением. В этом случае распределение вероятности временных интервалов между МКВ является экспоненциальным, а вероятность появления определенного числа МКВ за определенное время описывается распределением Пуассона. Было показано, что для расстояний между всплесками, превышающих 1.5–5 с, распределение действительно близко к пуассоновскому (рис. 8.3, б), для меньших времен распределение существенно отличается от него (рис. 8.3, в), что означает, что на таких масштабах времени имеется структура, отличная от случайной. Эта

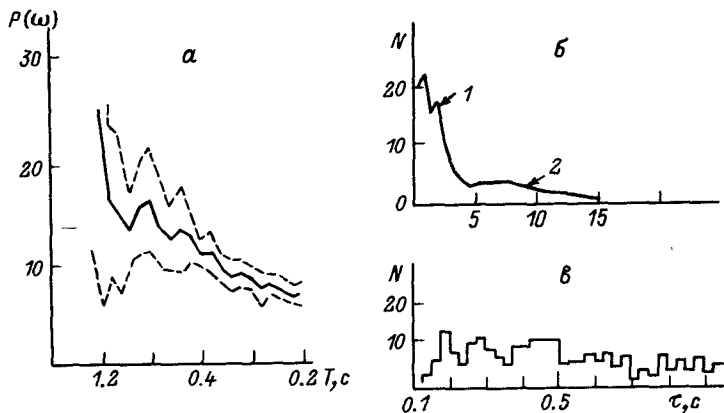


Рис. 8.3. Временная структура микровсплесков.

а – спектр мощности последовательности микровсплесков с доверительным интервалом; б – распределение задержек (1 – непьюассоновский, 2 – пьюассоновский типы) [14]; в – распределение задержек в множественных микровсплесках [7, 32].

структура по масштабу соответствует структуре так называемых множественных МКВ [7, 32].

8.3.2. Особенности временной структуры множественных МКВ.

На рис. 8.4, а изображено два множественных МКВ, зарегистрированных в разное время. Обращает на себя внимание, что временной интервал между максимумами разных всплесков внутри каждой пачки выдерживается плохо (этот интервал в дальнейшем будем называть задержкой). В то же время имеется близкое соответствие величин задержек в двух приведенных МКВ (чередование малых и больших задержек).

Распределение величин задержек, меньших 1 с, по данным „САМБО“ приведено на рис. 8.3, в. Оно действительно не может быть описано экспоненциальным законом, как для чисто случайного процесса. Плохо выражена на этом распределении и периодичность в последовательности МКВ, хотя и можно отметить несколько небольших максимумов вблизи 0.2, 0.3, 0.5, 0.8 с.

Для понимания временной структуры множественных МКВ важную роль играет найденная в работе [7] зависимость задержки (τ) от энергии. Было показано, что в диапазоне 0.4–0.7 с задержка может быть описана линейной функцией (рис. 8.4, б): $\tau = \tau_0 + \beta \times \times (T_2(E_{02}) - T_1(E_{01})) \approx \tau_0 + \alpha (E_{02} - E_{01})$, где E_{01} , E_{02} – показатели экспоненциального спектра в максимумах первого и второго всплесков; T_1 , T_2 – баунс период электронов с литч-углом на краю конуса потерь и энергией, равной эффективной энергии спектрометрического канала (т.е. энергией, с которой электроны вносят основной вклад в счет канала [7]); τ_0 , β , α – некоторые постоянные. Однако

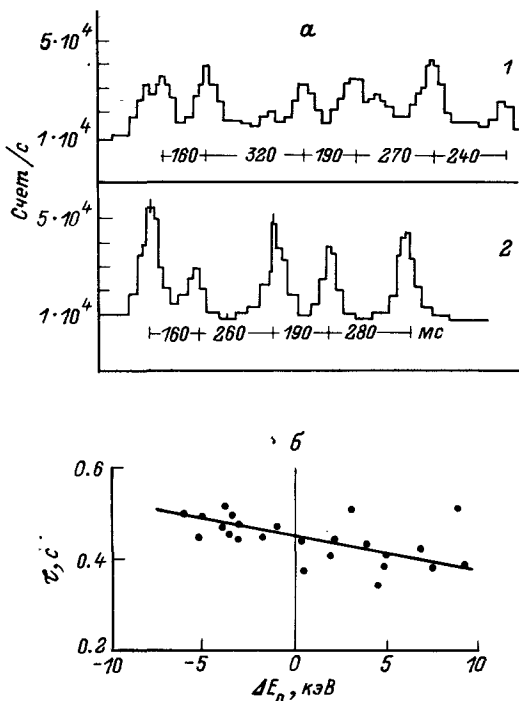


Рис. 8.4. Временная структура микровсплесков [7].

а – два примера множественных микровсплесков, по данным „САМБО” 13.11.76 (1 – 01.01 УТ, 2 – 01.33 УТ); б – зависимость задержки τ от разности экспоненциальных показателей спектра в максимумах соседних всплесков.

в дальнейшем выяснилось, что единое линейное представление справедливо для задержки вне указанного диапазона, если сохранить те же параметры τ_0 , β . Для других диапазонов требуются, вообще говоря, другие параметры.

8.3.3. Модель и временная структура множественных МКВ.

В основу модели [7] положена тесная связь МКВ и дискретных ОНЧ-излучений. Согласно [30, 39], дискретные ОНЧ возникают за счет излучения пучка электронов, бунчированного по фазе. Бунчировка является результатом взаимодействия электронов с ОНЧ-волнами на циклотронном резонансе. Взаимодействие наиболее сильно выражено вблизи экватора. При генерации дискретного ОНЧ участвуют в основном электроны с питч-углом $30-60^\circ$, эти электроны претерпевают сильное рассеяние по питч-углу, но сами по себе попасть в конус потерь не могут, поскольку изменение их питч-угла за одно прохождение области генерации $3-4^\circ$ и, следовательно, они непосредственно не могут вызвать МКВ в рентгеновских лучах.

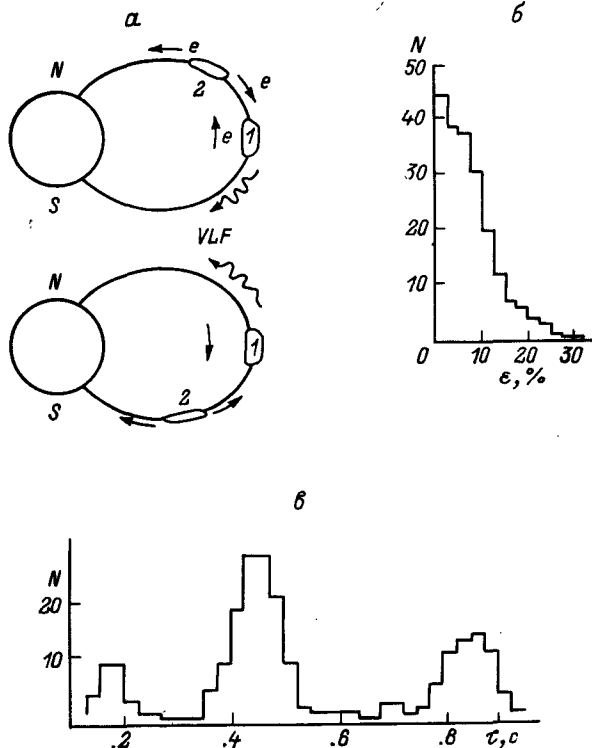


Рис. 8.5. Генерация множественных микровсплесков [7].

α – модель (1 – область генерации дискретных ОНЧ-структур, 2 – область генерации электронных микровсплесков); δ – распределение ошибки представления моделью экспериментальных задержек (N – число случаев); в – распределение задержек τ в множественных микровсплесках после вычитания времени движения сброшенных электронов от области генерации до ионосферы.

Быстрое (~ 10 мс) и конечное изменение питч-угла резонансных электронов, ответственных за генерацию дискретного ОНЧ, приводит к тому, что на функции распределения горячих электронов появляется особенность типа дополнительного пучка монохроматического по питч-углу. Возможность развития такой особенности на функции распределения показано в работе [48] и продемонстрировано численным моделированием генерации дискретных ОНЧ в [34]. Особенность наиболее сильно проявляется вблизи точек отражения электронов, генерировавших ОНЧ, и может привести к развитию электростатической неустойчивости в окрестности этих точек. Возможный вариант такой неустойчивости рассмотрен в [38]. Рассеяние электронов с питч-углами вблизи конуса потерь на волнах этой неустойчивости вызывает высыпания в форме МКВ.

Электроны, ответственные за всплеск ОНЧ, отразившись в точках поворота, пройдут через область генерации, иницируя новый всплеск ОНЧ, при генерации которого снова образуется описанная выше движущаяся особенность функции распределения горячих электронов. Благодаря этой особенности в окрестности точек отражения развивается снова электростатическая неустойчивость и происходит микровсплесковый сброс электронов. Рис. 8,5, а поясняет сказанное. Этот процесс может повториться многократно, причем каждый раз происходит сброс электронов в атмосферу противоположных полушарий. Последовательность таких сбросов, синхронизованная периодическими колебаниями сгустков электронов, ответственных за дискретные ОНЧ, и образует множественный МКВ.

Если в этой модели зафиксировать питч-угол и энергию электронов, генерировавших дискретное ОНЧ-излучение, то для задержек получится кусочно-линейное (как функция баунс-периодов) двух-параметрическое представление [7, 32]. Оно описывает возможный набор задержек в данной модели, позволяет объяснить отмеченные выше неэквидистантность следования всплесков во множественном МКВ, линейную зависимость задержки от разности баунс-периодов; предсказывает, что минимальная задержка может быть ~ 0.2 с, что действительно наблюдается на эксперименте.

Вторая возможность генерации МКВ предложена в [47]. Как и выше, принимается одна из моделей генерации дискретного ОНЧ и учитывается тот факт, что электроны, генерировавшие ОНЧ-излучение, хотя и претерпели сильное питч-угловое рассеяние, попасть в конус потерь не могут.

Однако ОНЧ-излучение может сбросить в конус потерь электроны с малыми питч-углами, вызвав МКВ рентгеновского излучения, причем рассеяние этих электронов происходит вне экваториальной плоскости. Для объяснения структуры множественных МКВ в модели требуется некоторый физический агент, который синхронизирует сбросы электронов в последовательных всплесках множественного МКВ. Таким агентом в этой модели может быть отраженный от ионосферы импульс либо ОНЧ-излучения, либо потока электронов. Минимальный интервал временной структуры в таком случае будет $T_w + T_b / 4$ или $T_b / 4$ (T_w - время распространения ОНЧ-излучения от экватора до ионосферы; T_b - баунс-период электронов с энергией 100 кэВ). Таким образом, $\tau_{\min} > 0.6$ с для $L \approx 6$, в то время как на эксперименте наблюдаются задержки ~ 0.2 с, к тому же последовательность всплесков во множественной МКВ будет здесь эквидистантной. Это говорит о плохом соответствии модели структуре множественных МКВ, однако одиночные МКВ, естественно, могут генерироваться по описанной схеме.

8.3.4. Экспериментальная проверка двухступенчатой модели осуществлена по степени точности представления временной структуры множественных МКВ. Использовались данные рентгеновских спектрометров в аэростатных экспериментах „САМБО“ (1974, 1976 гг.). Методом наименьших квадратов были оценены T_0 и β для трех различных полетов (0.85 с, 0.168; 0.87 с, 0.166; 0.87 с, 0.17).

Как видно, разброс параметров от полета к полету оказался небольшим. Точность представления данной моделью временной структуры множественных МКВ иллюстрируется гистограммой ошибок на рис. 8.5, б, где по горизонтальной оси отложена ошибка $\varepsilon = (\tau_m - \tau_{эк}) / \tau_{эк}$, а по вертикальной — число случаев ($\tau_m, \tau_{эк}$ — модельное и экспериментальное значение задержек). Распределение ошибок близко к нормальному, и основная масса ошибок представления не превосходит экспериментальную ошибку ($\sim 10\%$).

Если из экспериментальных значений задержек вычесть кинематическую часть, которая связана с движением сброшенных в конус потерь электронов (эту величину можно вычислить по оценке β и спектрам электронов в максимуме МКВ), то для разности получим распределение, представленное на рис. 8.5, в. Если два последовательных всплеска инициируются электронами, генерировавшими ОНЧ-излучение и стартовавшими одновременно в разные полусферы, то это соответствует первому максимуму (рис. 8.5, в), если они стартовали с задержкой в половину их баунс-периода, то второму максимуму и с задержкой в баунс-период — третьему.

Объединяя этот результат с результатом работы [14], можно получить полное представление о временной структуре в потоках МКВ и утверждать, что задержки в диапазоне $\tau > 1$ с имеют распределение, близкое к чисто случайному, а при $\tau < 1$ с задержки, из которых вычтена кинематическая часть, связанная с движением электронов вдоль силовых линий, имеют распределение, подобное распределению на рис. 8.5, в.

8.3.5. Локализация источника микровсплесков. Для понимания физики сброса электронов МКВ большое значение имеет положение области максимального сброса на силовой линии (локализация источника МКВ). К сожалению, локализация не может быть выполнена по измерениям МКВ в рентгеновском излучении, где мы имеем подавляющее большинство экспериментальных данных, так как задержка счета в двух энергетических каналах спектрометра сравнима с временным разрешением в высокоэнергичном канале. Это справедливо для всех известных измерений МКВ в рентгеновском излучении. По измерениям потоков электронов на спутниках и ракетах имеется единственный случай [33], где утверждается, что источник МКВ расположен на расстоянии $1R_e$ от ионосферы ($L \approx 8, MLT \approx 12$). К сожалению, статистика очень мала (всего два множественных МКВ). Косвенные оценки положения источника были выполнены в работах [47] по корреляции МКВ в рентгеновском излучении и дискретных ОНЧ-хоров ($L \approx 4.3$) и в [7, 32] по результатам исследования временной структуры множественных МКВ ($L \approx 5-5.5$). В обеих работах оценки указывают, что источник микровсплескового сброса находится вблизи магнитосферного экватора на расстоянии $15-20^\circ$ от него. Результат получен с привлечением дополнительных гипотез (модель генерации или модель показателя преломления для ОНЧ-волн). Это означает, что окончательно вопрос о локализации источника не решен. Требуются дополнительные исследования МКВ в потоках электронов, измеряемых на спутниках или ракетах.

8.4. Импульсные пульсации в потоках высыпающихся электронов в диапазоне периодов 1-10 с

Этот тип пульсаций наиболее подробно изучен по фотометрическим и телевизионным данным о полярных сияниях. Вариации высокоэнергичных электронов (>20 кэВ) исследовались по рентгеновскому излучению в стратосфере. Для исследования привлекались также измерения потоков электронов на ракетах и низколетящих спутниках. Ниже рассмотрены пульсации в потоках электронов, связанные с пульсирующими пятнами.

8.4.1. Определение и пространственная протяженность. Пульсирующее пятно представляет собой ограниченную в пространстве область (диаметр 10-200 км), свечение которой меняется на временных масштабах 1-10 с. Характер временных вариаций иллюстрируется рис. 8.6, а и представляет собой последовательность „включенных” и „выключенных” состояний свечения пятна. Свечение пятна „включается” почти синхронно по всей площади пятна. Во „включенном” состоянии свечение часто промодулировано на частоте 2-3 Гц. Последовательность всплесков может быть периодической. Форма пятна, обычно неправильная, как правило, сохраняется на протяжении нескольких последовательных „включений”.

В [41] подчеркивается, что пульсирующие пятна обычно не перекрываются, между ними существует область, где отсутствует какое-либо свечение. Интенсивность свечения пятна ограничена и не превосходит нескольких килорелей.

Средний размер пятна в направлении север-юг 35 км, восток-запад - 60 км [9], высота пульсирующих пятен согласно триангуляционным измерениям 80-95 км [19].

8.4.2. Зависимость вероятности появления от MLT и широты. Пульсирующие пятна практически всегда являются следствием развития авроральной суббури и появляются, как правило, на фазе восстановления. На рис. 8.6, б приведено распределение вероятности их появления в зависимости от K_p -индекса, местного времени и широты [9].

Сопряженность пульсирующих пятен рассмотрена в работе [2] по наблюдениям в сопряженных точках Сogra-Кергелен, а также в работах [26, 53] по наблюдениям сияний с борта самолетов. Во многих случаях, когда самолеты были вблизи сопряженных точек и наблюдались пульсирующие сияния, пульсации в обеих полусферах коррелировали и были в фазе в пределах точности измерений $\sim 0,1$ с.

8.4.3. Временная структура пульсаций интенсивности свечения пятна характеризуется длительностью „включенного” и „выключенного” состояния и периодичностью в последовательности этих состояний. На рис. 8.7, а [9] представлены распределения длительностей „включенного” и „выключенного” состояний для двух интервалов. Вертикальными линиями показаны средние значения длительностей за интервал. Видно, что максимальное и среднее значение длительности „включенного” состояния увеличилось в более поздний

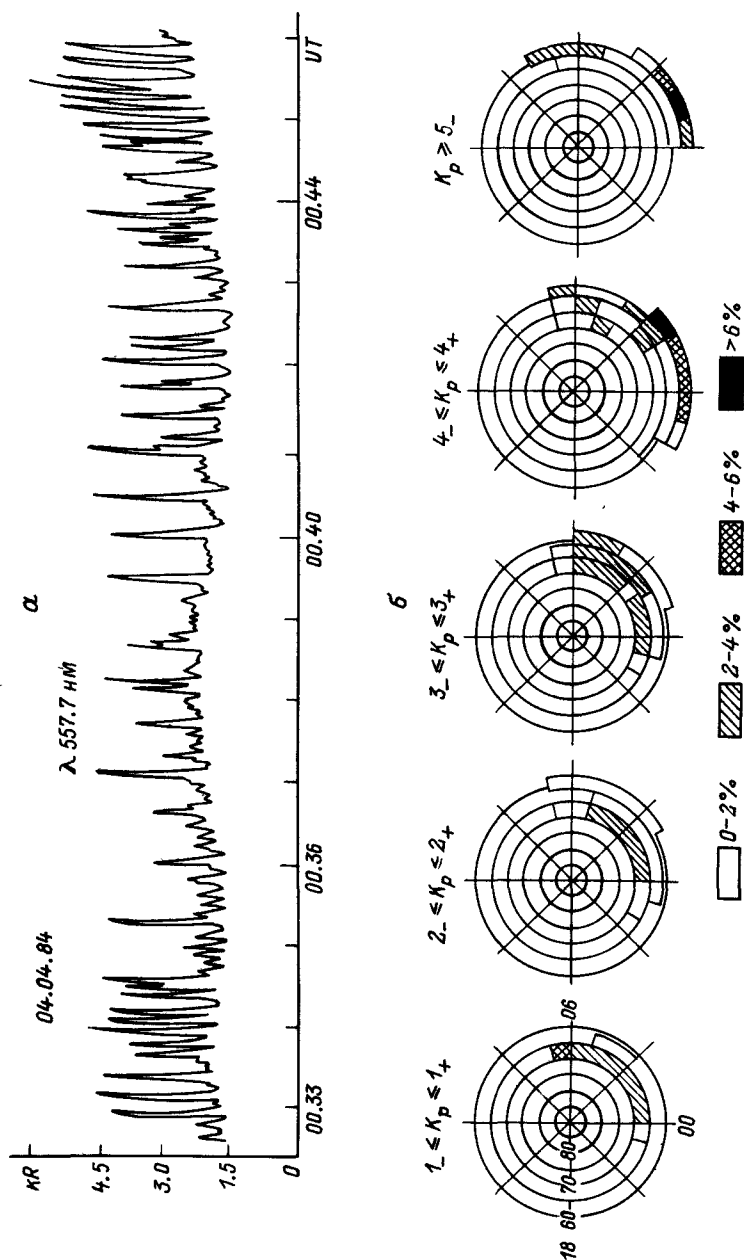


Рис. 8.6. Морфология вторичных пульсаций [9].

а - пример записи вариаций интенсивности пульсирующих пятен, полученный фотометром с полем зрения 5° на ст. Апатиты ($\lambda = 63.50$); б - планетарная картина распределения вероятности появления пульсирующих авроральных пятен в зависимости от магнитной активности.

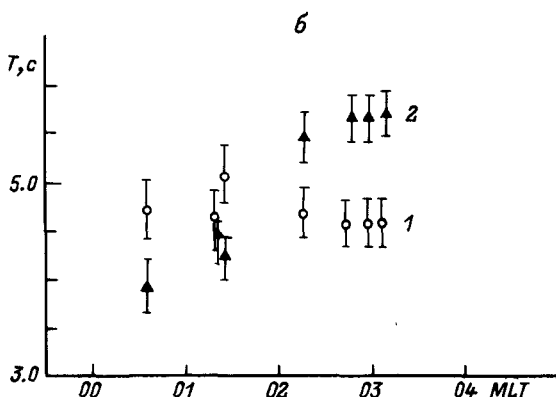
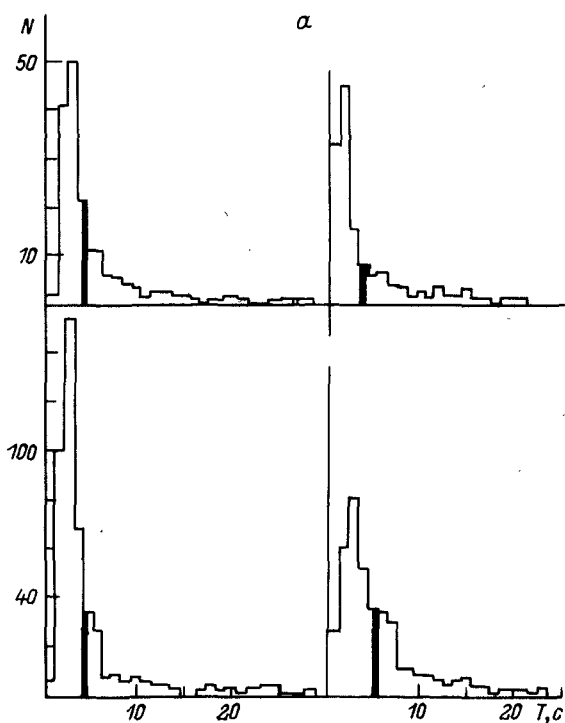


Рис. 8.7. Временная структура секундных пульсаций [9].

а - число случаев (N) „включенного“ (слева) и „выключенного“ (справа) состояний пятен для двух интервалов (00.31-00.40 и 02.15-02.25 MLT) 03.04.84 (верхняя, нижняя панель соответственно); б - зависимость средней длительности „включенного“ (1) и „выключенного“ (2) состояний пятен от MLT.

интервал, в то время как длительность высвечивания не изменилась. Эта тенденция хорошо проявляется в зависимости средних длительностей от местного магнитного времени (рис. 8.7, б). Длительность „включенного“ состояния (треугольники) возрастает от 4 до 6 с, а длительность „выключенного“ состояния неизменна.

В работе [54] было проведено изучение зависимости периода следования всплесков от широты. Показано, что более высокоширотные пятна в среднем пульсируют с большим периодом. Однако конкретные измерения периода следования для нескольких соседних пятен [9] демонстрируют ситуации, когда этот период для пятна, расположенного южнее, может быть меньше, чем для пятна с экваториальной локализацией.

Передний и задний фронт всплеска свечения измеряются десятиными долями секунды, причем задний фронт обычно в 2–3 раза длиннее переднего.

В [50] исследована степень пространственной когерентности пульсаций свечения. Показано, что она высока в пределах одного пятна и мала между соседними пятнами, т.е. пятна пульсируют независимо друг от друга.

8.4.4. Пространственные перемещения пятен. Кроме временных вариаций пульсирующие пятна испытывают пространственные смещения. Они смещаются на восток в утреннем секторе и на запад в вечернем со скоростью 0,1–1 км/с. По порядку величины и по направлению эта скорость близка к скорости магнитосферного электрического дрейфа.

Однако, когда была возможность одновременно следить за смещением пульсирующего пятна и облака ионов бария, дрейфующего со скоростью электрического дрейфа, отмечалось, что скорость пульсирующего пятна ниже [23]. Согласно [49], скорость движения пятен также близка к скорости электрического дрейфа. Однако наблюдались случаи, когда направление смещения ионосферных неоднородностей (по STARE) отклоняется к северу до 15° от направления дрейфа пульсирующих пятен. Объяснение этого эффекта, так же как и несовпадение скорости дрейфа пятна и облака ионов бария, можно дать в рамках гипотезы, связывающей пятно с трубкой повышенной концентрации холодной плазмы [40]. В основании такой трубки проводимость ионосферы будет повышена из-за избыточного выпадения энергичных частиц. В результате под действием электрического поля конвекции появится неоднородное поле поляризации пятна, и, таким образом, пятно и ионосферные неоднородности будут двигаться в разных локальных полях. Возможные другие объяснения содержатся в [49].

8.4.5. Корреляция с наземными магнитными пульсациями. Природа связи магнитных и авроральных пульсаций в этом диапазоне частот все еще мало изучена. Одна из причин – малый размер пульсирующего пятна по сравнению с областью влияния для магнитного датчика на Земле. Последний существенно интегрирует эффекты от множества пульсирующих пятен. Поэтому детальная корреляция до недавнего времени была получена только в нескольких ис-

ключительных случаях. В [41] была применена новая техника (множественный корреляционный анализ) исследования корреляций магнитных и авроральных пульсаций. Было показано, что авроральные и магнитные пульсации хорошо коррелируют и максимум коэффициента множественной корреляции достигается при нулевой временной задержке между ними. Авторы заключили на основании этого, что магнитные пульсации под пульсирующей авророй есть эффект флуктуаций ионосферной токовой системы за счет локальных изменений проводимости под влиянием высыпающихся электронов в пульсирующих пятнах, а не эффект гидромагнитных волн, пришедших из магнитосферы.

8.4.6. Распределение по энергии и питч-углам. Результаты измерений энергетического спектра и распределения по питч-углам на ракетах, спутниках, проходящих через пульсирующее пятно, зависят от исследуемого интервала энергии. В интервале до 20 кэВ спектр имеет примерно максвелловский вид, причем более жесткий в максимуме, нежели в минимуме, питч-угловое распределение однородно как в максимуме, так и в минимуме [35, 51]. В интервале 20–80 кэВ [50] спектр отличается от максвелловского (более медленное падение с ростом энергии) и питч-угловое распределение в максимуме пульсации однородно, а в минимуме имеется питч-угловая анизотропия с максимумом при 90° .

8.4.7. Пульсирующие пятна и протонные высыпания. Эта проблема была исследована в [58]. Было показано, что утренние пульсирующие пятна располагаются, как правило, экваториальнее области протонных высыпаний, определенной по H_β . Наблюдается зависимость периода пульсаций от интенсивности H_β . Период растет с ростом интенсивности H_β . Причем в этот рост основной вклад вносит увеличение длительности „выключенного” состояния светящегося пятна (рис. 8.8, а, б). В [58] было отмечено, что, когда интенсивность протонных сияний достигает $80 R$, пульсирующие пятна исчезают. Отмечаются также редкие явления, когда пульсирующие пятна оказываются в области, занятой протонным сиянием. В этом случае их период слабее зависит от интенсивности H_β и меньше по величине, чем для случая, когда пульсирующие пятна находятся экваториальнее протонных сияний. Авторы [51] наблюдали потоки электронов и протонов в пульсирующем сиянии и нашли, что потоки протонов пульсируют на той же частоте, что и электронов, но с меньшей глубиной модуляции (рис. 8.8, в).

8.4.8. Определение положения источника на силовой линии. Наличие временной дисперсии прихода электронов разной энергии в ионосферу дает возможность оценить положение источника при условии, что он локализован и для рассматриваемых энергий, занимает одну и ту же область. В работах [32, 52] по запаздыванию импульсов свечения относительно импульсов рентгеновского излучения в стратосфере было показано, что источник пульсаций находится вблизи геомагнитного экватора. Такой же результат получен по дисперсии времен прихода электронов разной энергии в измерениях на спутни-

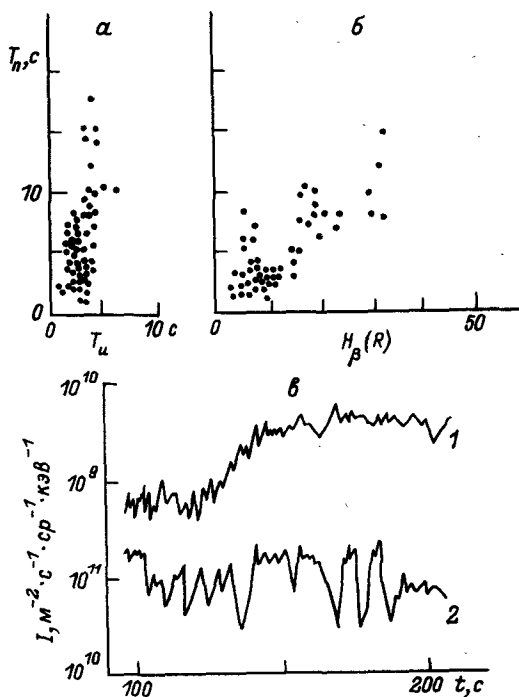


Рис. 8.8. Связь пульсирующих и протонных сияний.

а — демонстрация слабой зависимости длительности „включенного“ состояния (T_n) от длительности „выключенного“ (T_u); б — зависимость длительности „выключенного“ состояния от интенсивности H_p [58]; в — одновременные наблюдения пульсаций в потоках протонов (1) и электронов (2) в области, занятой пульсирующим пятном (ракета [51]).

ках и ракетах [20] и об этом же свидетельствуют наблюдения в сопряженных точках [13].

8.4.9. Корреляция с КНЧ и ОНЧ-излучениями. Известен широкий класс КНЧ- и ОНЧ-излучений (10^2 – 10^4 Гц), интенсивность которых промодулирована низкими частотами в диапазоне периодов 5–20 с [28]. Область наблюдения этих КНЧ- и ОНЧ-излучений совпадает с областью пульсирующих сияний. По данным геостационарного спутника „ГЕОС-2“ [22] показано, что пульсирующие по интенсивности КНЧ-шипения тесно связаны с пульсирующими высываниями энергичных ($E > 20$ кэВ) электронов. Однако по этим данным детальная корреляция обнаружена лишь в одном случае. По данным спутника „Ореол-3“ [17] найдено совпадение области регистрации КНЧ-дактов и зоны пульсирующих сияний. В вышеприведенных работах содержится подтверждение корреляции пульсирующих

сияний и пульсаций мощности КНЧ-, ОНЧ-излучений в среднем (примерное совпадение областей регистрации, одновременность наблюдения эпизодов в обоих явлениях).

Детальная корреляция была найдена в немногих работах. В [57] по данным одновременных телевизионных наблюдений пульсирующих пятен и пульсаций мощности ОНЧ-излучений показано, что модуляция волн типа хоров, коррелируя с пульсациями свечения пятен, может как опережать, так и запаздывать относительно модуляции свечения на 0,1–0,3 с.

В работах [24, 29] экспериментально исследовался вопрос о связи ОНЧ-излучения, инициированного разрядом молнии, со всплеском свечения. Найдены случаи хорошей корреляции с задержками, соответствующими оценкам, выполненным на основании предположения о сбросе электронов в конус потерь в приэкваториальной области ОНЧ-излучением. Хотя рассматриваемые явления не связаны с пульсирующими сияниями в авроральной зоне, можно надеяться, что аналогичный механизм работает и в случае пульсирующих пятен.

8.5. Механизмы модуляции потоков электронов, ответственных за пульсирующие пятна

8.5.1. Введение. В предыдущем параграфе были суммированы экспериментальные результаты по свойствам пульсирующих пятен в полярных сияниях и пульсирующих потоков электронов, ответственных за эти пятна. В соответствии с этими свойствами всякая модель или теория модуляции должна объяснять локальность (диаметр 20–200 км), импульсную форму пульсаций, характерное время длительности и скважности импульсов свечения (4–6 с) с фронтами нарастания ~ 0.1 с, ограничение сверху амплитуды ($< 1 \text{ кР}$), дрейф пульсирующих пятен (0,5–1 км/с), предпочтительное наблюдение пульсирующих пятен экваториальнее протонных сияний, локализацию механизма модуляции вблизи магнитосферного экватора, корреляцию пульсациями мощности электромагнитного излучения в диапазоне ОНЧ- и КНЧ-волн.

Большинство работ, посвященных теоретической интерпретации пульсаций потоков частиц рассматриваемого диапазона, опирается на идею о взаимодействии волн и частиц. Обычно считают, что это взаимодействие имеет место либо с электромагнитными, либо с электростатическими волнами. В обоих случаях имеет место рассеяние электронов на волнах, что приводит, с одной стороны, к изменению функции распределения электронов (это вызывает сброс части электронов в конус потерь и, как следствие, вспышку полярных сияний или рентгеновских лучей в атмосфере) и, с другой стороны, к изменению режима генерации волн.

8.5.2. Модуляция потоков гидромагнитными волнами. Одна из первых теорий глубокой модуляции потоков высыпавшихся электронов на основе квазилинейного подхода была разработана [21, 27]. Модуляция возникает за счет изменения коэффициента питч-угловой диффузии под действием гидромагнитной волны. При весьма простых

предположениях авторы показали, что интенсивность потока высыпавшихся электронов описывается выражением: $J(t) = J_0 \exp\{b \sin x \times [\Omega t / (B_0 A_0)]\}$, где $b \sin \Omega t$ — поле гидромагнитной волны; Ω — ее частота; B_0 — внешнее магнитное поле; A_0 — коэффициент питч-угловой асимметрии при отсутствии возмущения; J_0 — невозмущенный поток электронов.

Наличие в этой формуле вариаций магнитного поля в экспоненте позволяет объяснить наблюдаемую на эксперименте большую глубину модуляции потоков высыпавшихся электронов. Однако теория объясняет только сам факт модуляции, она является незамкнутой, гидромагнитная волна является внешней по отношению к механизму.

В теории нет внутренних масштабов длины и времени, которые определяли бы пространственно-временную структуру пульсаций. С позиций этой теории невозможно объяснить часто наблюдаемый асинхронный характер пульсации соседних пятен.

8.5.3. Пульсирующие пятна как эффект релаксационных колебаний. В [40] была предложена гипотеза, связывающая пульсирующие пятна и области (волокна) повышенной плотности холодной плазмы в магнитосфере. Введение такой гипотезы было продиктовано рядом экспериментальных свойств пульсирующих сияний (стабильность формы пятна на протяжении нескольких колебаний яркости, перемещение пятна со скоростью электрического дрейфа, корреляция пульсаций светимости с КНЧ- и ОНЧ-излучениями).

Волокно холодной плазмы является резонатором для КНЧ- и ОНЧ-волн. Если дрейфующее на восток облако энергичных электронов догоняет такое волокно, то содержание электронов в волокне возрастает, увеличивается инкремент нарастания волн. Когда инкремент превзойдет суммарные потери волн за счет поглощения и ухода через границы волокна, то развивается циклотронная неустойчивость (ЦН). Электроны, питч-углы которых лежат вблизи конуса потерь, рассеиваются на волнах ЦН и сбрасываются в атмосферу, вызывая вспышку сияний. Поскольку волокно является волноводом, то волны, связанные с развитием неустойчивости, сосредоточены в нем, этим определяется размер и стабильность пульсирующего пятна, а также его дрейф. Для объяснения угасания пятна в [40] постулируется, что из трубки, занятой волокном, высыпается достаточно большое количество энергичных электронов, так что инкремент в трубке падает, потери энергии волн начинают превалировать над приращением за счет взаимодействия волн с горячими электронами, происходит срыв ЦН и пятно гаснет.

8.5.4. Проточный циклотронный мазер (ПЦМ) как источник пульсирующих сияний. Рассматриваемый механизм модуляции потоков высыпавшихся частиц основан на автоколебательных процессах в ПЦМ. Мазерный эффект развивается в волокне холодной плазмы, опирающемся на светящееся пятно. Плотность плазмы внутри волокна может превосходить плотность окружающей плазмы в несколько раз. Волокно, таким образом, является резонатором для КНЧ- и ОНЧ-волн и местом, где может развиваться циклотронная неустой-

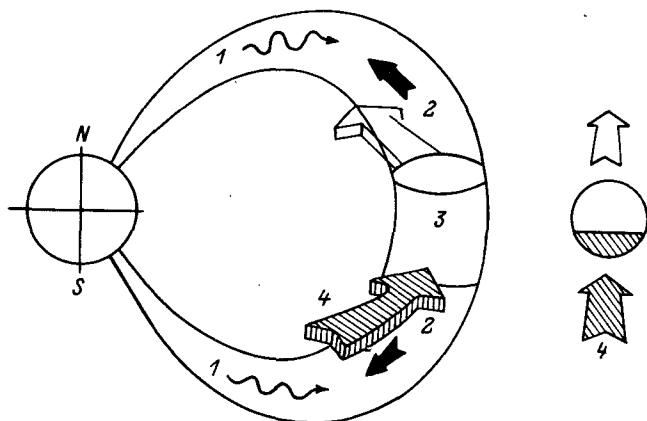


Рис. 8.9. Схема натекания горячих электронов в волокно с повышенной концентрацией холодной плазмы и взаимодействия этих электронов с КНЧ/ОНЧ-волнами.

1 - КНЧ- или ОНЧ-волны; 2 - высыпавшиеся электроны; 3 - область взаимодействия; 4 - дрейфующие горячие электроны [12].

чивость этих волн. Динамика ЦН в квазилинейном приближении подробно описана в [10].

Анализ развития автоколебаний релаксационного типа в такой системе выполнен в [1].

Для качественного понимания приведем некоторые сведения из теории ЦН. Известно, что при заданной питч-угловой асимметрии горячих электронов в трубке существует граничная частота, ниже которой волны будут усиливаться. Не все горячие электроны могут резонансно взаимодействовать с волнами, поскольку для электронов с продольной скоростью ниже критической условие резонанса не может быть выполнено ни для какой частоты ниже граничной. Тогда на плоскости μ, W ($\mu = \sin \theta$; θ - питч-угол; W - энергия) вся популяция горячих электронов разделится на две части (рис. 8.10, а), в нижней части электроны могут резонансно взаимодействовать с волнами, в верхней - нет. Положение сепаратрисы, разделяющей эти две части, определяется как плотностью холодной плазмы, так и питч-угловой асимметрией горячих электронов.

Пусть теперь горячие электроны начинают заполнять волокно (рис. 8.9). Коэффициент усиления растет и в некоторый момент для некоторых (в начале низких) частот становится больше коэффициента потерь. Плотность энергии волн на этих частотах резко возрастет. Электроны из области I (рис. 8.10, а) эффективно рассеиваются на этих волнах, и, как результат, функция распределения становится изотропной в этой области и приобретает специфическую форму со скачком (рис. 8.10, б). Появление скачка на функции рас-

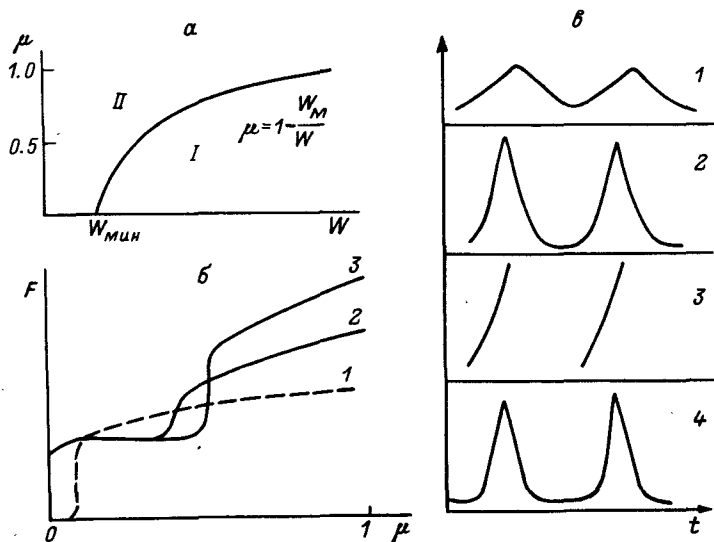


Рис. 8.10. Развитие ЦН в волокне [12].

а – плоскость (μ, W) ; в области I имеет место резонансное рассеяние электронов, в II – нет; б – образование и смещение ступеньки на функции распределения энергичных электронов (1, 2, 3 – последовательные моменты времени); в – качественный ход изменения во времени интенсивности КНЧ (1), ОНЧ (2), характерной частоты (3), интенсивности потока высыпающихся частиц (4).

пределения означает изменение питч-угловой асимметрии, следовательно, граничной частоты и, как следствие, сдвиг сепаратрисы и вовлечение в резонансное взаимодействие с волнами электронов, ранее находившихся в области II (рис. 8.10, а). Спектр генерируемых волн смещается в область ОНЧ-диапазона.

С момента начала развития ЦН электроны попадают в конус потерь и, высыпаясь, вызывают вспышку сияний. Следует заметить, что волны генерируются электронами, параметры которых (питч-угол и энергия) лежат вблизи скачка на функции распределения, в то время как в конус потерь сбрасываются электроны, питч-углы которых лежат вблизи конуса потерь.

Вспышка продолжается до тех пор, пока электронная функция распределения полностью не изотропизуется для энергий больше некоторой критической (в [40] вспышка прекращалась за счет высыпания горячих электронов). Далее начинается медленный процесс натекания горячих электронов в волокно. Эти новые электроны несут с собой питч-угловую асимметрию. Когда их станет достаточно для того, чтобы коэффициент усиления снова превзошел коэффициент потерь в некоторой частотной области, снова разовьется циклотронная неустойчивость по описанной выше схеме и т.д. Качественно временная последовательность явлений приведена на рис. 8.10, в.

8.5.5. Сопоставление теории ПШН с экспериментом было выполнено в работе [12], где было показано, что для геостационарной ($L \approx 6.6$) орбиты необходимые и достаточные условия развития ПН выполнены, если принять, что степень питч-угловой асимметрии ~ 1 , средняя энергия горячих электронов ~ 20 кэВ, циклотронная частота на экваторе ~ 30 кГц, концентрация холодной фоновой плазмы $1-2 \text{ см}^{-3}$, а в волокне $\sim 10 \text{ см}^{-3}$, коэффициент отражения от ионосферы $\sim 10^{-4}$. При этих условиях теория предсказывает временные параметры: длительность вспышки и длительность паузы ~ 0.4 и 8 с соответственно. (Предполагалось, что поперечный размер волокна ~ 400 км, скорость магнитного дрейфа горячих электронов ~ 8 км/с, отношение плотности горячей и холодной плазмы $\sim 10^{-3}$). Эксперимент дает длительность вспышки $1-5$ с и длительность паузы $2-20$ с. Оценка, согласно теории, характерных частот возбуждаемых КНЧ-волн при этом ~ 700 Гц при амплитуде $\sim 10^2$ рТ. Найденное значение соответствует максимальным амплитудам КНЧ-шипений, наблюдавшихся на спутнике ГЕОС-2. В соответствии с теорией спектр излучения на фазе вспышки смещается из КНЧ-диапазона в ОНЧ. Прямые данные о таком смещении во время пульсирующих сияний, по наблюдениям на спутниках, отсутствуют.

Рассмотренная теория качественно достаточно хорошо описывает многие экспериментальные свойства пульсирующих сияний (в частности, размер пульсирующего пятна, зависимость вероятности появления от MLT и широты, временная структура, пространственные перемещения пульсирующих пятен, распределение по энергии и питч-углам потоков высыпавшихся электронов в зависимости от фазы пульсации, корреляция с ОНЧ- и КНЧ-излучением и экваториальная локализация источника).

Л и т е р а т у р а к г л . 8

1. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. // Вопросы теории плазмы. М., 1980. Вып. 10. С. 88-163.
2. Гохберг М.Б., Казак Б.Н., Распопов О.М. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1970. Т. 10. С. 367-372.
3. Жулин И.А. Микровсплески тормозного рентгеновского излучения на субавроральных широтах. Препринт № 6738-73/ИЗМИРАН, М., 1973. 15 с.
4. Корнилов И.А., Хрушинский А.А., Лазутин Л.Л. и др. // Магнитосферные возмущения и процессы зоны полярных сияний. Апатиты, 1976. С. 66-72.
5. Лазутин Л.Л., Жулин И.А., Кобзев В.Г. и др. // Динамические процессы и структура авроральной магнитосферы. Апатиты, 1978. С. 96-106.
6. Распопов О.М., Черноус С.А., Ролдугин В.К., Похотелов О.А. Пульсирующие потоки частиц в магнитосфере и ионосфере. Л., 1978. 240 с.
7. Хрушинский А.А., Корнилов И.А., Жулин И.А. и др. // Динамические процессы и структура авроральной магнитосферы. Апатиты, 1978. С. 75-89.

8. Хрушинский А.А., Корнилов И.А. // Исследование высокоширотной ионосферы и магнитосферы Земли. Л., 1982. С. 125-132.
9. Тагиров В.Р., Трахтенгерц В.Ю., Черноус С.А. О природе пульсирующих пятен полярных сияний. I: Экспериментальные данные. Препринт ПГИ. Апатиты, 1986. 40 с.
10. Трахтенгерц В.Ю. Альвовские мазеры. // Нелинейные волны. М., 1983. С. 181-191.
11. Ролдугин В.К., Старков Г.В. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1970. Т. 10. С. 97-100.
12. Трахтенгерц В.Ю., Черноус С.А., Тагиров В.Р. О природе пульсирующих пятен полярных сияний. II: Теория. Препринт / ПГИ. Апатиты, 1986. 41 с.
13. Черноус С.А. // Геомагнитные исследования. М., 1977. № 21. С. 16-18.
14. Anderson K.A., Milton D.W. // J. Geophys. Res. 1964. Vol. 69. P. 4457-4463.
15. Anderson K.A., Chase K.M., Hudson H.S. et al. // J. Geophys. Res. 1966. Vol. 71. P. 4617-4629.
16. Barcus J.R., Rosenberg T.J. // J. Geophys. Res. 1966. Vol. 71. P. 803-823.
17. Beghin C., Cerisier J.C., Pauch J.L. et al. // International conf. on ARCAD-3 project / Ed. by CNES. Toulouse, 1984. P. 517-520.
18. Brown R.R., Barcus J.R. // J. Geophys. Res. 1965. Vol. 70. P. 2599-2612.
19. Brown N.B., Davis T.N., Hallinan T.J. et al. // Geophys. Res. Lett. 1976. Vol. 3. P. 403-404.
20. Bryant B.A., Cortier G.H., Bennett G. // J. Atmos. Terr. Phys. 1971. Vol. 33. P. 859-869.
21. Coroniti E.V., Kennel C.F. // J. Geophys. Res. 1970. Vol. 75. P. 1279-1289.
22. Cough M.P., Korth A. // Nature. 1982. Vol. 296. P. 253-254.
23. Davis T.N. // Space Sci. Rev. 1978. Vol. 22. P. 77-115.
24. Doolittle I.H., Carpenter D.L. // Geophys. Res. Lett. 1983. Vol. 10. P. 611-615.
25. Foster J.C., Rosenberg T.J. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 2183-2192.
26. Fujii R., Sato N., Fukunishi H. et al. // Abstracts of Polar geomagnetic phenomena. Moscow, 1986. P. 78.
27. Haugstad B.S. // J. Atmos. Terr. Phys. 1975. Vol. 37. P. 257-272.
28. Helliwell R.A. Whistlers and related ionospheric phenomena. Stanford University Press Stanford. California. 1965. 349 p.
29. Helliwell R.A., Mende S.B., Doolittle J.R. et al. // J. Geophys. Res. 1980. Vol. 85. P. 3376-3386.
30. Helliwell R.A., Crystea T.A. // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 7357-7371.

31. Khrushchinsky A.A., Kornilov I.A., Lazutin L.L. et al. // Ann. Geophys. 1982. Vol. 38. P. 481-486.
32. Khrushchinsky A.A., Kornilov I.A., Lazutin L.L. et al. // Achievements of the IMS. Proc. Int. Symp. Graz, Austria. 1984. P. 325-329.
33. Lampton M. // J. Geophys. Res. 1967. Vol. 72. P. 5817-5823.
34. Matsumoto H., Omura Y. // Geophys. Res. Lett. 1983. Vol. 10. P. 607-610.
35. McEwen D.J., Bryant P.A. // J. Atmos. Terr. Phys. 1978. Vol. 40. P. 871-875.
36. Nakano C.H., Imhof W.L. // Thesis. IAGA IAMAP, Joint Assembly. Seattle, USA. 1977. P. 180.
37. Nakano C.H., Imhof W.L., Reagan J.B. // Geomagn. Geoelectr. 1978. Vol. 30. P. 347-351.
38. Nishihara R., Hasehawa A., McLenan C.G. et al. // Planet. Space Sci. 1972. Vol. 20. P. 747-759.
39. Nunn D. // Planet. Space Sci. 1974. Vol. 22. P. 349-378.
40. Oguti T. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 1782-1785.
41. Oguti T., Meek J.H., Hayashi K. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 2295-2303.
42. Oliven M.N., Venkatesan D., McCracken K.G. // J. Geophys. Res. 1968. Vol. 73. P. 2345-2353.
43. Parks G.K. // J. Geophys. Res. 1967. Vol. 72. P. 215-226.
44. Roeder J.L., Benbrook J.R., Bering E.A. et al. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 10975-10982.
45. Rosenberg T.J., Helliwell R.A., Katsufurakis J.P. // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. P. 8445-8452.
46. Rosenberg T.J., Marthinsen K., Holtet J.A. et al. // J. Geomagn. Geoelectr. 1978. Vol. 30. P. 355-357.
47. Rosenberg T.J., Siren J.C., Matthews D.L. et al. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 5819-5832.
48. Roux A., Pellat R. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83. P. 1433-1441.
49. Scourfield M.W.J., Keys J.G., Nielsen E. et al. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 7983-7988.
50. Scourfield M.W.J., Parsons N.R. // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. P. 4518-4525.
51. Smith M.J., Bryant D.A., Edwards T. // J. Atmos. Terr. Phys. 1980. Vol. 42. P. 167-178.
52. Sorensen T., Bjordal J., Trefall H. // J. Atmos. Terr. Phys. 1973. Vol. 35. P. 961-970.

53. S t e n b a e k - N i e l s e n H.C., W e s t c o t t E.M., D a v i s T.N. et al. // Antarctic Journal of the U.S. 1973. Vol. 8. P. 276-280.
54. T h o m a s R.W., R o t h w e l l P.A. // J. Atmos. Terr. Phys. 1979. Vol. 41. P. 1179-1185.
55. T r e f a l l H.J., B j o r d a l W.E., U l l a l a n d S.L. // J. Atmos. Terr. Phys. 1966. Vol. 28. P. 225-235.
56. T r e f a l l H.J., W i l l i a m s D.J. // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84. P. 2725-2736.
57. T s u r u d a K., M a c h i d a S., O g u t i T. et al. // Can. J. Phys. 1981. Vol. 59. P. 1042-1047.
58. V i e r e c k R.A., S t e n b a e k - N i e l s e n H.C. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 11035-11044.
59. W h a l e n B.A., M i l l e r J.R., M c D i a r m i d I.B. // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. P. 978-987.
60. W i n c k l e r J.R., B h a v s a r P.D., A n - d e r s e n K.A. // J. Geophys. Res. 1962. Vol. 67. P. 3717-3727.
61. Y a m a g i s h i H., O n o T., F u k u n i s h i H. et al. // Summary report Sweden and Norway. 1980-1982 / Ed. by H. Fukunishi, H. Miyaoka. Tokyo, 1984. P. 420-425.

9.1. Регулярные пульсации Pc5 и Pg

9.1.1. Введение. В классе регулярных пульсаций только два типа пульсаций тесно связаны с развитием авроральных возмущений: Pc5 и гигантские пульсации (Pg). К Pc5-пульсациям относятся колебания с периодами 150–600 с. Амплитуда пульсаций в области максимума достигает сотен нанотесл. Pg имеют средний период ~ 100 с, т.е. принадлежат к Pc4-пульсациям. Эти пульсации довольно редки и представляют собой почти монохроматические колебания с характерной модуляцией амплитуды, достигающей нескольких десятков нанотесл.

9.1.2. Морфологические особенности Pc5 пульсаций. Результаты исследования Pc5 до 1975 г. приведены в [6]. Максимум амплитуды Pc5 наблюдается в авроральной зоне и смещается к экватору при увеличении магнитной активности. В суточном распределении частоты появления Pc5 наблюдаются два максимума: утренний и вечерний. Поляризация пульсаций эллиптическая, с выраженной пространственной структурой. В утреннем секторе к полюсу от максимума явления вращение горизонтального вектора по часовой стрелке; оно меняется на противоположное с экваториальной стороны за счет смены знака H -компоненты пульсаций. В долготном направлении вращение вектора меняется вблизи полудня; таким образом, поляризация в вечернем секторе является зеркальным отражением поляризации утренних Pc5. Период пульсаций зависит от широты их максимума, что свидетельствует о их резонансной природе. Колебания одновременно наблюдаются в магнитосопреженных точках, причем направления вращения горизонтального вектора в обоих полушариях совпадают, если смотреть в направлении магнитного поля.

Распространение фазы Pc5-пульсаций в утреннем секторе на запад, а в вечернем – на восток. Азимутальное волновое число Pc5 линейно зависит от частоты колебаний: $m = 0.26 + (1.4 \pm 0.4) f$, где f – частота, МГц [32].

9.1.3. Связь Pc5-пульсаций с суббурей. В [38] обнаружена корреляция между амплитудой утренних Pc5 и интенсивностью суббури. Пульсации наблюдаются на Земле в момент увеличения потока энергичных электронов, регистрируемых в магнитосфере. Начало пульсаций на более восточной станции задержано относительно начала на западной. Генерация Pc5 связывалась с неустойчивостью дрейфующих плазменных неоднородностей, инжектированных во время суббури.

Согласно [41], возникновение суббури в полуночном секторе вызывает изменение периода пульсаций в полуденные часы, где пульсации Pc5 сменяются более высокочастотными колебаниями – Pc4 и даже Pc3. В то же время в утреннем секторе интенсивность Pc5 увеличивается.

В [17] показано, что в отдельных случаях увеличению амплитуды Pc5 в утреннем секторе соответствует дуг $P_i 2$ в полуночном.

Однако такое соответствие наблюдается не всегда. Усиление утренних РС5-пульсаций по данным [41] происходит во время суббурь, связанных с поворотом B_z -компоненты ММП к северу.

9.1.4. Ионосферные электрические поля и продольные токи, связанные с РС5-пульсациями. Большое число работ посвящено изучению РС5-пульсаций по данным двухрадарной установки STARE (метод измерения электрического поля в ионосфере и описание установки см. в разд. 7.8). Основные результаты и библиографию по этому вопросу можно найти в обзоре [10]. Пульсации электрического поля имеют большую амплитуду в северо-южной ($N-S$) компоненте. Период колебаний не зависит от широты. Частота появления максимальна в утренние и вечерние часы. Поляризация пульсаций эллиптическая, направление вращения вектора меняется в области максимальной ионизированности, где происходит изменение фазы колебаний $N-S$ -компоненты на 180° . Азимутальные вариации амплитуды и фазы пульсаций не велики.

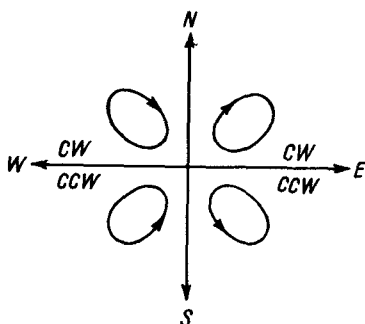
Продольные токи в области максимума РС5-пульсаций измерялись спутником TRIAD [37]. Наблюдаемые на спутнике магнитные возмущения подобны вызываемым продольными токами зон 1 и 2. Однако направление токов, связанных с РС5, в момент пролета спутника противоположно тому, которое имеет система продольных токов в утреннем секторе. Продольные токи, втекающий и вытекающий, разнесены по широте на $\sim 2^\circ$. Сопоставление с пульсациями в электрическом поле позволило сделать вывод, что РС5-пульсации обусловлены резонансом тороидальной моды колебаний магнитосферы.

9.1.5. РС5 в магнитосфере и на Земле. Вариации потоков энергичных частиц в диапазоне РС5 и одновременные пульсации магнитного поля на геостационарной орбите изучались в [23]. В течение года на спутнике GEOS-2 было обнаружено 54 таких события, все они происходили в магнитовозмущенный период. Магнитные пульсации наблюдались главным образом в радиальной и продольной компонентах. Поток энергичных ионов модулирован таким образом, что его максимум наблюдается в то время, когда суммарное магнитное поле имеет минимальную величину. Модуляция потоков энергичных электронов наблюдалась как в фазе с протоионами (29 случаев), так и в противофазе (20 случаев); в пяти случаях наблюдался переход от первого случая ко второму. Сифазные события имеют больший период, дольше длятся, частота их появления максимальна вблизи полудня, противофазные события наблюдаются в вечернем секторе.

Для синфазных событий максимальные вариации потоков электронов и ионов наблюдаются для частиц с питч-углами, близкими к 90° . Противофазные события характеризуются распределением электронов типа бабочки с минимумом на питч-угле 90° . В течение периода пульсаций этот минимум углубляется по мере увеличения потока ионов и возвращается к первоначальному значению с его уменьшением. Наблюдаемые вариации потоков частиц объясняются в рамках дрейфово-зеркальной неустойчивости плазмы с высоким отношением газового давления к магнитному.

Рис. 9.1. Схема поляризации пульсаций P_g в области максимума амплитуды.

Показаны наклоны главных осей эллипса поляризации и направление вращения горизонтальных векторов пульсаций; CW – по часовой стрелке, CCW – против [16].



В [17] представлен случай соответствия цуга $Pc5$ и наблюдаемого на спутниках ISEE, пересекавших границу магнитосферы, явления типа FTE (flux transfer event) – локального импульсного пересоединения на магнитопаузе. Одновременно с наземными пульсациями на спутниках регистрируются колебания границы магнитосферы.

9.1.6. Механизмы генерации $Pc5$ -пульсаций. Представление о механизмах генерации $Pc5$ -пульсаций можно составить по [17]. Одним из наиболее популярных механизмов является неустойчивость Кельвина-Гельмгольца на магнитопаузе. Генерируемая поверхностная волна возбуждает внутри магнитосферы тороидальные колебания на L -оболочках, для которых выполняются резонансные условия. Теория позволяет объяснить наблюдаемое распределение поляризации и распространение фазы пульсаций в азимутальном направлении. К колебаниям магнитопаузы может также привести локальное импульсное пересоединение.

Влияние на генерацию $Pc5$ ММП, контролирующего магнитосферную конвекцию, позволяет предположить, что пульсации генерируются в магнитосфере [41]. Предложено перенести область развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на границу, разделяющую пограничный и плазменный слой.

Неустойчивости дрейфующей неоднородной плазмы также могут вызвать генерацию $Pc5$. Например, дрейфово-зеркальная неустойчивость [23].

9.1.7. P_g -пульсации. Эти пульсации наблюдаются в утренние часы и имеют максимум амплитуды в авроральной зоне. Горизонтальный вектор пульсаций в области полярного максимума явления вращается по часовой стрелке, экваториальное – против часовой стрелки. В сопряженных точках вращение вектора одинаковое, если смотреть в направлении магнитного поля. Направление распространения фазы P_g – на запад. Зависимость азимутального волнового числа от частоты пульсаций аналогична зависимости, приведенной для $Pc5$ -пульсаций. Обсуждение этих свойств P_g -пульсаций можно найти в [16] и цитируемых там работах.

9.1.8. Токовая система и поляризация P_g . В [16] изучалось событие P_g -пульсаций по данным двумерного массива магнито-

метров. Возмущение было сильно локализовано как в меридиональном, так и в азимутальном направлениях. Совокупность векторов эквивалентного ионосферного тока для события P_g образует токовый вихрь, меняющий направление с периодом пульсаций. Возможно, что к востоку располагался второй вихрь, пульсирующий в противофазе с первым. Такая система эквивалентных токов может быть связана с парой пульсирующих продольных токов, разнесенных по долготе.

В поляризации P_g , кроме уже указанной особенности – смены направления вращения горизонтального вектора на широте максимума амплитуды явления – наблюдается существование четырех квадрантов, характеризующихся различным наклоном главной оси эллипса поляризации (рис. 9.1). Отмечается также, что максимум амплитуды пульсаций смещается на запад со скоростью ~ 0.2 км/с.

9.1.9. P_g -пульсации в магнитосфере и на Земле. Изучение потоков энергичных частиц и вариаций магнитного поля по данным геостационарного спутника ATS-6 и наземных наблюдений проводилось в [20]. Раскачка колебаний на спутнике в продольной магнитной компоненте происходит одновременно с началом пульсаций на Земле. В поперечных компонентах амплитуда пульсаций значительно меньше, чем в продольной. Пульсации на спутнике длятся около 1 ч, а по наземным данным продолжительность события дольше 2 ч.

С началом магнитных пульсаций возрастает поток электронов с энергией 32–51 кэВ, направленный вдоль магнитного поля. Примерно через 5 мин максимум в пичч-угловом распределении электронов приходится на 90° -ные частицы ($E = 32\text{--}51$ кэВ).

Поток электронов с пичч-углом 90° был промодулированным с периодом магнитных пульсаций. Поток электронов в диапазоне энергий 150–214 кэВ не менялся во время этого события. Фазовый сдвиг между пульсациями потока электронов и продольной компонентой магнитных пульсаций был довольно устойчив и составлял $\sim 100^\circ$.

Усиление потоков протонов различных энергий запаздывает относительно электронов. Сначала регистрируются наиболее энергичные протоны, затем их энергия уменьшается. Фазовые соотношения между магнитными пульсациями и вариациями энергичных протонов сложны, они различаются даже для частиц одного энергетического диапазона в различные моменты времени. По дисперсии скоростей протонов определено местоположение их источника ~ 10 ч MLT.

9.1.10. Пульсации P_g и пульсирующие потоки высыпющихся электронов. Связанные с магнитными пульсациями P_g квазипериодические вариации яркости сияний обнаружены в [7]. Пульсирующие сияния наблюдались в Лопарской. Наблюдаемые там же магнитные пульсации были линейно поляризованы, амплитуда P_g в D-компоненте достигала 50 нТл. В Апатитах (южнее на ~ 100 км) пульсации сияний не регистрировались, а поляризация магнитных пульсаций была эллиптической.

Похожий пример модулированных высыпаний энергичных электронов в обл. Сайпп ($L \approx 4$) и в сопряженной точке во время события утренних Pc4 приведен в [25]. Интервал наблюдения Pc4 составляет всего 5 мин, и по классическим признакам эти пульсации нельзя

отности к P_g . Линейно поляризованные магнитные пульсации сопровождалась пульсациями риометрического поглощения, а в сопряженной области на дрейфующем аэростате регистрировались пульсации тормозного рентгеновского излучения.

9.2. Иррегулярные пульсации P_{i1}

9.2.1. Типы пульсаций P_{i1} . В диапазоне P_{i1} ($T < 45$ с) наблюдается несколько типов пульсаций. Мы остановимся на двух из них: P_{iC} и P_{i1B} (Sip). Генерация этих пульсаций связана с развитием суббури.

Максимум частоты появления P_{iC} наблюдается в утреннем секторе. Эти пульсации не имеют выраженной синусоидальной формы. Обычно магнитограмма P_{iC} представляет собой последовательность асимметричных импульсов, длительность события P_{iC} до 1 ч.

Генерация P_{i1B} -пульсаций происходит в момент брейкапа, что позволяет использовать их в качестве диагностического параметра при изучении суббури. На монограммах пульсации P_{iB} имеют вид широкополосного всплеска длительностью 1–2 мин.

9.2.2. Пульсации P_{iC} , их связь с пульсирующими пятнами. Яркой особенностью P_{iC} -пульсаций является их связь с пульсирующими авроральными пятнами. Корреляция этих явлений неустойчива, в отдельных случаях наблюдается детальное соответствие магнитных пульсаций и вариаций интенсивности свечения, регистрируемого фотометром [15].

В [31] использовалась телевизионная установка с широкоугольным объективом, которая регистрировала сияния в секторе размером 350–450 км. Этот сектор был разбит на 35 ячеек, в каждой определялась относительная интенсивность сияний. В предположении линейной зависимости между H - и D -компонентами магнитных пульсаций и вариациями интенсивности сияний для каждой ячейки определялись коэффициенты этой зависимости. Хотя физический смысл этих коэффициентов не ясен, они остаются устойчивыми в течение длительного интервала времени (до 37 мин), но меняются от события к событию.

9.2.3. Токовая система пульсаций P_{iC} . Зная магнитные возмущения от пятен, расположенных в разных частях неба, можно попытаться решить задачу нахождения системы эквивалентных токов пятна [31]. Система эквивалентных токов пятна имеет вид двойного вихря, фокусы которого смещены от центра пульсирующего пятна на 120 км при радиусе пятна 50 км. Угол между линией, соединяющей центры вихрей, и фоновым электрическим полем, определяемым по направлению дрейфа пятен, составляет $\sim 60^\circ$.

Подобные возмущения возникают при изменении проводимости в ионосфере в присутствии электрического поля. Эта задача ранее была решена в [28]. В [31] делается попытка найти систему токов пятна повышенной проводимости, синтезируя ее из двух: первая – чисто ионосферные токи, возникающие в отсутствии проводимости вдоль магнитного поля, вторая – система трехмерных токов,

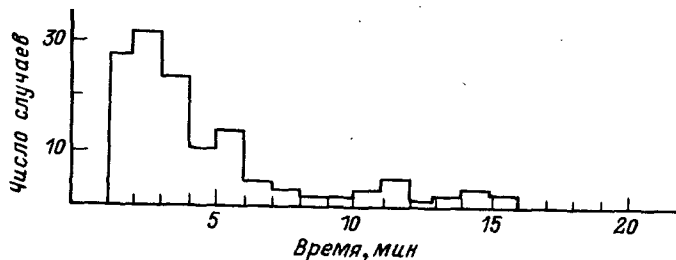


Рис. 9.2. Вероятность встречаемости временных интервалов между последовательными всплесками $Pi1B$ [14].

в предположении нулевой проводимости ионосферы вне пятна. Относительная интенсивность двух систем подбиралась таким образом, чтобы получить наилучшее согласие с моделью магнитных возмущений пульсирующего пятна.

В [26] по измерениям скоростей дрейфа ионосферных неоднородностей с помощью радара оценивались электрические поля в ионосфере. Получено хорошее соответствие между компонентами PiC -пульсаций электрического поля в ионосфере и магнитного поля на поверхности Земли, направленными вдоль луча радара. Тем не менее кажется недостаточно обоснованным сделанный на этом основании вывод, что в геомагнитные пульсации PiC основной вклад вносит падающая из магнитосферы гидромагнитная волна. Отметим в этой связи, что в магнитосфере возмущения, подобные PiC не наблюдаются [36].

9.2.4. Пульсации $Pi1B$, связь с брейкапом. Сопоставление этих пульсаций с развитием явлений во время взрывной фазы суббури содержится в [19].

В [14] исследуется вопрос об использовании $Pi1B$ для диагностики брейкапа. Использование данных с хорошим временным разрешением позволило выявить временной интервал между последовательными интенсификациями (рис. 9.2). Видно, что наиболее часто генерация $Pi1B$ происходит с временным интервалом меньше 3 мин. В момент генераций $Pi1B$ происходят резкие изменения в амплитуде и фазе пульсаций $Pi2$, а также образование или угасание дискретных форм сияний.

Пространственное распределение амплитуды $Pi1B$ изучалось в [8]. Максимальная интенсивность пульсаций наблюдается вблизи активных сияний. В ходе развития суббури происходит синхронное движение к полюсу сияний и максимума амплитуды $Pi1B$.

Изучение связи $Pi1B$ активности с развитием токовой системы брейкапа проводилось в [13] с использованием данных двумерного массива магнитометров. Было обнаружено, что усиление вытекающего из ионосферы тока в области формирующегося изгиба сияний (WTS) приводит к генерации $Pi1B$.

Т а б л и ц а 9.1

Параметры трубок продольного тока, ответственных за пульсации P_{i1}

Параметр	Значения на геостационарной орбите			Значения на земной поверхности		
	min	max	среднее	min	max	среднее
Радиус трубки, км	20	900	215	1	40	10
Плотность тока в трубке, мкА/м ²	$6 \cdot 10^{-3}$	0.3	$8 \cdot 10^{-2}$	3	150	40
Скорость трубки, км/с	15	170	70	1	10	4.5

9.2.5. Пульсации P_{i1B} и вариации интенсивности аврорального свечения. Изучение вариаций интенсивности сияний и сопоставление их с магнитными пульсациями проводилось в [5]. Были использованы данные телевизионной (TV) съемки сияний широкоугольным объективом и финской цепочки магнитометров: Кево ($L \approx 6$), Соданкюла ($L \approx 5.1$), Оулу ($L \approx 4.3$). Для изучения выбирались брейкапы в полярных сияниях, локализованные в поле зрения TV-установки. Интенсивность сияний оцифровывалась при помощи телевизионного фотометра в нескольких точках через 1 с.

Коэффициенты корреляции вариаций в соседних точках, расстояние между которыми ~ 25 км, в диапазоне P_{i1} составляют ~ 0.2 и быстро уменьшаются с увеличением расстояния. Был сделан вывод об отсутствии синфазных пульсаций в потоке высылающихся электронов в диапазоне P_{i1} . Несмотря на то что дуга как целое не пульсирует, неоднородности свечения, появляющиеся, перемещающиеся вдоль дуги и исчезающие, создают вариации свечения с периодами 1–45 с.

Предполагалось, что неоднородности свечения связаны с неоднородностями высылающихся электронов, которые создают вытекающий продольный ток. Проводилось моделирование магнитных возмущений в диапазоне P_{i1} , проводимость ионосферы считалась однородной, а продольный ток – пропорциональным яркости сияний. Коэффициенты корреляции рассчитанных пульсаций с наблюдаемыми лежат в интервале 0.6–0.8. Если учесть значительное удаление пунктов регистрации пульсаций от области развития брейкапа, а также упрощенное представление об ионосферной проводимости, то результаты вполне удовлетворительны.

9.2.6. Наблюдения P_{i1B} в магнитосфере. В магнитосфере, на геостационарной орбите, наблюдаются магнитные возмущения, подобные пульсациям P_{i1B} на земной поверхности [39]. Всплески пульсаций наблюдаются в моменты брейкапа, определяемые по наземным данным. Высокочастотная часть спектра пульсаций превышает гирочастоту протонов, что означает невозможность связать их генерацию с ионно-циклотронной неустойчивостью. Для интерпретации отбирались

события, происходящие в момент брейкапа, а для того чтобы устранить эффекты, связанные с временными изменениями, длительность импульса не превышала 2 с.

Показано, что магнитные возмущения, связанные с широкополосным всплеском, являются движущимися преимущественно на восток трубками продольного тока. В табл. 9.1 приведены параметры трубок. Сравнение средних значений параметров трубок в проекции на ионосферу с характеристиками тока, вытекающего из ионосферы в области WTS [12], показывает, что радиус трубки меньше масштаба тока, а плотность тока в трубке и ее скорость больше. Это подтверждает возможность существования неоднородностей внутри продольного тока, ответственных за $Pi1B$ -пульсации.

9.3. Геомагнитные пульсации $Pi2$

9.3.1. Введение. Одним из важнейших свойств $Pi2$ пульсаций, часто используемым при изучении процессов в авроральной зоне, является их взаимнооднозначное соответствие взрывной фазе суббури [43]. Эта и другие особенности $Pi2$ подробно обсуждаются в обзорах [6, 19]. Максимум амплитуды $Pi2$ и частоты их появления наблюдается в полуночном секторе авроральной зоны. Пульсации $Pi2$ связаны с интенсификацией сияний, ионосферными и продольными токами, высыпаниями энергичных электронов и другими процессами, происходящими во время брейкапа. Они также демонстрируют свойства, характерные для $Pc5$ - и Pg -пульсаций: сопряженность, смена поляризации в максимуме амплитуды.

9.3.2. Локализация максимума амплитуды $Pi2$. Тесная связь $Pi2$ -пульсаций с брейкапом предполагает, что их источник приурочен к трубками геомагнитного поля, в которых происходит активизация авроральных явлений. В [8] показано, что максимум в меридиональном распределении амплитуды пульсаций наблюдается в области, занятой яркими сияниями.

Сопоставление двумерного распределения амплитуды и сияний показало, что максимум амплитуды $Pi2$ весьма локализован не только в меридиональном, но и в долготном направлении. Он приурочен к ярким сияниям, образующим авроральную выпуклость. В момент вспышек новых дуг на полярном фронте авроральной выпуклости максимум амплитуды резко смещается к полюсу (рис. 9.3 [9]).

Пример наблюдения локализованного по долготе максимума $Pi2$ в вечернем секторе, во время развития брейкапа в полуночном, приведен в [27]. Предполагается, что этот максимум связан с резонансным усилением волны, распространяющихся от источника $Pi2$ -пульсаций.

Другая интерпретация предполагает существование вдоль авроральной зоны нескольких максимумов $Pi2$ [2]. Каждый максимум связан с мелкомасштабной волной яркости (WTS) на дуге сияний. Два разнесенных по долготе максимума в распространении амплитуды $Pi2$ наблюдались в [35]. Основной – в области локализации

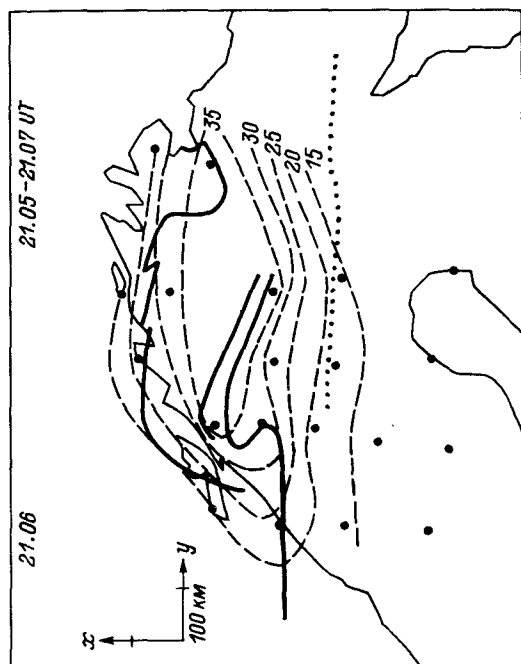
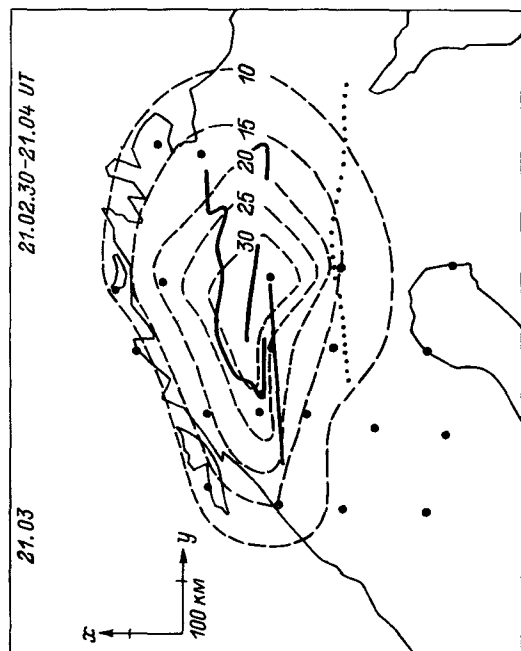


Рис. 9.3. Изолинии амплитуды R_2 -пульсаций (пунктирные линии) и распределение сияний (сплошные линии) для двух последовательных авроральных активизаций. Над рисунком показаны моменты времени, для которых строились распределение сияний, и интервал, за который определялась амплитуда R_2 [3].

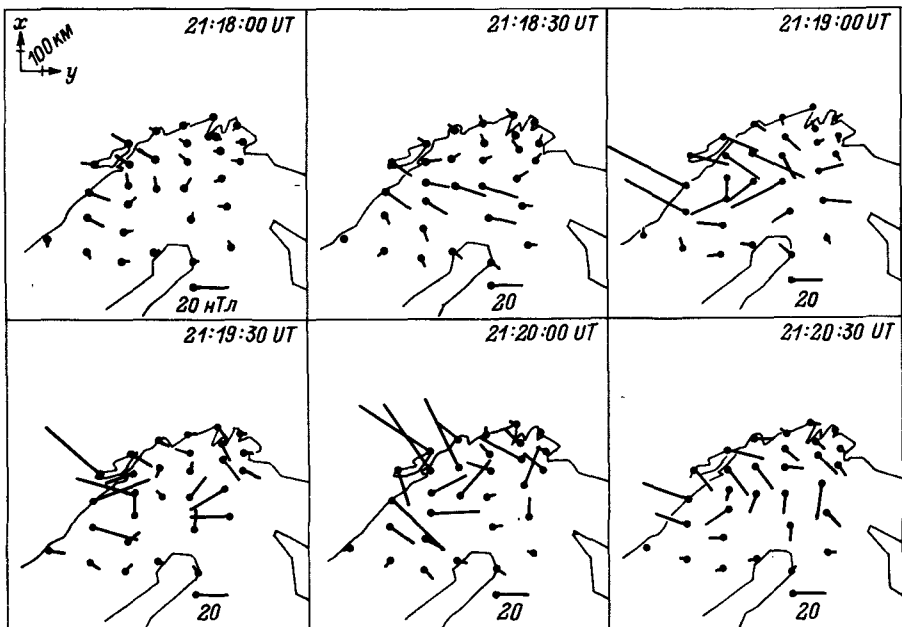


Рис. 9.4. Векторы эквивалентных токов $Pi2$ -пульсаций для события 15.02.77 [34].

брейкапа – располагался западнее менее интенсивного максимума. Амплитуда $Pi2$ -пульсаций во время уярчения сияний синхронно меняется в области обоих максимумов.

9.3.3. Токовая система $Pi2$ -пульсаций. Описание магнитных возмущений на языке токовых систем широко используется при исследованиях пульсаций. Основным элементом токовой системы $Pi2$ [44] является вытекающий из ионосферы ток, связанный с высыпанием электронов в начале брейкапа. Этот ток, протяженный в долготном направлении, замыкается через ионосферу на продольные токи, втекающие в ионосферу на экваториальной и полярной границах авроральной зоны. Электрическое поле направлено вдоль меридиана, а ионосферные токи, благодаря тому, что холловская проводимость много больше пердерсеновской текут в западном направлении полярнее уярчившейся дуги и в восточном – экваториальнее ее. Магнитное возмущение создается как продольными токами, так и токами электроджетов. Периодичность процесса связана с отражением импульса продольного тока от сопряженных ионосфер [44].

Другой вид токовой системы получен в [34]. По данным двумерного массива магнитометров было построено мгновенное распределение векторов эквивалентного тока (векторов магнитного возмущения, повернутых на 90° по часовой стрелке). На рис. 9.4. приведена последовательность эквивалентных токовых систем для собы-

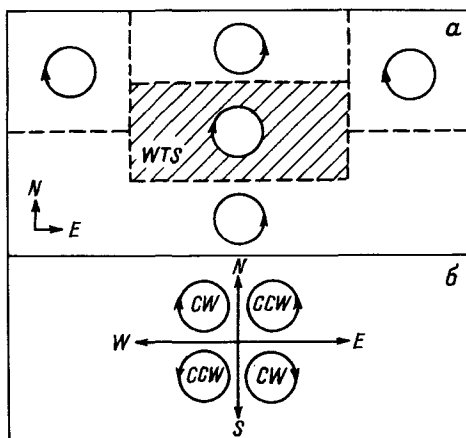


Рис. 9.5. Схема распределения поляризации пульсаций $Pi2$.

а – по результатам [45], заштрихована область WTS; б – по результатам [34].

тия 15.02.77. Вихрь тока, меняющий знак через полпериода пульсаций, может быть проинтерпретирован как токи Холла вокруг локализованного пульсирующего продольного тока.

Отметим, что для этого события в [12] моделировалась система продольных токов, связанная с авроральным брейкапом. Сопоставление области локализации продольного тока и центра вихря токовой системы пульсаций показывает их примерное совпадение.

Отметим также, что в [46] считается, что токовые системы брейкапа и $Pi2$ совпадают в начале брейкапа, в то время как в [34] подчеркивается, что максимумы этих систем разнесены по долготе на ~ 300 км. По-видимому, особую роль в генерации $Pi2$ -пульсаций играет именно вытекающий продольный ток, приуроченный к западному краю ярких сияний.

9.3.4. Поляризация $Pi2$ -пульсаций. Изучение поляризации $Pi2$ в авроральной зоне по данным станций южного полушария проводилось в [24]. Распределение поляризации строилось по большому числу событий в зависимости от местного времени и местоположения станции относительно широты брейкапа. Был сделан вывод, что поляризация $Pi2$ меняется вдоль меридиана на широте брейкапа и в долготном направлении приблизительно в 22 часа MLT, причем правополяризованные пульсации наблюдаются в вечернем секторе полярнее широты брейкапа, в утреннем – экваториальнее [24].

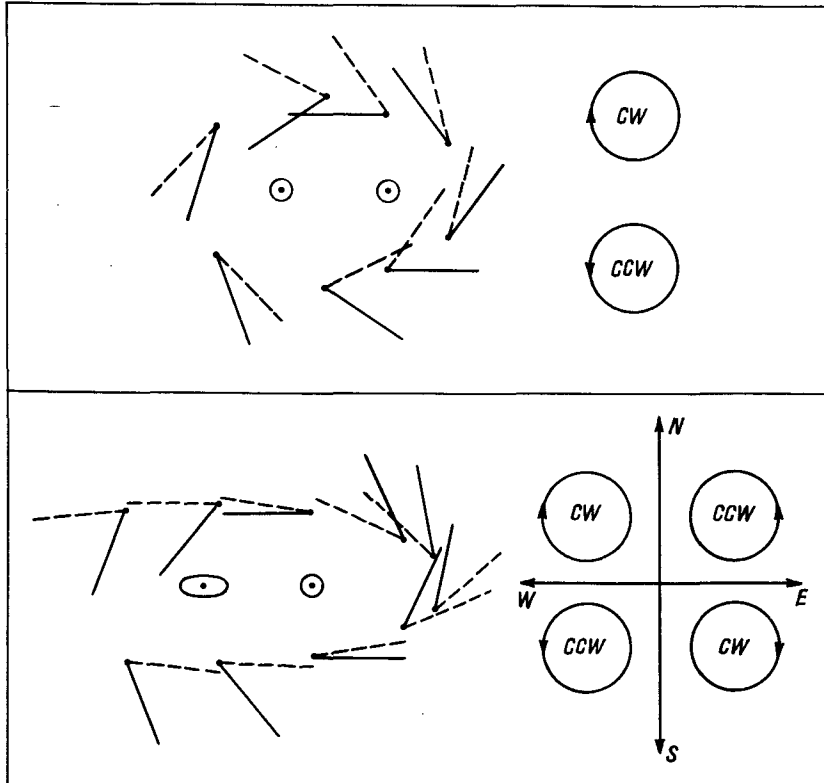


Рис. 9.6. Поляризация пульсаций, связанная с движением их токовой системы [34].

Слева показана система эквивалентных токов для двух последовательных моментов времени, справа – направления вращения горизонтального вектора пульсаций; *CW* – по часовой стрелке, *CCW* – против.

Более сложная картина получена в [45] по 32 случаям $Pi2$. Распределение строилось в системе координат токового клина суббури (разд. 11.3). Схематически поляризация $Pi2$ показана на рис. 9.5. Интересно отметить, что этот экспериментальный результат был предсказан моделированием поляризации $Pi2$ [44] (разд. 9.3.5).

Поляризация $Pi2$ -пульсаций на примере нескольких авроральных активизаций построена по данным двумерного массива магнитометров [34]. Кроме смены поляризации в меридиональном направлении в максимуме $Pi2$ было получено, что поляризация пульсаций меняется в долготном направлении вблизи западного края авроральной выпуклости. Схематический результат работы [34] представлен на рис. 9.6. Эта «мгновенная» картина совпадает со статистическим распределением поляризации [24].

9.3.5. Возможное объяснение наблюдаемых закономерностей. Уже отмечалось, что поляризация, представленная на рис. 9.5, первоначально была получена по модели [44]. Это тем более удивительно, что модель и ее дальнейшее развитие содержит ряд ошибочных положений. Укажем на одно из них, лежащее в основе рассуждений. Описание токовой системы $Pi2$ по [44] см. в разд. 9.3.4. Электрическое поле, связанное с возмущением (вытекающим продольным током), считается направленным в меридиональном направлении. Это объясняется большим долготным масштабом $Pi2$ -пульсаций. Однако при моделировании начальное возмущение считается либо периодическим [44], либо очень локальным [46]. Это приводит к появлению азимутальной составляющей электрического поля, и система ионосферных токов, а вместе с ней и поляризация $Pi2$ непредсказуемо (по крайней мере значительно по сравнению с ожиданием авто-ров) изменяются.

Основные идеи относительно поляризации $Pi2$ -пульсаций в [4, 34] связаны с предположением о движении источника пульсаций в азимутальном направлении. На рис. 9.7 показана качественная картина поляризации, которая должна наблюдаться при движении токовой системы пульсаций (верхняя часть) и при движении с вытягиванием в долготном направлении (нижняя часть). Направление вращения в обоих случаях должно соответствовать направлению вектора пространственных вариаций (от сплошного вектора к пунктирному), эллипс получается благодаря колебаниям токовой системы. В [4] приведены оценки ожидаемой степени эллиптичности годографа электрического поля пульсаций в ионосфере в зависимости от скорости движения источника и расстояния до него. Рассмотрено также влияние движения источника пульсаций на их спектральный состав. Связанная с движением модуляция амплитуды пульсаций приводит к расщеплению спектра и появлению двух максимумов на частотах выше и ниже частоты источника. Вблизи движущегося источника в области низких частот спектр пульсаций в разных составляющих может различаться.

9.3.6. Пульсации $Pi2$ в магнитосфере. Сопоставление долготных размеров $Pi2$ в магнитосфере и на Земле проводилось в [47]. Долготные размеры цепочки среднеширотных станций составляют $\sim 60^\circ$, а расстояние между двумя геостационарными спутниками, расположенными в том же секторе, $\sim 30^\circ$. Зачастую, когда $Pi2$ регистрировались всеми магнитометрами, они отмечены только на одном спутнике, расположенном ближе к полуночному меридиану.

Другой особенностью пульсаций $Pi2$ является относительно редкая их регистрация на геостационарном спутнике при низкой магнитной активности, хотя на наземных записях они присутствуют. С увеличением K_p вероятность регистрации $Pi2$ на геостационарной орбите возрастает.

Большие долготные размеры области регистрации $Pi2$ в ионосфере средних широт по сравнению с магнитосферой в [47] объясняются распространением в азимутальном направлении поверхностной волны на плазмопаузе.

21-22.10.79

ЛОПАРСКАЯ

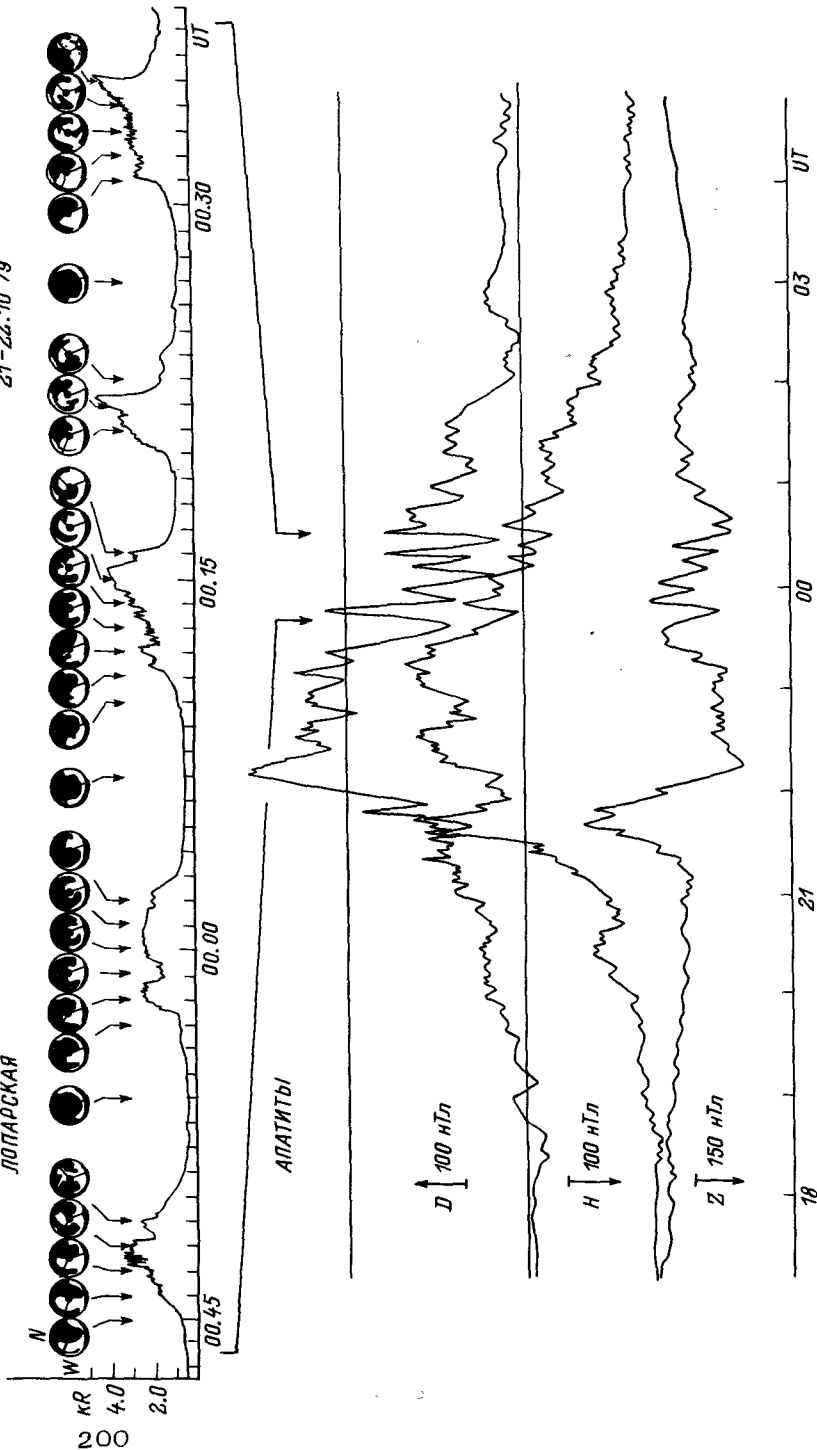


Рис. 9.7. Дрейф системы из пяти факелов через зенит ст. Лопарская (данные камер полного обзора неба и фотометра, эмиссия 557.7 нм - в верхней части) и сопутствующий пуг пульсаций РЭВ (внизу) [48].

9.4. Геомагнитные пульсации P₅₆

9.4.1. Введение. Пульсации геомагнитного поля P₅₆, связанные с восстановительной фазой интенсивных суббурь, имеют амплитуду до нескольких сотен нанотесл, а период в диапазоне от 5 до 40 мин. Колебания наилучшим образом проявляются в D- и Z-компонентах. Для объяснения подобных возмущений необходим ток меридионального направления. Это позволило предположить, что за P₅₆-пульсации ответствен „змееобразный” или „меандрирующий” западный электроджет [42]. Дрейф мимо магнитометра периодической в пространстве токовой системы создает наблюдаемые вариации.

Суточный ход частоты появления имеет четкий максимум в утренние часы вблизи 05 ч MLT [40]. Однако P₅₆-пульсации встречаются и в вечерние часы [21, 22]. Утренние и вечерние P₅₆ связаны с авроральными структурами. В утреннем секторе эти явления сопровождаются факельными структурами (разд. 6.5), в вечернем – распространяющимися к западу изгибами. Поскольку пока неясно, имеют ли эти авроральные формы единую природу, рассмотрим отдельно P₅₆-пульсации в утреннем и вечернем секторах.

9.4.2. Утренние P₅₆-явления. Токовые системы. В [21] предложена трехмерная токовая система P₅₆-пульсаций, представляющая собой последовательность дрейфующих на восток пар продольных токов различного направления. Эти токи разнесены по широте и замыкаются в ионосфере током меридионального направления. Альтернативой является токовая система, предложенная в [18]. Она основана на обнаруженной авторами периодической в пространстве системе вихрей эквивалентного тока, дрейфующих относительно наблюдателя. Токовый вихрь может быть связан с локализованным продольным током, втекающим (вытекающим) в его центре (см. также разд. 9.3.3). В [29] локализация продольных токов во время P₅₆-события, определенных по дивергенции ионосферного электрического поля, измеряемого системой радаров STARE, и ее сравнение с магнитными возмущениями дают хорошее совпадение с моделью [18].

Количественное подтверждение этой модели получено в [33]. Входные параметры модели (распределение ионосферной проводимости, интенсивность продольных токов) варьировались при измеряемом распределении электрических полей до получения наилучшего соответствия рассчитанных магнитных возмущений с наблюдаемыми. Вихрь эквивалентного тока вокруг мест втекания и вытекания продольных токов создается как токами Холла, так и педерсеновскими и продольными токами. Их относительный вклад зависит от степени неоднородности проводимости ионосферы. Суперпозиция токовых вихрей и западного электроджета дает эквивалентный „меандрирующий” ток.

9.4.3. Утренние P₅₆ и факельные структуры полярных сияний. В [42] указано на возможную связь утренних P₅₆ с крупномасштабными волнообразными деформациями северной кромки диффузных полярных сияний – факельными структурами. Одновременная регистра-

ция Р56-пульсаций двухмерной сетью магнитометров в Скандинавии и сияний камерами полного обзора неба проводилась в [11].

Соответствие магнитных возмущений и дрейфующих на восток факельных структур показано на рис. 9.7 на примере события 21-22.10.79. Этот случай Р56-пульсаций рассматривался в [33, 48]. Вытекающие продольные токи наблюдаются в области факела (область, занятая диффузным свечением), а втекающие — в Ω -структурах (темные области), что соответствует модели, предложенной в [18].

9.4.4. Пульсации Р56 в вечернем секторе. Вечерние Р56 также появляются после взрывной фазы суббури, и также наибольшая амплитуда наблюдается в D -компоненте. Подробно рассмотренное в [22] явление Р56 23.01.79 на магнитограмме имело вид затухающего цуга колебаний. Скорость распространения фазы колебаний на запад составляет $\sim 1^\circ/\text{мин}$ (~ 700 м/с). Магнитные пульсации сопровождалась пульсациями риометрического поглощения и аврорального рентгеновского излучения, регистрируемого на аэростате. Одновременно наблюдались распространяющиеся на запад авроральные формы, вытянутые вдоль меридиана.

Пульсации электронных потоков на спутнике GEOS-2 регистрировались одновременно во всем диапазоне энергий (16-200 кэВ) при всех питч-углах и были в фазе с вариациями продольной (H) компоненты магнитного поля на этом же спутнике. Потоки частиц и магнитное поле на спутнике схематически показаны на рис. 9.8 (нижняя часть).

Питч-угловое распределение протонов (25-200 кэВ) близко к изотропному. Задержка прихода протонов в зависимости от энергии для частиц в диапазоне 27-80 кэВ говорит о дрейфовом характере переноса. В потоках протонов любой энергии с малыми питч-углами ($\alpha \approx 5-15^\circ$), высокоэнергичных захваченных протонов ($\alpha \approx 45-135^\circ$) и низкоэнергичных протонов (0.2-20 кэВ и $\alpha \approx 30^\circ$) наблюдаются провалы интенсивности. Они находятся в противофазе с пульсациями H -компоненты на спутнике (рис. 9.8).

9.4.5. Модель Р56 явлений в вечернем секторе. Модель Р56-пульсаций, объясняющая основные закономерности поведения частиц и магнитного поля на спутнике, предложена в [22]. Основным элементом модели является протонное облако, инжектируемое в область кольцевого тока во время суббури. Множественный брей-кап может привести к последовательной инжекции нескольких облаков.

На рис. 9.8 (верхняя часть) схематически показано движение на запад двух таких облаков (заштрихованные области). Диамагнитные токи облаков складываются с кольцевым током, ослабляя H -компоненту магнитного поля внутри облака и усиливая вне его. Энергичные протоны, поскольку отношение кинетического давления к магнитному $\beta \approx 1$, будут двигаться согласно уравнению $P + B^2/(8\pi) = \text{const}$, т.е. по сплошной линии α на рис. 9.8 огибать область между облаками. Электроны ($\beta \ll 1$) будут дрейфовать по линиям $B = \text{const}$ (на рис. 9.8 — пунктирная линия b).

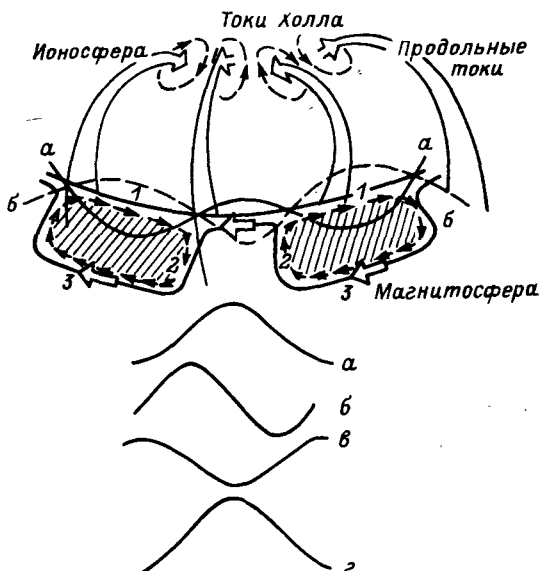


Рис. 9.8. Модель генерации $Ps6$ в вечернем секторе [22].

Верхняя часть – трехмерная токовая система $Ps6$; токи в магнитосфере: 1 – кольцевой, 2 – диамагнитный, 3 – суммарный. Токи Холла в ионосфере показаны штриховыми стрелками. Нижняя часть – возмущения, связанные с $Ps6$: а – Н-компонента на геостационарном спутнике, б – D -компонента на Земле, в – вариации потоков протонов, г – вариации потоков электронов на спутнике.

Такое поведение частиц и магнитного поля на спутнике соответствует наблюдаемому.

Авроральные формы, связанные с вечерними $Ps6$, имеют преимущественно меридиональную протяженность и ассоциируются с $N-S$ -дугами, наблюдаемыми часто за передним фронтом движущейся к западу выпуклости [30]. Они обеспечивают существование каналов повышенной проводимости в меридиональном направлении, ток по которому замыкается на продольные токи так, как это дано в модели [21], описанной выше.

9.4.6. Выводы. Токовая система утренних $Ps6$ -явлений представляет собой пространственную последовательность поочередно меняющихся и вытекающих продольных токов, магнитный эффект которых на земной поверхности близок к возмущению, создаваемому кольцевыми холловскими токами. Дрейф всей системы на восток производит периодические вариации магнитного поля $Ps6$ -пульсации.

Для объяснения вечерних $Ps6$ существуют две альтернативные модели, первая из которых аналогична модели утренних $Ps6$ -явлений, вторая представляет собой последовательность дрейфующих на запад пар продольных токов различного направления, разнесенных

по широте и замыкающихся в ионосфере током меридионального направления.

РЗБ-явления в утреннем секторе связаны с дрейфующими на восток факельными структурами, в вечернем — с дугами, располагающимися за фронтом распространяющегося на запад изгиба сияний WTS.

9.5. Соображения о природе WTS и вечерних РЗБ-явлений

9.5.1. Введение. Тесная связь вечерних РЗБ-явлений с распространяющимся на запад изгибом сияний WTS позволяет предполагать существование единого механизма генерации этих явлений. В качестве их возможной причины рассмотрим желобковое возмущение на внутренней границе плазменного слоя с учетом влияния продольных токов возмущения на ионосферную проводимость.

9.5.2. Дисперсионное выражение. Ограничимся рассмотрением больших длин волн (≥ 400 км на уровне ионосферы) и воспользуемся уравнением, связывающим продольный ток с давлением магнитосферной плазмы [1, 9, 49], уравнениями адиабаты, непрерывности и баланса ионизации (функция ионообразования считается пропорциональной произведению продольного тока и продольной разности потенциалов). Рассмотрим распространение волны на уровне ионосферы. Магнитное поле считаем заданным, что соответствует магнитосферной плазме низкого давления. Электрическое поле считаем потенциальным, отношение холловской проводимости к педерсеновской неизменным. Предполагаем, что возмущение развивается на фоне вытекающего из ионосферы продольного тока $j_{||0}$, создающего невозмущенные педерсеновскую Σ_{P0} и холловскую Σ_{H0} проводимости. Имеется также невозмущенное электрическое поле, вызывающее дрейф плазмы со скоростью v_0 , и невозмущенный ионосферный ток j_{i0} . В линейном приближении выражения для вещественной ω_r и мнимой γ частей частоты имеют вид:

$$\omega_r = \frac{1}{1 + \tau k_y^2 (c/B) \alpha |\varphi_{||0}|} \left\{ (k, v_0) + \frac{k_y^2 (c/B) \alpha}{k^2 \Sigma_{P0}} \left(1 - \frac{\Sigma_R^2}{\Sigma_{P0}^2} \right) (k, j_{i0}) \right\}; \quad (9.1)$$

$$\gamma = \frac{1}{1 + \tau k_y^2 (c/B) \alpha |\varphi_{||0}|} \left\{ [\omega_r - (k, v_0)] \omega_r \tau - k_y^2 (c/B) \alpha \left[|\varphi_{||0}| + \frac{|j_{||0}|}{k^2 \Sigma_{P0}} \frac{\Sigma_R^2}{\Sigma_{P0}^2} \right] \right\}, \quad (9.2)$$

где k_y – азимутальная составляющая волнового вектора k ; c – скорость света; B – магнитное поле в ионосфере; Σ_R – независимая от продольного тока часть педерсеновской проводимости; τ – характерное время рекомбинации ($\tau \approx 30$ с), $\varphi_{||0}$ – продольная разность потенциалов; α – отношение характерных масштабов изменения невозмущенного давления в магнитосфере в радиальном и азимутальном направлениях ($\alpha \approx 3-5$).

Как видно из (9.1), волна в системе координат плазмы имеет максимальную скорость внутри угла между направлениями тока j_{i0} и осью y . Эта скорость примерно в α раз больше скорости дрейфа. Из (9.2) видно, что возмущение развивается только при достаточно больших значениях тока $j_{||0}$. Вдали от порога возбуждения время нарастания волны составляет несколько секунд.

Л и т е р а т у р а к г л . 9

1. Волков М.А., Мальцев Ю.П. // Геомагнетизм и аэрoнoмия. 1986. Т. 26. С. 798-801.
2. Пашин А.Б. // Программа и тезисы докладов Всесоюзного симпозиума по солнечно-земной физике. Иркутск, 1986. С. 65.
3. Пашин А.Б., Баумйоханн В., Яхнин А.Г. и др. // Геомагнетизм и аэрoнoмия. 1982. Т. 22. С. 979-984.
4. Пашин А.Б., Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. // Исследования по геомагнетизму, аэрoнoмии и физике Солнца. М., 1986. Вып. 75. С. 152-158.
5. Пашин А.Б., Тагиров В.Р., Яхнин А.Г. и др. // Тезисы докладов международного симпозиума „Полярные геомагнитные явления“. М., 1986. С.36.
6. Пудовкин М.И., Распопов О.М., Клейменов Н.Т. // Возмущения электромагнитного поля Земли. Ч. II: Короткопериодические колебания геомагнитного поля. Л., 1976. 271 с.
7. Распопов О.М., Ролцугин В.К. // Геомагнетизм и аэрoнoмия. 1972. Т. 12. С. 566-568.
8. Рахматулин Р.А., Пархомов В.А., Вакулин Ю.И. // Исследования по геомагнетизму, аэрoнoмии и физике Солнца. М., 1979. Вып. 46. С. 889-894.
9. Тверской Б.А. // Геомагнетизм и аэрoнoмия. 1982. Т. 22. С. 966-973.
10. Allan W., Poulter E.M. // Rev. Geophys. Space Phys. 1984. Vol. 22. P. 85-97.
11. Andre D., Baumjohann W. // J. Geophys. 1982. Vol. 50. P. 194-201.
12. Baumjohann W., Pellinen R.J., Opgenoorth H.J., Nielsen E. // Planet. Space Sci. 1981. Vol. 29. P. 431-447.
13. Bösing er T., Alanko K., Kangas J. et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1981. Vol. 43. P. 933-945.
14. Bösing er T., Yahnin A.G. // Proc. of the first Soviet-Finnish auroral workshop. Helsinki, 1986. P. 88-99.
15. Chernouss S.A., Tagirov V.R., Chernouss M.A. et al. // Geophysica. 1985. Vol. 43. P. 19-37.

16. G l a ß m e i e r K.H. // J. Geophys. 1980. Vol. 48. P. 127-138.
17. G l a ß m e i e r K.H., L e s t e r M., M i e r - J e d z e j o w i c z W.A.C. et al. // J. Geophys. 1984. Vol. 55. P. 108-119.
18. G u s t a f s s o n G., B a u m j o h a n n W., I v e r s e n I. // J. Geophys. 1981. Vol. 49. P. 138-145.
19. H e a c o c k R.R., H u n s u c k e r R.D. // Space Sci. Rev. 1981. Vol. 28. P. 191-221.
20. H i l l e b r a n d O., M ü n c h J., M c P h e r r o n R.L. // J. Geophys. 1982. Vol. 51. P. 129-140.
21. K a w a s a k i K., R o s t o k e r G. // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84. P. 1464-1480.
22. K h r u s h c h i n s k y A., G u s t a f s s o n G., K o r t h A. et al. // Proc. Conf. Achievements of the IMS. Gras, ESA SP-217. 1984. P. 625-627.
23. K r e m s e r G., K o r t h A., F e j e r J.A. et al. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 3345-3356.
24. K u w a s h i m a M. // Mem. Nat. Inst. Polar Res. Japan. 1978. A15. 79 p.
25. L a n z e r o t t i L.J., R o s e n b e r g T.J., W o l f e A., M c L e n n a n C.G. // Planet. Space Sci., 1985. Vol. 33. P. 253-262.
26. L e i n o n e n J., K a n g a s J., K u s t o v A.V. et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1983. Vol. 45. P. 579-585.
27. L e s t e r M., G l a ß m e i e r K.H., B e h r e n s J. // Planet. Space Sci. 1985. Vol. 33. P. 351-364.
28. M a l t s e v Yu.P., L e o n t y e v S.V., L y a t s k y W.B. // Planet. Space Sci. 1974. Vol. 22. P. 1519-1533.
29. N i e l s e n E., S o f k o G. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. P. 8157-8162.
30. O g u t i T. // Mem. Nat. Inst. Polar Res. Japan, A1975. A12. 101 p.
31. O g u t i T., H a y a s h i K. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 7467-7481.
32. O l s o n J.V., R o s t o k e r G. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83. P. 2481-2488.
33. O p g e n o o r t h H.J., O k s m a n J., K a i l a K.U. et al. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 9171-9185.
34. P a s h i n A.B., G l a ß m e i e r K.H., B a u m j o h a n n W. et al. // J. Geophys. 1982. Vol. 51. P. 223-233.
35. P a s h i n A.B., B ö s i n g e r T., G l a ß m e i e r K.H. // Proc. of the first Soviet-Finnish auroral workshop. Helsinki, 1986. P. 110-116.
36. P e r r a u t S., G e n d r i n R., R o b e r t P. et al. // Space Sci. Rev. 1978. Vol. 22. P. 347-369.
37. P o u l t e r E.M., N i e l s e n E., P o t e m e r a T.A. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. P. 2331-2336.
38. R a s p o p o v O.M., A f a n a s y e v a L.T. // Acta Geod. Geophys. Mont. Hung. 1982. Vol. 17. P. 267-276.

39. R o b e r t P., G e n d r i n R., P e r r a u t S.
et al. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 819-840.
40. R o s t o k e r G., B a r i c h e l l o J.G. // J.
Geophys. Res. 1980. Vol. 85. P. 161-163.
41. R o s t o k e r G., S p a d i n g e r I., S a m -
s o n J.C. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 6749-
6757.
42. S a i t o T. // Space Sci. Rev. 1978. Vol. 21. P. 427-
467.
43. S a i t o T., Y u m o t o K., K o y a m a Y. //
Planet. Space Sci. 1976. Vol. 24. P. 1025-1029.
44. S â m s o n J.C. // Planet. Space Sci. 1982. Vol. 30.
P. 1239-1247.
45. S a m s o n J.C., H a r r o l d B.J. // J. Geophys.
Res. 1983. Vol. 88. P. 5736-5744.
46. S a m s o n J.C., R o s t o k e r G. // Planet.
Space Sci. 1983. Vol. 31. P. 435-458.
47. S i n g e r H.J., H u g h e s W.J., F o u g e -
r e P.F., K n e c h t D.J. // J. Geophys. Res. 1983.
Vol. 88. P. 7029-7036.
48. T a g i r o v V.R. // XIX IAGA General Assembly:
Abstracts. Vancouver, 1987. Vol. 2. P. 585.
49. V a s y l i u n a s V.M. // Particles and fields in the
magnetosphere / Ed. B.M. McCormac, D. Reidel. Dordrecht-
Holland. 1970. P. 60-71.

10.1. Эксперименты по генерации искусственных низкочастотных излучений

10.1.1. Введение. Впервые явление генерации искусственного очень низкочастотного (ОНЧ) радиоизлучения ионосферной плазмой при воздействии на нее мощным модулированным коротковолновым радиоизлучением было обнаружено в Горьком [10]. Затем [15] были предложены механизмы генерации искусственных ОНЧ-излучений за счет модуляции давления искусственно нагреваемых электронов и за счет модуляции ионосферных токов, обусловленной изменениями частоты соударений электронов. Для выбора одного из них необходимо было провести решающие эксперименты в высоких широтах. Как известно, в нижней ионосфере высоких широт текут интенсивные электрические токи, вызывающие значительные изменения магнитного поля Земли.

В феврале 1976 г. в Полярном геофизическом институте (Кольский полуостров) была создана первая высокоширотная установка для исследования эффектов, возникающих при воздействии на ионосферу коротковолновым излучением. Эффективная мощность этой установки относительно невелика и составляет ~ 20 МВт. После введения в строй в 1979 г. второго высокоширотного нагревного стенда в Тромсё (Северная Норвегия) с эффективной мощностью излучения ~ 360 МВт многие результаты исследований генерации искусственных ОНЧ-излучений, полученные Полярным геофизическим институтом, были подтверждены с признанием приоритета за исследованиями, проведенными в СССР.

В связи с этим ниже будут рассмотрены главным образом результаты, полученные на нагревном стенде ПГИ, и их отличие от среднеширотных, полученных в Горьком.

Эксперимент по генерации искусственных низкочастотных излучений осуществляется следующим образом. Для нагрева ионосферы как в средних, так и в высоких широтах использовался мощный коротковолновый передатчик, работающий на антенну зенитного излучения с коэффициентом усиления ~ 200 . Частота амплитудной модуляции варьировалась, как правило, в пределах 1–5 кГц. Прием низкочастотного излучения на частоте модуляции осуществлялся на удалении не менее нескольких десятков километров от передатчика [10, 12].

10.1.2. Генерация искусственных ОНЧ сигналов в среднеширотной ионосфере. Основные результаты генерации искусственных низкочастотных сигналов, полученные на среднеширотном стенде в Горьком, состоят в следующем.

1. Суточный ход интенсивности искусственных ОНЧ-сигналов при неизменной мощности возмущающего радиоизлучения имеет два

Рис. 10.1. Зависимость амплитуды искусственного низкочастотного излучения на частоте 2.5 кГц от вариаций модуля геомагнитного поля ΔB по измерениям в Ловозеро 1-4.04.76.

максимума, на восходе Солнца и в полуденные часы [10]. Ночью сигналы практически не регистрируются.

2. Максимум амплитуды искусственного ОНЧ-излучения при измерениях в ближней зоне наблюдается на частоте 2.5 кГц, на той же частоте наблюдается заметное отклонение фазовой характеристики от линейной [3].

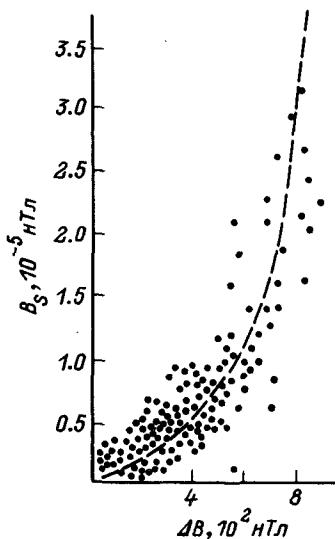
3. Эффективная высота источника искусственного излучения составляет 70-85 км [3].

4. Поляризация в полученные часы эллиптическая, направление вращения вектора поляризации соответствует распространяющейся в ионосфере свистовой моде [8]. В вечерние и утренние часы поляризация близка к линейной.

10.1.3. Генерация искусственных ОНЧ-сигналов в высоких широтах. В первых высокоширотных экспериментах основное внимание уделялось измерениям амплитуды искусственного ОНЧ-излучения. Несмотря на то что мощность аврорального нагревного стенда была примерно на порядок меньше, амплитуда низкочастотного излучения в ряде случаев более чем на порядок была выше. Наиболее существенные отличия в поведении амплитуды по сравнению с наблюдаемым в средних широтах были обнаружены в ночное время. При этом в магнитоспокойное ночное время сигнал практически отсутствовал, но во время суббури амплитуда низкочастотного излучения резко возрастала, отслеживая вариации модуля геомагнитного поля (рис. 10.1). Амплитуда сигнала возрастает как при усилении электроджета, так и по мере его приближения к центру воздействия, что доказывает ионосферно-токовое происхождение искусственных низкочастотных излучений [11].

Измерения амплитудно-частотного спектра в основных чертах подтвердили среднеширотный результат. Было найдено, что амплитуда максимальна на частотах 2.2 и 4.5 кГц, являющихся частотами первых двух поперечных резонансов волновода Земля-ионосфера [6].

Новые результаты были получены при исследовании поляризационных характеристик сигнала [13]. В отличие от средних широт в высоких широтах поляризация большую часть времени отличается от линейной, причем вращение вектора поляризации может спорадически принимать как правостороннее, так и левостороннее направление (рис. 10.2). Если в средних широтах параметры эллипса поляризации сигнала достаточно стабильны и плавно отслеживают S_{φ}^{-}



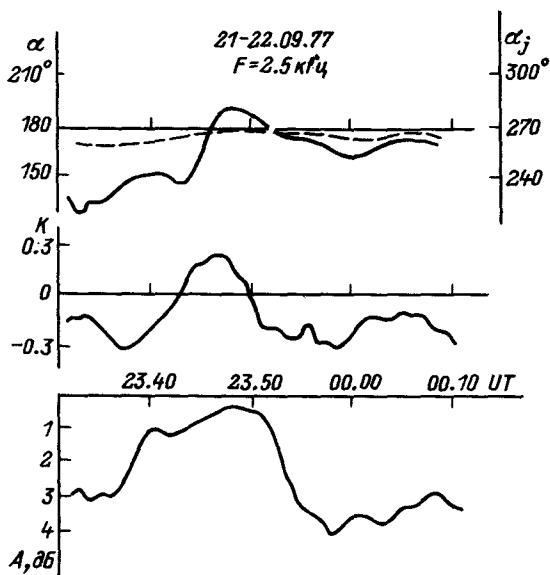


Рис. 1.0.2. Вариации параметров эллипса поляризации искусственно-го низкочастотного излучения α , K , азимута электроджета α_j (штриховая линия) и риометрического поглощения A .

α — азимут большой оси эллипса поляризации, K — коэффициент эллиптичности (положительные значения K соответствуют свистовой моде).

вариацию магнитного поля Земли, то в высоких широтах они отличаются динамичностью и весьма чувствительны к изменениям геофизической обстановки в возмущенное время. Сопоставление коэффициента эллиптичности и ориентации большой оси эллипса поляризации с величиной риометрического поглощения позволило связать изменения поляризационных характеристик с видом профиля электронной концентрации в нижней ионосфере. При фиксированном уровне риометрического поглощения ориентация большой оси эллипса поляризации и азимут авроральной электроструи изменяются синхронно, а их взаимная ориентация постоянна и определяется уровнем риометрического поглощения [16]. Подобные результаты были затем получены и в Тромсё.

В последующих экспериментах существенно использовалось то обстоятельство, что механизм генерации искусственных низкочастотных излучений был определен. Поскольку природа искусственных ОНЧ волн оказалась ионосферно-токовой, то отсюда, в частности, следовало, что за счет изменения проводимости нижней ионосферы при восходе Солнца амплитуда искусственных низкочастотных сигналов должна заметно возрастать, что и наблюдалось в эксперименте [4].

Представлялось также интересным экспериментально исследовать связь изменений амплитуды искусственного ОНЧ-сигнала с коротко-периодическими колебаниями геомагнитного поля (КПК). Из теоретических соображений следовало, что характер этой связи должен определяться типом КПК (магнитный звук или альвеновская волна), горизонтальным масштабом ионосферного возмущения и его локализацией. Эксперименты [5] показали, что если возмущение ионосферного тока, обусловленное КПК, захватывает зону воздействия нагревного передатчика, то наблюдается полное подобие вариаций интенсивности искусственного ОНЧ излучения и КПК. Позднее в Тромсё [39] с помощью системы STARE-радаров были обнаружены вариации ионосферного электрического поля, совпадающие с вариациями интенсивности искусственных ОНЧ-излучений и одновременно наблюдаемых КПК в диапазоне Pc5.

10.1.4. Генерация искусственных геомагнитных пульсаций. Динамические спектры (сонограммы) искусственных геомагнитных пульсаций впервые были получены при воздействии на среднеширотную ионосферу ОНЧ-передатчиком, который работал в режиме амплитудной импульсной модуляции и во время конкретных сеансов включался и выключался с одной из следующих частот: 0,2, 1 или 5 Гц [48]. На сонограммах были видны два типа сигналов: квази-монохроматические на частоте модуляции передатчика и ее нечетных гармониках и широкополосные, начинающиеся на одной из нечетных гармоник частоты модуляции. Возникновение и исчезновение на сонограммах узкополосных сигналов приблизительно совпадает с моментами включения и выключения передатчика. Широкополосные события наблюдались в течение нескольких периодов модуляции передатчика. Позднее этот результат был обнаружен и в субавроральных широтах [14]. Дополнительно здесь были исследованы амплитуда и поляризационные характеристики искусственных сигналов, что позволило предположить ионосферное происхождение квазимонохроматических сигналов и магнитосферное для широкополосных.

При воздействии на ионосферу КВ-передатчиком в условиях средних широт искусственные пульсации впервые были зарегистрированы с помощью Горьковского стенда [9]. В высоких широтах на стенде ПГИ искусственные КПК зарегистрированы не были, вероятно вследствие малой мощности передатчика, хотя в Тромсё искусственные КПК имели необъяснимо большую амплитуду $\sim 1-10$ нТл [43].

10.2. Теоретические исследования процесса возбуждения искусственных низкочастотных волн

10.2.1. Аналитические решения. Согласно современным представлениям [14, 15, 18, 42, 49], основной механизм генерации искусственных низкочастотных излучений при амплитудно-модулированном радиочастотном нагреве ионосферы заключается в следующем. Периодический нагрев электронного газа приводит к периодическому изменению ионосферной проводимости $\Delta\sigma$; в присутствии внешнего

электрического поля $\vec{E}_0$ возникает сторонний ток $\vec{j}^{\text{стор}} = \Delta \hat{\epsilon} \vec{E}_0$, который и является источником низкочастотных полей.

Многочисленные попытки аналитических расчетов наземного эффекта в ОНЧ-диапазоне сыграли большую роль в понимании физики исследуемых процессов, однако не привели к созданию строгой количественной теории. Это связано с тем, что основные параметры задачи, такие как размеры области, занятой искусственно возбуждаемыми низкочастотными токами, характерный вертикальный масштаб естественной неоднородности ионосферы и длина возбуждаемой низкочастотной волны являются величинами одного порядка, и аналитические решения можно получить только путем упрощений за счет искусственного введения какого-либо малого параметра.

Достаточно обоснованными такие упрощения выглядят лишь в диапазоне частот пульсаций, поскольку в этом случае длина генерируемой низкочастотной волны много больше других характерных размеров, а чрезвычайно низкие частоты позволяют пренебречь токами смещения. В работе [26] построена теория возбуждения искусственных геомагнитных пульсаций в магнитосферном альвеновском резонаторе, в [2] получены простые формулы для наземного геомагнитного эффекта.

1.0.2.2. Результаты численного моделирования. Количественную теорию обсуждаемого явления удалось построить с использованием методов численного моделирования. Физически задача распадается на два этапа. Во-первых, это нелинейное распространение мощного КВ-излучения и возбуждение в ионосфере нелинейных токов на частоте модуляции мощной волны. Эта задача решалась в приближении геометрической оптики. Методы расчета и результаты для высокоширотного нагревного стенда ПГИ даны в [22, 23].

Второй этап — это определение НЧ-полей от заданного пространственно распределенного источника, расположенного в ионосфере. Это линейная задача, но геометро-оптическое приближение здесь неприменимо. Поэтому численно решалась непосредственно система уравнений Максвелла [22]. Граничные условия определялись идеально проводящей Землей и отсутствием на больших высотах излучения, распространяющегося вниз.

При выборе параметров среды необходимо учитывать, что ионосфера высоких широт отличается от среднеширотной не только абсолютным значением существующих в ней электрических полей (что и определяет увеличение амплитуды НЧ-излучений на 1–2 порядка), но и гораздо более широким диапазоном вариаций ее параметров, особенно профиля электронной концентрации. Указанные свойства высокоширотной ионосферы наиболее полно были учтены при использовании в расчетах экспоненциального профиля электронной концентрации [17, 22, 23].

В зависимости от выбора профиля электронной концентрации область, занятая нелинейным током, может оказаться на различных высотах по отношению к уровню, на котором гирочастота электронов равна эффективной частоте их соударений (уровень „замагниченности“ электронов). Если в результате изменения модели ионосферы нели-

нейный ток опускается ниже уровня замагниченности электронов, то его амплитуда уменьшается вследствие уменьшения плотности модулируемого ионосферного тока и увеличения омического поглощения коротковолнового излучения. Если нелинейный ток располагается выше уровня замагниченности электронов, то его амплитуда также уменьшается, но причиной уменьшения в данном случае является конечное время релаксации температуры электронов. (температура электронов не успевает изменяться с частотой модуляции греющей волны). Вследствие того что в интервале высот, занимаемых нелинейным током, его ориентация и фаза изменяются слабо, в этих двух случаях поляризация искусственных низкочастотных сигналов должна быть близка к линейной. Если область высот, занятая нелинейным током, включает уровень замагниченности электронов, то амплитуда тока близка к максимальной, а ориентация и фаза в пределах этого интервала высот испытывают такие изменения, что это приводит к эллиптической поляризации искусственного низкочастотного сигнала и весьма сложной взаимозависимости поляризационных параметров [16].

В целом можно отметить, что результаты численного моделирования процесса возбуждения искусственных низкочастотных излучений как качественно, так и количественно описывают основные характеристики сигналов, наблюдаемых в эксперименте:

1) амплитуда сигналов в ОНЧ-диапазоне при эффективной мощности коротковолнового излучения 10-20 МВт на авроральных широтах может достигать значений 10^{-5} - 10^{-4} нТл;

2) на удалении ≤ 100 км от центра зоны воздействия на формирование сигнала существенное влияние оказывают три фактора: структура ионосферной области, занимаемая нелинейными токами, величина статистических полей и наличие волновода Земля-ионосфера. На больших удалениях характеристики сигнала контролируются в основном волноводом;

3) амплитудно-частотный спектр искусственного ОНЧ-излучения в ближней зоне имеет характерные максимумы на резонансных частотах волновода Земля-ионосфера. Частоты максимумов определяются эффективной высотой волновода, т.е. видом профиля электронной концентрации в нижней ионосфере;

4) поляризация сигнала в высоких широтах в основном эллиптическая. Направление вращения вектора поляризации может быть как правосторонним, так и левосторонним. Ориентация эллипса поляризации сигнала в ближней зоне отслеживает направление нелинейных токов в ионосфере. Преимущественное правостороннее вращение вектора поляризации в ближней зоне обусловлено изменением ориентации нелинейного тока с высотой и сильным затуханием в ионосфере левой моды.

Полученное хорошее согласие между расчетными и экспериментальными зависимостями ориентации большой оси эллипса поляризации искусственного низкочастотного излучения от параметров нижней высокоширотной ионосферы позволяет осуществлять диагностику ориентации ионосферных электрических полей или позволяет выбрать

модель профиля электронной концентрации, соответствующую состоянию возмущенности ионосферы [16].

10.2.3. Нерешенные вопросы. Вместе с тем имеется ряд экспериментальных данных, интерпретация которых в рамках развитых выше теоретических представлений встречает определенные затруднения. Во-первых, пока не удается объяснить чрезвычайно большую амплитуду искусственных геомагнитных пульсаций в экспериментах [43], во-вторых, не найдено объяснение аномальному поведению искусственных ОНЧ-излучений, описанному в работе [1]. Суть аномального поведения искусственных ОНЧ-излучений состоит в том, что они могут генерироваться в магнитоспокойных условиях с аномально большими амплитудами, сравнимыми с наблюдаемыми в магнитовозмущенное время, и с аномально большими, до 1 Гц, уширениями частотного спектра.

Таким образом, несмотря на то что теория генерации искусственных низкочастотных сигналов выглядит детально разработанной и позволяет интерпретировать основные особенности наблюдаемых эффектов, необъясненные экспериментальные факты тем не менее могут потребовать ее расширения, дополнения либо изменения.

10.3. Экспериментальные исследования особенностей распространения эхо-сигналов ОНЧ-передатчиков

10.3.1. Введение. Исследование ОНЧ-явлений началось со знаменитой работы Стори [41], который показал, что ОНЧ-волны канализируются магнитным полем. Однако расчеты траекторий ОНЧ-волн в магнитосфере показали, что ОНЧ-сигнал не распространяется вдоль магнитного поля и не может быть зарегистрирован на земной поверхности в сопряженном полушарии. Возникло противоречие между теорией и результатами экспериментов, в которых наблюдаются свисты с дисперсией, соответствующей распространению вдоль силовой линии магнитного поля. Чтобы спасти положение, была выдвинута [40] гипотеза, что канализация ОНЧ-волн обеспечивается за счет вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей электронной плотности. Эти неоднородности могут служить волноводными каналами для ОНЧ-сигналов, а волны, захваченные в них, следуют за направлением силовой линии.

В более поздних работах на основании расчетов траекторий лучей были выделены еще две возможности канализации ОНЧ-волн: на плазмопаузе [33] и частично-градиентная канализация [31]. Каждая из них обеспечивает распространение свистовых волн из одного сопряженного полушария в другое с малыми углами между вектором волновой нормали и магнитным полем, а также выход ОНЧ-волн к Земле. Однако результаты спутниковых и наземных экспериментов дали только аргументы (но не доказательства) в пользу каждого из этих способов распространения. Таким образом, вопрос, за счет какого механизма или механизмов осуществляется канализирование ОНЧ-волн в магнитосфере, остается открытым, а решение его требует проведения целенаправленных экспериментов.

Постановка задачи в значительной степени определила и постановку экспериментов.

10.3.2. Описание эксперимента. Для исследования предпочтительным является анализ детерминированных сигналов ОНЧ-передатчиков, прошедших через магнитосферную плазму и зарегистрированных на ИСЗ. Преимущество спутниковых наблюдений по сравнению с наземными состоит в том, что регистрация на ИСЗ позволяет, во-первых, исследовать характеристики сигналов (спектр, временные задержки) во всей зоне засветки, во-вторых, на Землю выходит только часть ОНЧ-волн, наблюдаемых в ионосфере. Так как только канализированные сигналы могут неоднократно распространяться из одного полушария в другое, то для анализа мы выбрали эхо-сигналы ОНЧ-передатчиков, т.е. сигналы, дважды прошедшие по магнитосферной траектории и вернувшиеся в зону излучения с некоторой задержкой τ .

Регистрация ОНЧ-сигналов проводилась на спутнике „Интеркосмос-19“ (наклонение 73° , $h \approx 500-1000$ км) в диапазоне частот 0,07–20 кГц. Были проведены эксперименты с высокоширотным ОНЧ-передатчиком системы Омега, расположенным в Алд্রে ($L = 5$) в период декабрь 1979–февраль 1980 г. [36], а также с советским среднеширотным ОНЧ-передатчиком ($L = 4$) в апреле 1980 г. [37].

До сих пор известен только один эксперимент по регистрации эхо-сигналов в зоне над излучателем [30], в котором использовался французский спутник FR-1 и низкоширотный передатчик ($L = 2.12$, $f = 16.8$ кГц). Ограниченный экспериментальный материал этой работы не позволил, однако, ее автору прийти к какому-либо заключению о механизме канализированного распространения эхо-сигналов. Мы предположили, что более детальная обработка спектрально-временных характеристик эхо-сигналов даст возможность для количественного анализа способа их распространения.

10.3.3. Результаты эксперимента. При регистрации эхо-сигналов ОНЧ передатчиков на „Интеркосмосе-19“ анализировались зона их наблюдения в верхней ионосфере, времена распространения по магнитосферным траекториям и спектральные характеристики. Рассмотрим сначала результаты эксперимента с авроральным ОНЧ-передатчиком Омега, который излучал импульсы длительностью ~ 1 с на пяти частотах в диапазоне 10.2–13.6 кГц. Период повторения импульсов на всех частотах, кроме 12.1 кГц, равнялся 10 с, характерное время для задержек эхо-сигналов по отношению к излученному импульсу $\tau \approx 3$ с. Сигналы передатчика, пришедшие на ИСЗ снизу от излучателя, и магнитосферные эхо-сигналы легко идентифицировались, так как были разнесены во времени.

За период декабрь 1979 г.–февраль 1980 г. на ст. Апатиты была принята информация со 102 пролетов ИК-19, из них сигналы передатчика Омега регистрировались на 43 витках, в 11 случаях наблюдались эхо-сигналы. Результаты изучения этой информации состоят в следующем.

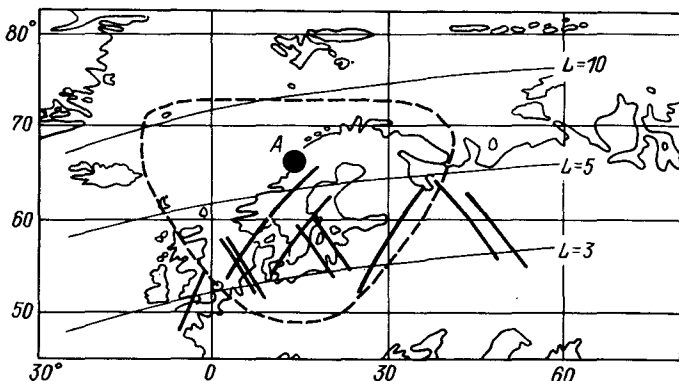


Рис. 10.3. Участки траекторий спутника ИК-19 (сплошные линии), на которых регистрировались эхо-сигналы аврорального ОНЧ-передатчика.

А — положение передатчика. Штрихами обозначена зона приема на ИК-19 прямого сигнала от ОНЧ-передатчика [36].

1. Зона приема. На рис. 10.3 изображены участки траектории ИК-19, на которых регистрировались магнитосферные эхо-сигналы. Из рис. 10.3 видно, что зона регистрации эхо-сигналов расположена на $L \approx 5.5-2.5$, всегда смещена к югу от передатчика, имеет пространственный масштаб $\sim 10^3$ км по широте и характеризуется высокой стабильностью по L -оболочкам, особенно ее южного края ($L = 2.5-2.7$) в диапазоне долгот $\Delta \lambda \approx \pm 40^\circ$ от долготы передатчика. На пролетах спутника, значительно удаленных от передатчика ($15-40^\circ$ по долготе), часто регистрируются только эхо-сигналы, что говорит о большем пространственном масштабе зоны засветки отраженного сигнала по сравнению с исходной зоной излучения.

Анализ геомагнитной обстановки показал, что эхо-сигналы станции „Омега“ регистрировались только в спокойных или умеренно-возмущенных условиях ($K_p \leq 2^+$).

2. Временные задержки эхо-сигналов определялись по спектрограммам и/или по амплитудным записям ОНЧ сигналов в узкополосных фильтрах, настроенных на частоту передатчика. Удивительным результатом явилось то, что задержки τ для каждого из пролетов были практически постоянны на всех L -оболочках. Для различных пролетов τ менялось в диапазоне 2.5–3.5 с. Типичное распределение задержек вдоль траектории спутника представлено на рис. 10.4, из которого, кроме постоянства задержек, следует, что магнитосферный сигнал может быть удлинен на ~ 0.5 с по отношению к исходному импульсу; это, по-видимому, обусловлено многолучевостью в распространении эхо-сигналов.

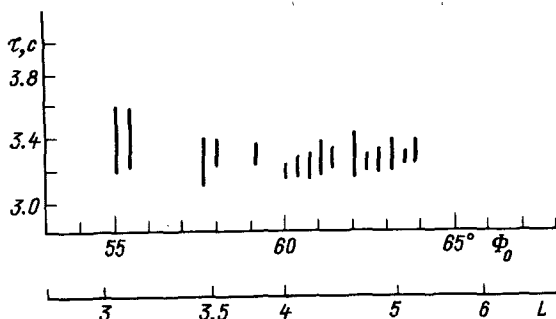


Рис. 10.4. Временные задержки эхо-сигналов аврорального ОНЧ-передатчика, зарегистрированные на витке 4145 спутника ИК-19.

Вертикальными линиями соединены времена задержек переднего и заднего фронтов одних и тех же импульсов передатчика.

3. С п е к т р а л ь н ы е х а р а к т е р и с т и к и э х о - с и г н а л о в. Проведенный анализ показал, что, во-первых, спектр эхо-сигналов значительно уширен ($\Delta f \approx 100$ Гц) по отношению к спектру прямого сигнала, во-вторых, смещение центральной частоты эхо-сигналов относительно частоты передатчика может достигать ~ 130 Гц; примеры даны на рис. 10.5. Максимальное уширение эхо-сигналов ($\Delta f \approx 100$ Гц) регистрируется на малых L -оболочках (рис. 10.5, а) с увеличением широты Δf монотонно уменьшается; при движении спутника с юга на север отрицательные сдвиги частоты больше, чем положительные, при обратном движении ИСЗ асимметрия спектра меняется. Смещение центральной частоты эхо-сигналов максимально на меньших L -оболочках, рис. 10.5, б, причем знак этого смещения тоже меняется при изменении направления движения спутника.

Эксперимент с субавроральным передатчиком подтвердил основные свойства эхо-сигналов, полученные для аврорального ОНЧ-излучателя. Зона наблюдения эхо-сигналов субаврорального передатчика имела пространственный размер 1000–2000 км, была смещена к югу от передатчика; задержки эхо-сигналов практически постоянны во всей зоне их наблюдения от $L=5$ до $L=2.5$ во время одного пролета ИСЗ; при увеличении магнитной активности от $K_p=0$ до $K_p=4^+$ задержки эхо-сигналов уменьшались от 3.5 до 2.5 с; спектр эхо-сигналов уширен, особенно в области низких широт, где $\Delta f \approx 100$ Гц.

Таким образом, эксперимент по регистрации эхо-сигналов ОНЧ-передатчика на ИСЗ позволил выявить ряд свойств этих сигналов (пространственные, временные и спектральные), сравнение которых с результатами расчетов может позволить определить способ их распространения в магнитосфере. Анализ механизма распространения эхо-сигналов посвящен следующий параграф.

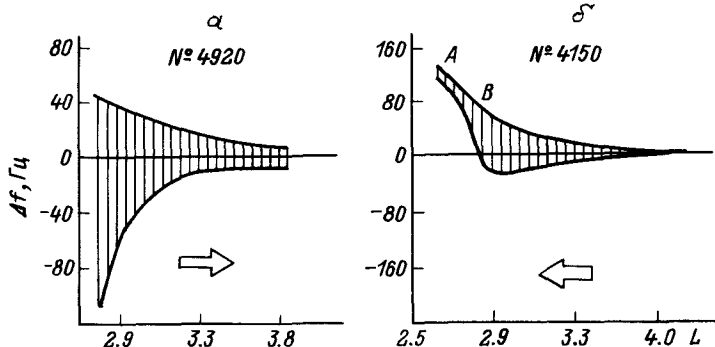


Рис. 10.5. Уширение спектра (вертикальная штриховка) эхо-сигналов аврорального ОНЧ-передатчика, зарегистрированное на витках 4920 и 4145 спутника ИК-19.

На участке АВ наблюдалось значительное смещение центральной частоты ($\Delta f \approx 10^2$ Гц) эхо-сигналов относительно частоты передатчика. Стрелка указывает направление движения спутника.

10.4. Интерпретация результатов наблюдения эхо-сигналов ОНЧ-передатчиков на ИСЗ

10.4.1. Обсуждение результатов эксперимента. Изменения спектра сигналов ОНЧ-излучателей, регистрируемых на спутнике, могут быть обусловлены либо особенностями распространения ОНЧ-волн в магнитосфере [29, 31], либо взаимодействием типа волна-частица [28] и/или волна-волна [35]. Однако зависимость асимметрии спектра эхо-сигналов от направления движения спутника свидетельствует о том, что изменение спектральных характеристик эхо-сигналов обусловлено доплеровскими сдвигами частоты и связано с особенностями распространения ОНЧ-волн в магнитосфере.

В настоящее время имеется несколько гипотез о способе распространения ОНЧ-волн в магнитосфере, однако ни одна из них не объясняет полученные экспериментальные результаты. Наиболее известным и исторически первым является предположение о дактированном характере распространения ОНЧ-волн, выдвинутое в [40] по результатам анализа спектров свистящих атмосфериков. Это предположение не соответствует нашим данным. Действительно, при дактированном распространении должна существовать высокоширотная граница (L_{max}) обрезания сигналов ($f < f_{Bmin}/2$, где f_{Bmin} — гирочастота электронов в экваториальной плоскости магнитосферы). В эксперименте эта граница не наблюдается. Например, в случае со среднеширотным передатчиком, работавшим на $f = 15$ кГц, $L_{max} = 3.1$, а эхо-сигналы наблюдались до $L = 5.5$. Кроме того, из-за продольного характера распространения (угол между волновой нормалью и постоянным магнитным полем $\theta = \arccos(\vec{k}, \vec{B}) < 30^\circ$)

ОНЧ-волн в дактах доплеровские сдвиги частоты должны быть малы. Их легко оценить по формуле

$$\Delta f = -\frac{1}{2\pi} (\vec{k} \vec{v}_0) = -f n \frac{v_0}{c} \cos j, \quad (10.1)$$

где v_0 - скорость спутника; f - частота передатчика; n - показатель преломления; $j = \arccos(\vec{k} \vec{v}_0) / |\vec{k}| |\vec{v}_0|$. Из (10.1) видно, что при $n \approx n_{||} \approx 1.0$, $f = 15$ кГц доплеровский сдвиг $\Delta f < 4$ Гц; напомним, что в эксперименте $\Delta f \approx 100$ Гц.

С другой стороны, при неканализованном распространении [47] не обеспечивается отражение волн от сопряженной ионосферы, так как вдоль траектории волновой вектор все больше разворачивается от магнитного поля и $\theta \rightarrow 90^\circ$. Квазипродольная мода [44] также не объясняет фиксированных τ и большого диапазона L -оболочек наблюдения эхо-сигналов. Казалось бы, то обстоятельство, что эхо-сигналы аврорального передатчика регистрируются в спокойных и умеренно-возмущенных условиях, когда плазмопауза находится вблизи L -оболочки передатчика, является аргументом в пользу гипотезы о канализации на плазмопаузе. Однако зона регистрации эхо-сигналов значительно смещена к югу от проекции плазмопаузы. Кроме того, в спокойных условиях, когда плазмопауза находится на $L \approx 5$, распространение свистовой моды в экваториальной области на $L=5$ осуществляется только на частотах $f < f_{Bmin} = 7$ кГц; то есть невозможно, чтобы сигналы ОНЧ-передатчиков (10-15 кГц) канализовались на плазмопаузе.

Наконец, модифицированная гипотеза частичной (вблизи экватора) градиентной канализации ОНЧ-волн [31], также неприменима, так как предполагает слишком большие градиенты электронной концентрации вблизи экваториальной плоскости, которые не наблюдаются в спокойных магнитных условиях, когда регистрируются эхо-сигналы аврорального ОНЧ-излучателя.

Эхо-сигналы, наблюдавшиеся в эксперименте, обладают свойством одновременно как канализованных сигналов, так как они дважды прошли по магнитосферной траектории, так и неканализованных, так как они регистрировались в широкой области и имели значительные доплеровские сдвиги. Качественно эти результаты можно объяснить, если предположить, что в районе экватора, в достаточно локализованной зоне обеспечивается поворот и разброс по углам θ векторов волновой нормали, т.е. образуется пучок волн с различными θ , что и должно позволить наблюдать на ИСЗ эхо-сигналы в широкой зоне и с постоянными задержками τ .

Механизм, обеспечивающий существенный поворот вектора волновой нормали в экваториальной области, был предложен в [21], где рассмотрен распад исходной свистовой волны на электростатическую ионно-циклотронную и вторичную свистовую волну. Но этот механизм распада ОНЧ-волн способен обеспечить канализованное распространение только сигналов очень мощных ОНЧ-передатчиков. Однако в магнитосфере может осуществляться более эффективный процесс, обеспечивающий рассеяние по углам волновых векторов - слияние

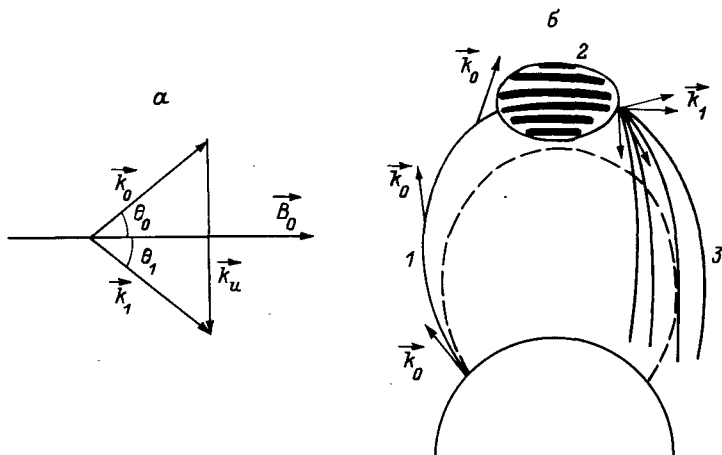


Рис. 10.6. Рассеяние исходной свистовой волны $\vec{k}_0$ на ионно-циклотронных волнах (ИЦВ) $\vec{k}_и$ в экваториальной области магнитосферы ($\vec{k}_1$ - волновой вектор вторичной свистовой волны).

а - схема трехволнового взаимодействия; б - схема рассеяния ОНЧ-волн на ИЦВ в магнитосфере; 1 - траектория неканализированного распространения исходной ОНЧ-волны до области взаимодействия; 2 - область рассеяния (область ИЦВ); 3 - траектория вторичных свистовых волн. Штрихами показана магнитная силовая линия.

свистовой волны с низкочастотными электростатическими волнами. Этот процесс представляется весьма вероятным, так как эксперименты последних лет показали, что электростатические ионно-циклотронные волны (ИЦВ) большой амплитуды многократно наблюдались на далеких спутниках в экваториальной области [32, 38].

10.4.2. Влияние электростатических волн на распространение ОНЧ-сигналов в магнитосфере. Возможность канализированного распространения ОНЧ-сигналов за счет рассеяния исходной свистовой волны на ИЦВ рассматривалась в [20, 37].

Пусть вблизи экваториальной плоскости существуют электростатические ИЦВ $\omega_и$, $\vec{k}_и$ ($\theta_и \approx \pi/2$); тогда свистовая ОНЧ-волна ω_0 , $\vec{k}_0$ будет эффективно взаимодействовать с ИЦВ и породить новую свистовую волну (ω_1 , $\vec{k}_1$), если выполнены условия фазового синхронизма

$$\omega_0 + \omega_и = \omega_1; \quad \vec{k}_0 + \vec{k}_и = \vec{k}_1.$$

Схема единичного акта такого трехволнового взаимодействия показана на рис. 10.6, а. В этой схеме учтено, что в регулярно-неоднородной магнитосфере волновой вектор исходной волны отклоняется от магнитной силовой линии $\vec{B}_0$ в направлении от Земли ($\theta_0 < 0$), а ИЦВ, генерируемые за плазмопаузой или вблизи нее, имеют преимущественное направление $\vec{k}_и$ к Земле. Следовательно,

в процессе слияния этих волн рождается вторая свистовая волна $(\omega_1, \vec{k}_1)$ с зеркальным углом $\theta_1 = -\theta_0$ и величиной вектора $|\vec{k}_1| = |\vec{k}_0|$. В принципе возможно, что через некоторое время вся энергия исходного свиста перекачается в зеркальную компоненту.

Схема процесса рассеяния свистовой ОНЧ-волны на ИЦВ в магнитосфере дана на рис. 10.6, б. Для наземного излучателя до области взаимодействия первичная ОНЧ-волна распространяется неканализованно, при этом ее волновой вектор постепенно отклоняется от $\vec{B}_0$, и в экваториальной области θ_0 достигает значений $\sim 50-60^\circ$. В результате рассеяния ОНЧ-волн на ИЦВ на выходе из области взаимодействия происходит разброс по углам волновых нормалей вторичных ОНЧ-волн, и образуется пучок волн, имеющих различные θ_1 . При этом для некоторых вторичных волн их волновые вектора уже будут отклонены от $\vec{B}_0$ по направлению к Земле. Именно эти волны дойдут до ионосферы с малыми углами, а значит, будут иметь возможность отразиться и вернуться в исходное полушарие. С электростатическими ИЦВ связаны неоднородности концентрации плазмы с масштабами $\lambda_{и} \approx 2\pi/k_{и}$, поэтому область взаимодействия можно представить как набор мелкомасштабных дактов с поперечными размерами $\lambda_{и} \approx 10^3$ м, что схематически изображено на рис. 10.6, б.

Как показывают расчеты [20], для обеспечения эффективности процесса слияния свистовой волны с ИЦВ необходимо, чтобы амплитуда ИЦВ в экваториальной области была $A_{и} \geq 1$ мВ/м. Так как ИЦВ даже с большими амплитудами многократно наблюдались в экспериментах на далеких спутниках, рассматриваемый механизм канализации ОНЧ-волн может иметь место.

Для количественного подтверждения, что этот механизм позволяет объяснить наблюдаемые характеристики эхо-сигналов, были выполнены расчеты траекторий ОНЧ-волн [19] в предположении, что в экваториальной области осуществляется взаимодействие исходной свистовой волны с ИЦВ [36, 37]. Проведенные расчеты показали, что за счет зеркального поворота вектора волновой нормали действительно обеспечивается выход ОНЧ-волн в сопряженное полушарие с углами $\theta \ll \theta_{рез}$, а значит, ОНЧ-волны могут отразиться от сопряженной ионосферы и снова, пройдя через область взаимодействия, вернуться в зону над излучателем. Учет того, что на выходе области взаимодействия образуется пучок волн, имеющих различные углы волновой нормали, позволяет объяснить наблюдаемые в эксперименте пространственные сдвиги частот. На рис. 10.7 даны доплеровские сдвиги частоты на ИСЗ, полученные из расчета, проведенного для аврорального передатчика ($f = 10$ кГц) для модели магнитосферной плазмы, приближенной к условиям эксперимента (умеренная магнитная активность, ночные условия).

Из сравнения рис. 10.7 и рис. 10.5 видно хорошее согласие расчета с измеренными спектральными характеристиками эхо-сигналов. Хорошо согласуются с экспериментом и рассчитанные величины задержек τ эхо-сигналов, а также их постоянство в широкой области в верхней ионосфере. Последнее легко понять, так как большая зона засветки эхо-сигналов в рассматриваемой схеме обеспечивается за

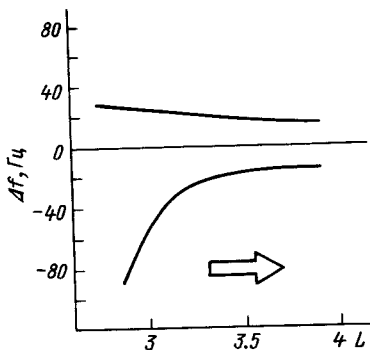


Рис. 10.7. Рассчитанные для ИСЗ ИК-19 доплеровские сдвиги частоты ОНЧ-сигналов, прошедших от передатчика до сопряженной ионосферы и вернувшихся в зону над излучателем.

Расчет проводился при условии, что в экваториальной области свистовая ОНЧ-волна рассеивается на ИЦВ. Стрелка указывает направление движения ИСЗ [36].

счет прихода на ИСЗ ОНЧ-волн, имеющих различные углы после взаимодействия с ИЦВ, т.е. уже после прохождения ОНЧ-волной экваториальной области, а, как известно, основной вклад в $\mathcal{E}$ вносит именно зона вблизи экватора, где групповая скорость ОНЧ-волн минимальна.

Таким образом, привлечение идеи, что ОНЧ-волна в экваториальной области взаимодействует с ИЦВ, позволяет объяснить основные характеристики эхо-сигналов, наблюдаемых в эксперименте. А значит, есть все основания предположить, что низкочастотные электростатические волны, регулярно наблюдаемые в магнитосфере, могут в значительной степени определять характер распространения ОНЧ-волн в околоземной плазме.

Необходимо отметить, что аналогичный эффект, но уже связанный с рассеянием ОНЧ-волн не в магнитосфере, а в верхней ионосфере, был обнаружен недавно на спутниках „Интеркосмос-19” [24, 45] и ISIS-1, 2 [27]; анализу этого эффекта посвящены следующие два параграфа.

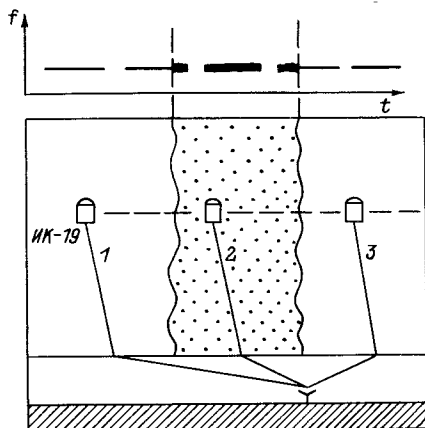
10.5. Прохождение искусственных ОНЧ-волн через турбулентную ионосферу

10.5.1. Введение. В настоящее время широко известны результаты по взаимодействию ОНЧ-волн с магнитосферной плазмой. Эффект взаимодействия ОНЧ сигналов с ионосферной плазмой был впервые обнаружен на спутниках „Интеркосмос-19” [24, 45] и ISIS-1, 2 [27]. В этих экспериментах регистрировалось значительное уширение ($\Delta f < 10^3$ Гц) квазимонохроматических сигналов ОНЧ-передатчиков, прошедших непосредственно от наземного излучателя до ИСЗ. Анализу свойств уширенных сигналов (УС) посвящен данный параграф.

10.5.2. Описание эксперимента. На рис. 10.8 дана схема эксперимента по регистрации эффекта уширения спектра ОНЧ-сигналов. Наблюдения ОНЧ-передатчиков проводились в основном на спутнике „Интеркосмос-19”. При сопоставлении электрической и магнитной компонент УС были использованы данные спутника „Ореол-3” (на-

Рис. 10.8. Схема эксперимента.

1, 2, 3 - траектории сигналов ОНЧ-передатчиков до ИСЗ. Точками изображена турбулентная область ионосферы. Вверху схематически представлены спектрограммы уширенных и не уширенных сигналов ОНЧ-передатчика вдоль траектории спутника [45].



клонение орбиты 83° , $h \approx 500-2000$ км), на котором регистрация ОНЧ-сигналов велась в

полосе 16 кГц попеременно на электрическую и магнитную антенны.

В эксперименте анализировались сигналы высокоширотного навигационного ОНЧ-передатчика „Омега“ (66.4° с.ш., 13.2° в.д., $L = 5$), который излучал импульсы длительностью ~ 1 с на пяти фиксированных частотах в диапазоне 10.2–13.6 кГц.

10.5.3. Свойства УС ОНЧ-передатчиков. Необходимо отметить высокую вероятность наблюдения УС. Так, за период ноябрь 1979 г. – март 1980 г. нами были проанализированы все сигналы передатчика „Омега“, которые регистрировались на 43 витках ИК-19; из них на 34 наблюдался эффект уширения. Суммарное время наблюдения УС составило $\sim 30\%$ времени регистрации сигналов передатчика „Омега“. Таким образом, почти треть сигналов передатчика, зарегистрированных на ИК-19, были уширены. Анализ пространственных характеристик зоны наблюдения УС показал, что УС наблюдаются в широком диапазоне геомагнитных широт ($L = 3-16$), при этом большее число случаев зарегистрировано в области высоких широт ($> 60\%$ УС наблюдались на $L > 5$).

На рис. 10.9 приведена спектрограмма сигналов передатчика „Омега“ с витка 1955, когда регистрация на ИСЗ „Ореол-3“ проводилась попеременно (по 4 с) на электрической и магнитной антеннах. Из рис. 10.9 видно, что УС наблюдались только в электрической компоненте. Ниже будут поэтому приведены результаты обработки только электрической антенны. Как показал статистический анализ, распределение величины уширения сигналов относительно центральной частоты передатчика практически симметрично, наиболее вероятный ($\sim 50\%$) диапазон частот УС $\Delta f = \pm 250-450$ Гц. Однако в конкретных случаях частотный спектр и амплитудное распределение УС могут быть асимметричными относительно частоты передатчика, причем асимметрия возможна в сторону как больших, так и меньших частот.

Эффект уширения спектра не зависел от мощности ОНЧ-волны; УС наблюдались на различном (до 2000 км) удалении от излучателя и при наблюдении на ИСЗ сигналов двух и более передатчиков од-

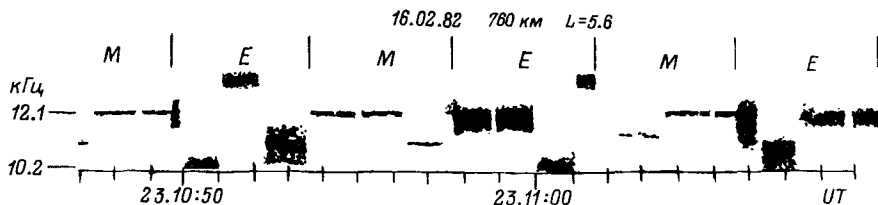


Рис. 10.9. Спектрограмма сигналов ОНЧ-передатчика „Омега“, зарегистрированных на электрической (Е) и магнитной (М) антеннах на витке 1955 спутника „Ореол-3“.

Уширение спектра наблюдается только на электрической антенне [46].

новременно регистрировались УС всех передатчиков, независимо от соотношения амплитуд.

Для выяснения механизма, ответственного за уширение спектра сигналов ОНЧ-передатчиков, был проведен анализ естественных низкочастотных излучений, зарегистрированных на спутнике ИК-19 во всей полосе ОНЧ-приемника (0.07–20 кГц). Более чем в 90% времени регистрации УС на спутнике ИК-19 одновременно с УС наблюдались и электростатические КНЧ-шумы на частотах меньше 1 кГц. Хорошая корреляция уширения спектра сигналов ОНЧ-излучателей с появлением на электрической антенне КНЧ-шумов иллюстрируется на рис. 10.10, где даны спектрограммы сигналов передатчика „Омега“ и КНЧ-шумов, зарегистрированных на витке 3834 ИСЗ ИК-19. Интенсивность КНЧ шумов часто превышает интенсивность УС, электростатические КНЧ излучения наблюдаются на ИСЗ и при отсутствии ОНЧ-передатчиков, причем при появлении УС характеристики (спектр, амплитуда) КНЧ-шумов не меняются. Поэтому можно считать, что в большинстве случаев КНЧ-шумы генерируются в верхней ионосфере независимо от присутствия сигналов ОНЧ-передатчиков.

10.5.4. Обсуждение результатов. Совокупность изложенных выше экспериментальных фактов удается объяснить на основе процесса трансформации исходного ОНЧ-сигнала, распространяющегося в свистовой моде, в квазипродольную плазменную волну вблизи резонансного конуса. О том, что такой процесс происходит, свидетельствует преобладание электрической компоненты в уширенном сигнале. Волновой вектор этой резонансной (или плазменной) волны в приближении холодной и плотной плазмы $\omega_{0e}^2 \gg \omega_{He}^2$ равен

$$k_1 = \frac{\omega_{0e}\omega_1}{c} \left(\omega_{He}^2 \cos^2 \theta_1 - \omega_1^2 \right)^{-1/2}, \quad (10.2)$$

где ω_{He} , ω_{0e} – гирочастота и плазменная частота электронов; θ_1 – угол между волновым вектором $\vec{k}_1$ и магнитным полем $\vec{B}_0$. Из (10.2) видно, что вблизи резонансного конуса, $\theta_1 \approx \arccos \omega_1/\omega_{He}$ волновой вектор $\vec{k}_1$ стремится к бесконечности.

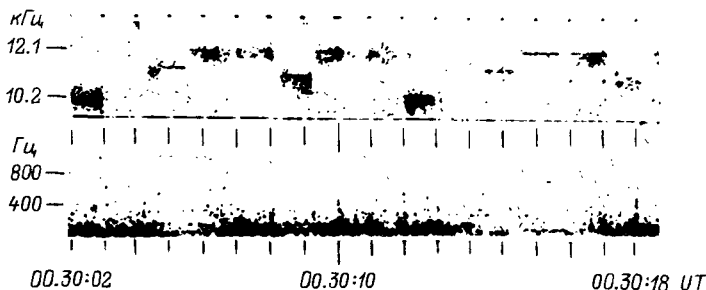


Рис. 10.10. Спектрограммы сигналов ОНЧ-передатчика „Омега” и КНЧ-шумов (внизу), зарегистрированных на витке 3834 спутника ИК-19.

Уширенные сигналы передатчика наблюдаются только в присутствии электростатических КНЧ-шумов [45].

Свистовая волна может трансформироваться в плазменную при взаимодействии с низкочастотной ионосферной турбулентностью. В пользу этого механизма свидетельствует корреляция эффекта уширения спектра с появлением электростатических КНЧ-шумов, которые и сопровождаются мелкомасштабными флуктуациями плотности плазмы. Отметим, что в условиях нашего эксперимента этот процесс разрешен, так как частота ОНЧ-передатчиков больше локальной частоты нижнего гибридного резонанса на высотах ИСЗ.

Взаимодействие свиста с турбулентной ионосферой будет эффективным, если выполнены условия пространственно-временного синхронизма:

$$\vec{k} = \vec{k}_1 \pm \vec{\omega}; \quad \omega = \omega_1 \pm \Omega, \quad (10.3)$$

где $\omega, \vec{k}$; $\omega_1, \vec{k}_1$ — частоты и волновые векторы исходной свистовой и плазменной волн; $\Omega, \vec{\omega}$ — частота и волновой вектор ионосферной турбулентности.

Тогда, если считать, что рассеяние происходит на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы, т.е. выполнены условия $|\vec{\omega}| \gg |\vec{k}|$, $\Omega \ll \omega$, то из (10.3) следует, что плазменные волны $\omega_1, \vec{k}_1$ должны иметь частоты, близкие к частоте исходной ОНЧ-волны, $\omega_1 \approx \omega$, и волновые векторы, близкие к волновому вектору ионосферной турбулентности, $\vec{k}_1 \approx \pm \vec{\omega}$. Такие волны как раз и существуют на частотах вблизи резонансного конуса (разд. 10.2).

Хотя в настоящее время механизм или механизмы генерации электростатических КНЧ-шумов не идентифицированы, можно предположить, что в полярной ионосфере на интересующих нас высотах $h \approx 10^3$ км наиболее вероятным источником электростатических КНЧ-шумов являются продольные токи $\vec{j}$. Наименьшим порогом

возбуждения по токовой скорости при этом обладают ионно-циклотронными волнами на низких гармониках ионно-циклотронной частоты f_{Hi} . Как показано, например, в [34], возбуждение ионно-циклотронных волн происходит на конической поверхности, ориентированной вдоль $\vec{j}$, причем $(\vec{\alpha}\vec{j}) > 0$ и $\alpha_{||}/\alpha_{\perp} \ll 1$. Последнее неравенство благоприятно для выполнения условий пространственного синхронизма (10.3), так как для плазменной волны $k_{||}/k_{\perp} \ll 1$.

На меньших широтах, в области ионосферного провала, электростатические КНЧ-шумы могут возникать за счет развития градиентно-дрейфовых неустойчивостей, для которых также характерно выполнение неравенства $\alpha_{||}/\alpha_{\perp} \ll 1$ [7].

При регистрации плазменных волн на ИСЗ существенное влияние на их спектр оказывает движение спутника, приводящее к доплеровскому уширению спектра как КНЧ, так и резонансных волн. Для плазменных ОНЧ-волн вблизи резонансного конуса величина доплеровского уширения равна

$$\Delta f = \Delta \omega_1 / (2\pi) = |(\vec{k}_1 \vec{v}_0)| / (2\pi). \quad (10.4)$$

Рассмотрим для примера рассеяние свистовой волны в плазменную на ионно-циклотронных волнах, которые наиболее эффективно возбуждаются на частоте f_{Hi} и на масштабах $\alpha \approx 1/\rho_i$, где $\rho_i = v_{Ti} / (2\pi f_{Hi})$ — гирорадиус ионов. Если бы спутник был неподвижен, то смещение частоты плазменной волны от частоты передатчика равнялось бы $\sim f_{Hi}$. Однако за счет движения спутника возникает смещение частоты Δf (10.4), а так как $|\vec{k}_1| \sim |\vec{\alpha}|$, то $\Delta f \approx (v_0/v_{Ti}) f_{Hi} \approx 10 f_{Hi}$, т.е. основную роль в формировании спектра уширенного сигнала играет эффект Доплера. На высотах $h \approx 10^3$ км наиболее эффективно возбуждаются циклотронные волны атомарного кислорода [34], для которого $f_{Hi} \approx 30$ Гц и соответственно $\Delta f \approx 10 f_{Hi} \approx 300$ Гц, т.е. за счет доплеровского смещения частоты можно объяснить наблюдаемые величины уширения спектра ОНЧ-передатчиков. Отметим, что при рассеянии свистового сигнала на ионно-циклотронных волнах, обладающих азимутальной симметрией $\vec{\alpha}$ относительно $\vec{B}_0$, и уширение частотного спектра ОНЧ-сигналов будет симметричным относительно частоты передатчика.

Приведенные качественные рассуждения показывают, что основные свойства уширенных сигналов (величины частотного уширения, преобладание электрической компоненты, связь УС с электростатическими КНЧ шумами) могут быть объяснены трансформацией исходной свистовой волны в плазменные волны при взаимодействии с мелкомасштабной ионосферной турбулентностью. Количественная теория эффекта уширения дана в [25] и в следующем параграфе.

10.6. Рассеяние ОНЧ-волны на мелкомасштабных неоднородностях концентрации

10.6.1. Введение. Вопрос о прохождении ОНЧ-волны через неоднородную ионосферу возник в связи с наблюдениями на спутнике „уширения“ спектра ОНЧ-сигнала наземного передатчика (разд. 10.5). „Уширение“ составляет 400–800 Гц, наблюдается в основном в электрической компоненте и связано, как правило, с одновременным наблюдением на спутнике КНЧ-излучения большой амплитуды (до 100 мВ/м) в диапазоне частот ~ 1 кГц. Это позволяет предположить, что и было сделано в [25, 45], что уширение исходного сигнала вызвано генерацией ОНЧ-волной вторичных волн на неоднородностях ионосферной плазмы, вызываемых КНЧ-излучением. Ниже этот вопрос будет рассмотрен более простым методом, чем тот, который использовался в [25]; заметим, что полученные нами выражения для поля вторичных волн отличаются от полученных в указанной работе.

10.6.2. Генерация вторичных волн. Рассмотрим прохождение исходной ОНЧ-волны через горизонтальный слой, заполненный мелкомасштабными неоднородностями, вытянутыми вдоль магнитного поля. Внешнее магнитное поле считается вертикальным и направленным вдоль оси Z . Концентрация плазмы внутри слоя с неоднородностями считается меняющейся по закону

$$n = n_0 + n' \cos k_x x. \quad (10.5)$$

Выше и ниже этого слоя плазма считается однородной с концентрацией n_0 . Снизу на слой падает плоская свистовая ОНЧ-волна. Требуется найти вторичные волны, генерируемые слоем с неоднородностями.

Исключая из уравнений Максвелла магнитное поле, получаем

$$\text{rot rot } E = - (1/c^2) \frac{\partial^2 \hat{\epsilon} E}{\partial t^2}, \quad (10.6)$$

где E – электрическое поле; $\hat{\epsilon}$ – тензор электрической проницаемости. В холодной бесстолкновительной плазме в диапазоне частот $\sqrt{\omega_i \omega_e} \ll \omega \ll \min\{\omega_e, \omega_0\}$, где ω_i и ω_e – ионная и электронная гирочастоты, ω_0 – плазменная частота, компоненты тензора $\hat{\epsilon}$ имеют вид

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} &= 1 + \omega_0^2 / \omega_e^2; \\ \epsilon_{xy} &= -\epsilon_{yx} = i \omega_0^2 / \omega \omega_e; \\ \epsilon_{zz} &= -\omega_0^2 / \omega^2; \quad \epsilon_{xz} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zx} = \epsilon_{zy} = 0. \end{aligned} \quad (10.7)$$

Электрическое поле E и тензор $\hat{\epsilon}$ представим в виде

$$E = E_1 + E'; \quad \hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}_0 + \hat{\epsilon}', \quad (10.8)$$

где E_1 - поле исходной ОНЧ-волны; E' - поле вторичной волны; $\hat{\epsilon}_0$ - невозмущенный тензор; $\hat{\epsilon}'$ - возмущение тензора, связанное с наличием мелкомасштабных неоднородностей (10.5).

Полагая, что в идущей вдоль магнитного поля ОНЧ-волне $|E_{1x}| = |E_{1y}|$, а также $\epsilon_{xx} \ll |\epsilon_{xy}| \ll |\epsilon_{zz}|$ и $\epsilon'_{xx} \ll |\epsilon'_{xy}| = |\epsilon_{xy}| n'/n_0$, распишем уравнение (10.6) по составляющим. Решая полученную систему уравнений относительно E'_x , для малых поперечных размеров неоднородностей

$$k_x^2 \gg \omega_0^2/c^2 \geq k_{z1}^2 |\epsilon_{xy}| / \epsilon_{xx}, \quad (10.9)$$

где $k_{z1} = (\omega/c) \sqrt{|\epsilon_{xy}|}$ - волновое число ОНЧ-волны вдоль оси z , получаем уравнение для электрического поля E'_x вторичной волны

$$\frac{\partial^2 E'_x}{\partial z^2} - \frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}} k_x^2 E'_x = \frac{n'}{n_0} \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{zz}} k_x^2 E_{1y} e^{ik_{z1}z}. \quad (10.10)$$

Значки „0“ при невозмущенных значениях тензора $\hat{\epsilon}$ здесь опущены. Условие (10.9) выполняется для длин волн $\lambda_x \ll 30$ м, при плазменной частоте $\omega_0/(2\pi) = 10$ МГц.

Выше и ниже слоя с $n' \neq 0$ решение (10.10) имеет вид

$$E'_x = E_x^{\uparrow\downarrow} e^{\pm i k'_z z}, \quad (10.11)$$

где волновое число вторичной волны k'_z определяется из

$$(k'_z)^2 = -(\epsilon_{xx}/\epsilon_{zz}) k_x^2 = k_x^2 \omega^2 \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_e^2} \right). \quad (10.12)$$

Внутри слоя, занятого неоднородностями, решение (10.10) ищется в виде

$$E'_x = C_1 e^{ik'_z z} + C_2 e^{-ik'_z z} + \frac{n'}{n_0} \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{zz}} \frac{k_x^2}{(k'_z)^2 - k_{z1}^2} E_{1y} e^{ik_{z1}z}. \quad (10.13)$$

Непрерывность полей и их производных на границах слоя дает

$$E_x^{\uparrow\downarrow} = -i k'_z \frac{n'}{n_0} \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}} \frac{\sin(k'_z \mp k_{z1}) \alpha}{k'_z \mp k_{z1}} E_{1y}, \quad (10.14)$$

где α - полуширина слоя с неоднородностями.

В случае тонкого слоя $(k'_z + k_{z1})\alpha \ll 1$ получаем

$$E_x^\uparrow = E_x^\downarrow = -i \frac{n'}{n_0} \frac{\epsilon_{xy} k_x^2 \alpha}{\epsilon_{zz} k'_z} E_{1y} = \frac{n'}{n_0} \frac{|k_x| \alpha}{\sqrt{1 + \omega_e^2 / \omega_0^2}} E_{1y}. \quad (10.15)$$

Электрическое поле вторичной волны стремится к нулю с увеличением поперечных масштабов неоднородности (при $k_x \rightarrow 0$). Этот результат отличается от результата, полученного в работе [25].

10.6.3. Свойства вторичных волн. Из дисперсионного выражения (10.12) имеем $k'_z \ll k_x$, т.е. волновой вектор вторичных волн почти перпендикулярен к внешнему магнитному полю. Групповая скорость этих волн в то же время направлена почти вдоль магнитного поля:

$$\frac{\partial \omega}{\partial k'_z} = \frac{k_x}{k_z} \frac{\partial \omega}{\partial k_x} = \frac{1}{k_x} \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{\omega_e^2} \right)^{-1/2}. \quad (10.16)$$

При $\omega_e = 6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \ll \omega_0$ и $k_x = 0.6 \text{ м}^{-1}$ получаем $\partial \omega / \partial k'_z \approx 10^4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Электрическое поле волны направлено приблизительно вдоль вектора k' , т.е. $E'_x \gg E'_z \gg E'_y$. Магнитное поле волны направлено приблизительно вдоль оси y и равно

$$B'_y = \pm \frac{\omega}{c} \frac{\epsilon_{xx}}{k'_z} E'_x = \pm \frac{\omega_0}{k_x c} \frac{(\omega_0^2 + \omega_e^2)^{1/2}}{\omega_e} E'_x, \quad (10.17)$$

где верхний и нижний знаки относятся соответственно к волнам, идущим вверх и вниз. При больших k_x , удовлетворяющих (10.9), плотность магнитной энергии $(B'_y)^2 / (8\pi)$ много меньше плотности электрической энергии волны $\epsilon_{xx} (E'_x)^2 / (4\pi)$; вторичная волна является поэтому электростатической.

Вторичные волны имеют ту же частоту, что и исходная ОНЧ-волна, однако спутник, двигаясь со скоростью v_x , регистрирует частоту $\omega' = \omega + \Delta\omega$, где сдвиг частоты $\Delta\omega = k_x v_x$. Наблюдаемая характерная ширина спектра вторичных волн составляет $\sim 400 \text{ Гц}$. Это соответствует длине волны $\lambda_x \gtrsim 20 \text{ м}$.

Амплитуда вторичной волны, согласно (10.15), равна нулю при $k_x = 0$. Отсюда получаем, что спектр вторичных волн, регистрируемых спутником, имеет провал на частоте передатчика.

Энергия, уносимая вторичными волнами, черпается из энергии исходной ОНЧ-волны. Усредненный за период колебаний поток энергии, уносимый вверх и вниз от слоя с неоднородностями, равен

$$P' = \frac{c}{8\pi} \left\{ |E_x^\uparrow B_y^\uparrow| + |E_x^\downarrow B_y^\downarrow| \right\}, \quad (10.18)$$

где E_x и B_y — амплитудные значения полей. Подставляя сюда E_x и B_y из (10.15) и (10.17), получаем

$$P' = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{n'}{n_0} \right)^2 \frac{\omega_0^3}{\omega_e \sqrt{1 + \omega_e^2 / \omega_0^2}} k_x \alpha^2 E_{1y}^2. \quad (10.19)$$

Если имеется несколько слоев с неоднородностями и фаза возмущения концентрации внутри каждого слоя случайна, суммарная мощность излучения складывается.

Сравнивая поток энергии P' с потоком энергии P_1 исходной ОНЧ-волны

$$P_1 = \frac{c}{4\pi} \left| [E_1, B_1] \right| = \frac{c}{4\pi} \frac{\omega_0}{\sqrt{\omega \omega_e}} E_{1y}^2, \quad (10.20)$$

можно найти характерное расстояние, на котором энергия исходной волны существенно уменьшается. При характерных параметрах среды это расстояние составляет ~ 30 км.

Поток энергии вторичной волны равен также произведению плотности энергии волны на групповую скорость. Поскольку эта скорость на порядок меньше скорости исходной ОНЧ-волны, плотность энергии вторичной волны может быть на порядок больше. На этот эффект обращалось внимание в [25].

Л и т е р а т у р а к г л. 10

1. Арыков А.А., Васильев А.Н., Ларин В.Ф., Соловьева Л.Е. // Геомагнетизм и аэронавигация. М., 1987. № 1. С. 129–131.
2. Арыков А.А., Мальцев Ю.П. // Геомагнетизм и аэронавигация. М., 1981. № 2. С. 352–357.
3. Будилин А.В., Гетманцев Г.Г., Капустин И.Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. Горький, 1977. № 1. С. 83–86.
4. Васильев А.Н., Капустин И.Н., Логинов Г.А. и др. // Исследование ионосферы и магнитосферы методом активного воздействия. Апатиты, 1977. С. 7–20.
5. Васильев А.Н., Капустин И.Н., Распопов О.М. и др. // Исследование ионосферы и магнитосферы методами активного воздействия. Апатиты, 1977. С. 21–24.
6. Васильев А.Н., Ларин В.Ф., Смирнов В.С., Соловьева Л.Е. // Низкочастотные излучения в ионосфере и магнитосфере Земли. Апатиты, 1981. С. 68–72.
7. Гельберг М.Г. Неоднородности высокоширотной ионосферы. Новосибирск, 1986. 192 с.
8. Гетманцев Г.Г., Будилин А.В., Иванов В.А. и др. // Исследование ионосферы методами активного воздействия. Апатиты, 1977. С. 32–34.
9. Гетманцев Г.Г., Гульельми А.В., Клайн Б.И. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. Горький, 1977. № 7. С. 1017–1019.

10. Гетманцев Г.Г., Зуйков Н.А., Котик Д.С. и др. // Письма в ЖЭТФ. М., 1974. № 4. С. 229-232.
11. Гетманцев Г.Г., Котик Д.С., Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю., Капустин И.Н., Смирнов В.С., Перповский Р.А., Васильев А.Н., Распопов О.М. Открытие № 231 (СССР). Явление генерации электромагнитных волн ионосферными токами под воздействием на ионосферу модулированного коротковолнового радиолучения - эффект Гетманцева. - Заявл. 20.12.76. ОТ-9452, опубл. в Б.И. 1981. № 8.
12. Капустин И.Н., Перцовский Р.А., Васильев А.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1977. № 5. С. 248-251.
13. Капустин И.Н., Распопов О.М., Арыков А.А. и др. // Исследование процессов в авральной ионосфере методами активного воздействия. Апатиты, 1978. С. 14-19.
14. Копытенко Ю.А., Молчанов О.А., Могилевский М.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1977. № 5. С. 237-240.
15. Котик Д.С., Трахтенгерц В.Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1975. № 2. С. 114-118.
16. Ларин В.Ф., Смирнов В.С., Васильев А.Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. Горький, 1984. № 1. С. 104-105.
17. Ларин В.Ф., Смирнов В.С., Остапенко А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. Горький. 1982. № 4. С. 378-384.
18. Лицкая А.М., Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. // Геомагнетизм и аэрномия. М., 1976. № 2. С. 331-336.
19. Мальцева О.А., Молчанов О.А., Резников А.Е. // Низкочастотные волны и сигналы в магнитосфере Земли. М., 1980. С. 105-130.
20. Молчанов О.А., Мальцева О.А., Шарко И.Е. // Изв. вузов. Радиофизика. Горький, 1982. № 10. С. 1109-1114.
21. Молчанов О.А., Трахтенгерц В.Ю., Чмырев В.М. // Изв. вузов. Радиофизика. Горький, 1974. № 3. С. 325-332.
22. Остапенко А.А., Смирнов В.С. // Автоматизация геофизических исследований. Апатиты, 1980. С. 65-82.
23. Смирнов В.С., Остапенко А.А., Ларин В.Ф. // Влияние мощного радиоизлучения на ионосферу. Апатиты, 1979. С. 144-149.
24. Титова Е.Е., Ди В.И., Юров В.Е. и др. Препринт ПГИ 83-6-25 / ПГИ. Апатиты, 1983. 21 с.
25. Трахтенгерц В.Ю., Титова Е.Е. // Геомагнетизм и аэрномия. М., 1985. С. 9-96.
26. A r y k o v A. A., M a l t s e v Y i. P. // Planet. Space Sci. 1979. Vol. 27. P. 463-471.
27. B e l l T. F., J a m e s N. S., I n a n U. S., K a t s u f r a k i s J. F. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 4813-4840.
28. B e l l T. F., I n a n U. S., H e l l i w e l l R. A. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 4649-4670.
29. C e r i s i e r J. C. // J. Atm. Terr. Phys. 1973. Vol. 35. P. 77-94.
30. D i e s e n d o r f M. O. // Planet Space Sci. 1971. Vol. 19. P. 739-747.
31. E d g a r B. C. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 3327-3339.

32. G u r n e t t D.A. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 2765-2770.
33. I n a n U.S., B e l l T.F. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 2819-2827.
34. K i n d e l J.M., K e n n e l C.F. // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. P. 3055-3078.
35. L i k h t e r Ya.I., M o l c h a n o v O.A., C h m y r e v V.M. et al. // COSPAR Space Res. 1973. Vol. 13. P. 689-694.
36. M o l c h a n o v O.A., M a l t s e v a O.A., T i t o v a E.E. et al. // Adv. Space Res. 1983. Vol. 2. P. 227-229.
37. M o l c h a n o v O.A., M a l t s e v a O.A., T i t o v a E.E. // Results of the ARCAD-3 project and of the recent programmes in magnetospheric and ionospheric physics. Toulouse, 84. 1985. P. 579-598.
38. P e r r a u t S., G e n d r i n R., R o b e r t P. et al. // Space Sci. Rev. 1978. Vol. 22. P. 347-369.
39. R i e t k e l d M.T., K o p k a H., N i e l s e n E., S t u b b e P. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 2140-2146.
40. S m i t h R.L. // J. Geophys. Res. 1961. Vol. 66. P. 3699-3707.
41. S t o r e y L.R.O. // Phyl. Trans. Roy. Soc. 1953. Vol. 246. P. 113-141.
42. S t u b b e P., K o p k a H. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 2319-2325.
43. S t u b b e P., K o p k a H. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 1606-1608.
44. T h o m s o n R.J. // Planet. Space Sci. 1977. Vol. 25. P. 1037-1043.
45. T i t o v a E.E., D i V.I., Y u r o v V.E. et al. // Geophys. Res. Lett. 1984. Vol. 11. P. 323-326.
46. T i t o v a E.E., P e r l i k o v A.M., Y u r o v V.E. et al. // Results of the ARCAD-3 project and of the recent programmes in magnetospheric physics. Toulouse, 84. 1985. P. 627-644.
47. W a l t e r F., A n g e r a m i J.J. // J. Geophys. Res. 1969. Vol. 74. P. 6352-6370.
48. W i l l i s J.W., D a v i s J.R. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 1420-1432.
49. W i l l i s J.W., D a v i s J.R. // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 5710-5717.

11.1. Типы магнитосферных возмущений

Термин „суббурия“ был введен Акасофу и Чэпменом в 1961 г. для обозначения относительно коротких (длительностью около 1 ч) возмущений магнитного поля в авроральной зоне, происходящих во время геомагнитных бурь. В настоящее время с этим термином связывается целый комплекс явлений, наблюдаемых с земной поверхности и в магнитосфере. Существующие сейчас определения суббурии неоднозначны и часто либо слишком общи, либо отражают лишь частные концепции того или иного автора. Это приводит к путанице и непониманию при обсуждении различных конкретных событий. Дело усугубляется тем, что магнитные возмущения (а многие авторы в первую очередь используют магнитные данные для анализа) могут быть следствием суперпозиции различных типов возмущений в магнитосфере [10, 15, 27].

Вопрос о смене терминологии, по-видимому, назрел, но мы не будем его здесь затрагивать, поскольку он требует детального обсуждения на страницах периодических изданий и на конференциях.

Мы поясним тот смысл, который мы вкладываем в существующие термины, рассмотрев морфологические характеристики возмущений, наблюдаемых на земной поверхности. Их различие позволяет предположить различные физической природы этих явлений.

11.1.1. Наземные признаки взрывной фазы суббурии. Мы будем использовать термин взрывная фаза (ВФ) лишь для возмущений вполне специфических, имеющих довольно четкие отличительные признаки, главный из которых – резкая интенсификация полярных сияний в ночном секторе и развитие авроральной выпуклости [1]. Это явление можно проиллюстрировать рис. 11.1 из работы [37], где описана динамика полярных сияний до и после момента $T=0$, момента начала ВФ. С моментом $T=0$ связаны: генерация иррегулярных пульсаций P_i2 , P_i1B ; начало импульсных вторжений энергичных частиц в ионосферу; развитие трехмерной токовой системы, продольные токи которой втекают на восточном краю авроральной выпуклости, а вытекают на западном, в области движущегося к западу изгиба сияний – WTS [31, 44 и ссылки в этих работах]. Характерная длительность ВФ составляет ~ 1 ч.

11.1.2. Наземные признаки предварительной фазы суббурии. Динамику полярных сияний до $T=0$ связывают с предварительной фазой (ПФ), представления о которой были введены [2, 72, 81, 91]. Как будет показано ниже, сущность ПФ составляют накопления магнитной энергии в долях хвоста магнитосферы и связанное с этим усилением токов нейтрального слоя в магнитосфере. Обычно ПФ развивается после переворота ММП к югу.

Области, занятые сияниями во всех секторах авроральной зоны, быстро смещаются к экватору, как и электроджеты [37, 90, 112]. Интенсивность электроджетов в период ПФ может быть низкой, но

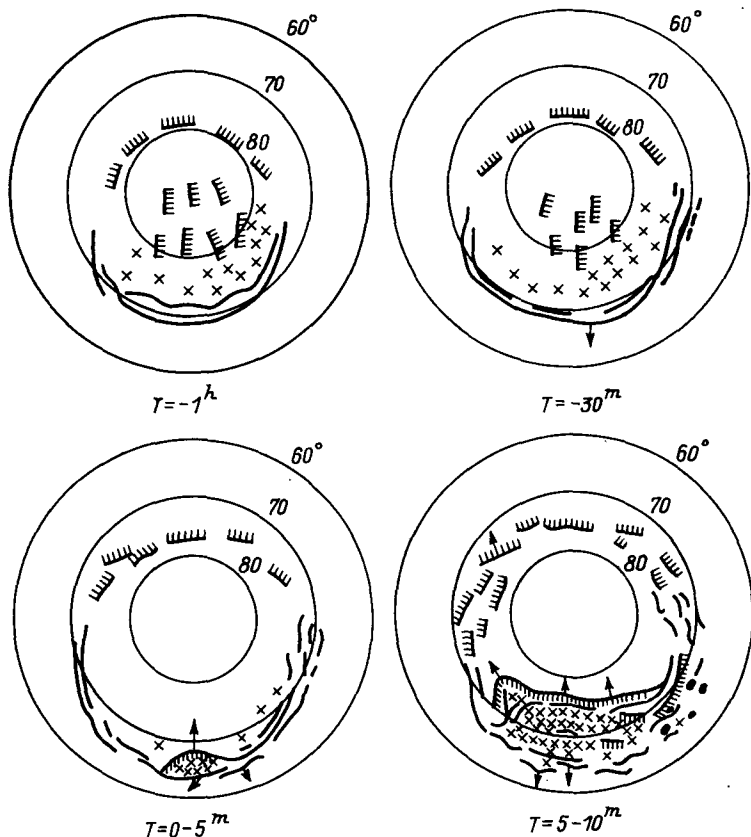


Рис. 11.1. Схема динамики полярных сияний во время предварительной и взрывной фаз суббури по [37].

Момент $T=0$ означает начало взрывной фазы.

в наиболее интенсивных событиях, в условиях повышенной проводимости ионосферы, ПФ сопровождается ясно выраженными магнитными возмущениями, которые за 15–20 мин могут развиваться до 500–800 нТл [45, 115]. Магнитные возмущения такого типа мы будем называть возмущениями нестационарной конвекции, поскольку они соответствуют переходу от ситуации с малой разностью потенциала, приложенного к полярной шапке (обычно при $B_z > 0$), к режиму со значительной величиной электрического поля в ионосфере ($B_z < 0$). ПФ сопровождается развитием токовой системы DP-2 в случае низкой проводимости в авральной зоне, а в случае большой проводимости эквивалентная токовая система состоит из восточного и западного электроджетов, каждый с двумя вихрями токов растекания: в полярной шапке и в средних широтах [16, 72, 110].

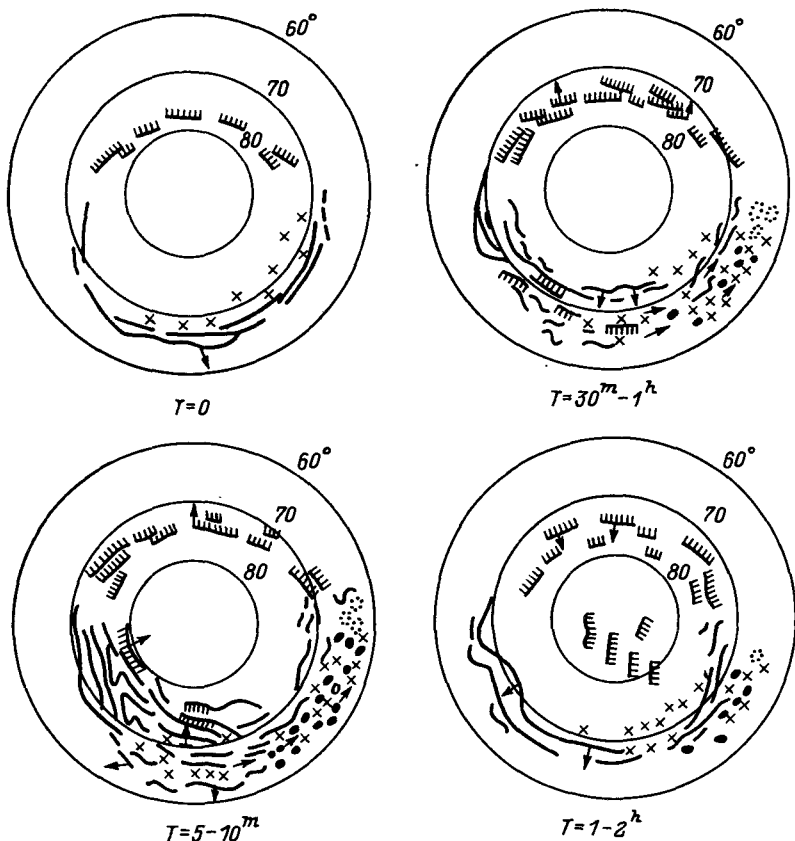


Рис. 11.1 (продолжение).

11.1.3. Стационарная конвекция. В периоды, когда ММП сохраняет южную ориентацию в течение длительного времени (несколько часов), могут наблюдаться возмущения, отличающиеся от ПФ и ВФ стабильным уровнем магнитной активности, неизменной конфигурацией токовой системы и структурой вторжений — возмущения стационарной конвекции [27, 95]. В такие периоды наблюдается развитый пояс диффузных сияний, полярнее которых дискретные формы образуют глобальную выпуклость [30]. Западный край этой структуры образует относительно стабильный изгиб полярных сияний на меридиане $\sim 20-22$ МЛТ. Токовая система возмущений стационарной конвекции сходна с той, что наблюдается во время ПФ при большой проводимости ионосферы [27, 115]. Общим для возмущений конвекционного типа (как стационарной конвекции, так и для ПФ) является и отсутствие иррегулярных пульсаций P_{i1} и P_{i2} .

Изучение периодов стационарной конвекции представляет большой интерес, поскольку с точки зрения теории стационарное состояние

магнитосферы при $B_z < 0$ представляется невозможным, если предположить адиабатическими изменения параметров плазмы при ее конвекции из хвоста магнитосферы к Земле [57, 103].

11.1.4. Характерные времена отклика магнитосферы на переворот ММП к югу. Развитие конвекционных возмущений (как нестационарной, так и стационарной конвекции), по-видимому, связано с „прямым“ переносом энергии солнечного ветра в магнитосферу [44]. На это указывает отсутствие значительных задержек в отклике развития магнитной активности на переворот ММП к югу (что соответствует усилению электрического поля в магнитосфере). Так в [86, 107] показано, что токовая система DP-2 развивается через ~ 10 мин после прохождения разрыва ММП лобовой точки ударной волны магнитосферы. Длительность же интервала от начала развития DP-2 до начала ВФ зависит от величины южной компоненты ММП ($\tau B_z = 255$ нТл·мин) и составляет от ~ 20 мин до ~ 2 ч [6]. Эти данные согласуются с результатами работ [39, 46], в которых подобные характерные времена найдены в отклике наземных магнитных вариаций на изменения в ММП.

Заметим, что ВФ может быть стимулирована импульсным изменением ММП (часто переворотом B_z к северу) [54, 107]; это может быть причиной более короткой ПФ.

11.2. Измерения в магнитосфере во время суббури

Рассмотрим изменения параметров магнитосферы, происходящие вблизи момента $T=0$. Основным фактором, определяющим динамику магнитосферы в период ПФ, является усиление тока нейтрального слоя. Мы проиллюстрируем это, в частности, на примере изолированной суббури 22.03.79, которая подробно разобрана в серии работ CDAW-6 по данным измерений на нескольких спутниках. В этом примере можно видеть и некоторые интересные особенности, наблюдаемые в магнитосфере и во время взрывной фазы. Локальный „распад“ (уменьшение) тока нейтрального слоя в приземной его части является главным элементом начала ВФ интенсивной суббури. Дальнейшее развитие ВФ определяется расширением области распада тока как в долготном, так и в радиальном направлении.

11.2.1. Предварительная фаза. Расположение спутников во время суббури 22.03.79 показано на рис. 11.2. Геостационарный спутник GOES-3, который располагался на меридиане 01.30 MLT, вскоре после поворота вектора ММП к югу обнаруживает быстрый рост компоненты магнитного поля, направленной к Земле, и поворот вектора магнитного поля, соответствующий „вытягиванию“ силовых линий в хвост магнитосферы (рис. 11.3). Так же ведет себя магнитное поле и на спутнике GOES-2, который располагался на меридиане 03.30 MLT. Вектор магнитного поля на GOES-3 поворачивается на $\sim 40-45^\circ$ и отклонение от дипольной ориентации составляет в конце ПФ $\sim 50-55^\circ$. Величина радиальной компоненты магнитного поля достигла ~ 110 нТл (при значении соответствующей компоненты дипольного поля в этой точке ~ 25 нТл). На спут-

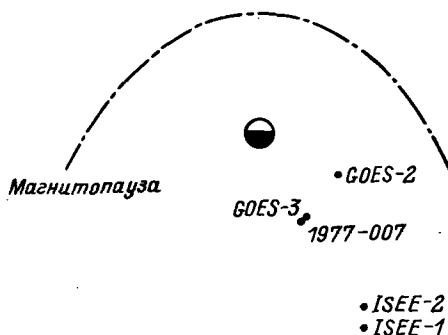


Рис. 11.2. Положение геостационарных спутников GOES-3, GOES-2, 1977-007 и магнитосферных спутников ISEE-1 и ISEE-2 в период суббури 22.03.79 [82].

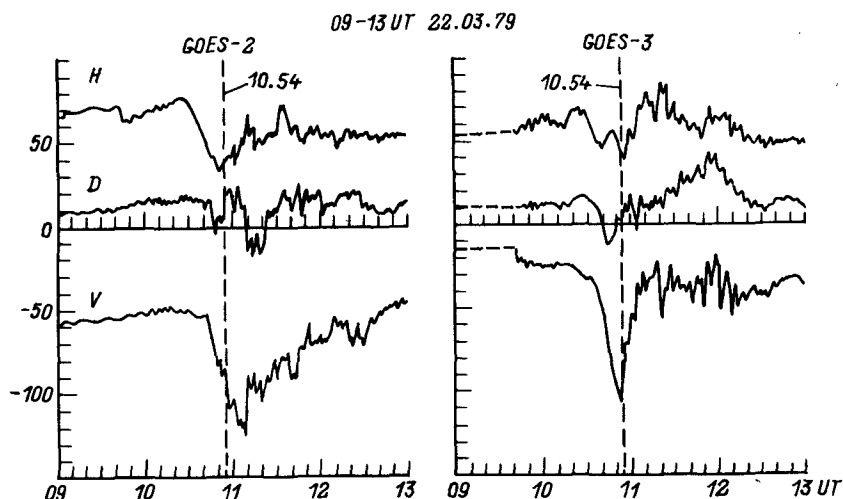


Рис. 11.3. Вариации магнитного поля на геостационарных спутниках GOES-3, GOES-2.

Начало ВФ определено по наземным данным в 10.54 UT. H - компонента ориентирована параллельно геодиполлю; D - азимутальная компонента; V - радиальная компонента магнитного поля.

нике 1977-007 видно резкое уменьшение потока энергичных частиц, обычно связываемое с движением к Земле и к экваториальной плоскости границы радиационного пояса.

На спутниках ISEE-1 и ISEE-2, которые находились в том же долготном секторе, что и GOES-3, но на удалении $\sim 12 R_E$, перед началом ВФ, определенной по наземным данным, магнитное

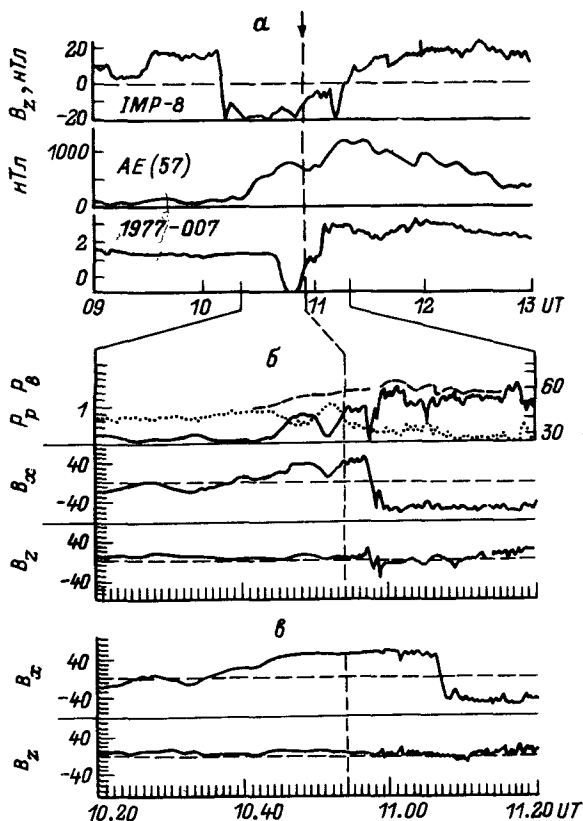


Рис. 11.4. Суббуря 22.03.79 (по [45, 89]).

а - B_z -компонента ММП по измерениям на спутнике IMP-8; индекс AE по данным 57 высокоширотных станций; скорость счета электронов с энергией >30 кэВ (в логарифмическом масштабе) на геостационарной орбите по данным спутника 1977-007 (с «вытягиванием» силовых линий - рис. 11.3 - связан «провал» в потоках частиц, с ВФ - «инжекция» частиц); б - магнитное (сплошная линия) и плазменное (пунктир) давление по измерениям на спутнике ISEE-2, штриховой линией показана сумма давлений; B_x и B_z - компоненты магнитного поля, B - компоненты магнитного поля, измеренные на спутнике ISEE-1. В период 10.58-11.07 UT, спутники ISEE-1 и -2 находились по разные стороны от нейтрального слоя.

поле имело величину ~ 50 нТл (рис. 11.4). О конфигурации магнитного поля и плазменного слоя можно судить по измерениям сразу после начала ВФ, когда один из спутников ISEE пересек нейтральный слой и вышел в южную «долю» хвоста магнитосферы. В течение нескольких минут спутники находились по разные стороны токового

слоя, измеряя магнитное поле около $+60$ и -60 нТл. Оценка толщины токового слоя (по расстоянию между спутниками) составляет $\leq 0,5 R_E$. B_Z -компонента в области нейтрального слоя была ≤ 1 нТл.

Сопоставление измерений на спутниках GOES и ISEE показывает как сильно может быть деформирована магнитосфера во время ПФ вследствие усиления токов нейтрального слоя. Явления, связанные с усилением тока, можно наблюдать и в ходе ВФ вне области активизации. Видно это и в рассматриваемой суббуре: на спутнике GOES-2 во время начала ВФ продолжается „вытягивание” силовых линий (рис. 11.3); сумма магнитного и плазменного давлений (характеристика интенсивности тока нейтрального слоя) на ISEE-2 продолжает расти (рис. 11.4). Подобное усиление тока наблюдалось как во время ПФ, так и в начале ВФ на спутнике IMP-8 в удаленной магнитосфере ($\sim 36 R_E$) [35] при анализе других суббур.

Эти данные показывают, с одной стороны, независимость процессов, связанных с нестационарной конвекцией, от начала ВФ, а с другой — то, что процессы подготовки ВФ могут развиваться в невозмущенных областях магнитосферы и во время начала ВФ. Это, по-видимому, и приводит к новым активизациям, которые видны в приведенных данных и которые охватывают новые и более обширные области магнитосферы (рис. 11.3). В долях хвоста (на больших удалениях от плазменного слоя) в период ПФ растет плотность магнитной энергии (статистически это показано в [71]), рост этот наблюдается одновременно на разных удалениях от Земли [59]. Данные [59] показывают также, что в ближайшей к Земле части токового слоя интенсивность токов больше.

Несколько неожиданным оказался результат, что в области плазменного слоя хвоста магнитосферы в период ПФ (после переворота ММП к югу) не наблюдается усиления электрического поля. Этот результат был получен в [29] из оценок величин потоков плазмы по данным спутника IMP-8. Причиной этого, очевидно, является возникновение индукционного электрического поля из-за роста магнитного поля в долях хвоста [26, 103].

11.2.2. Признаки ВФ в ближней магнитосфере ($x < -20 R_E$). Начало ВФ суббури, определенное по наземным данным, совпадает с началом уменьшения плотности магнитной энергии (уменьшением величины магнитного поля) в долях хвоста магнитосферы [71]. В ближней магнитосфере начало ВФ связано с быстрой диполизацией магнитного поля (рис. 11.3) [113]. Эти явления интерпретируются обычно как свидетельство „распада” (уменьшения) тока нейтрального слоя, сначала локального, а затем охватывающего новые области (см. рис. 11.3, а также [85]). Уменьшение тока в хвосте ВФ связано с генерацией трехмерной токовой системы петли Биркеланда, признаки которой видны как на земной поверхности, так и в магнитосфере [7, 47, 83]. Диполизация связана часто с восстановлением потоков энергичных частиц на орбите геостационарных спутников и/или резким увеличением потоков частиц как низких, так и

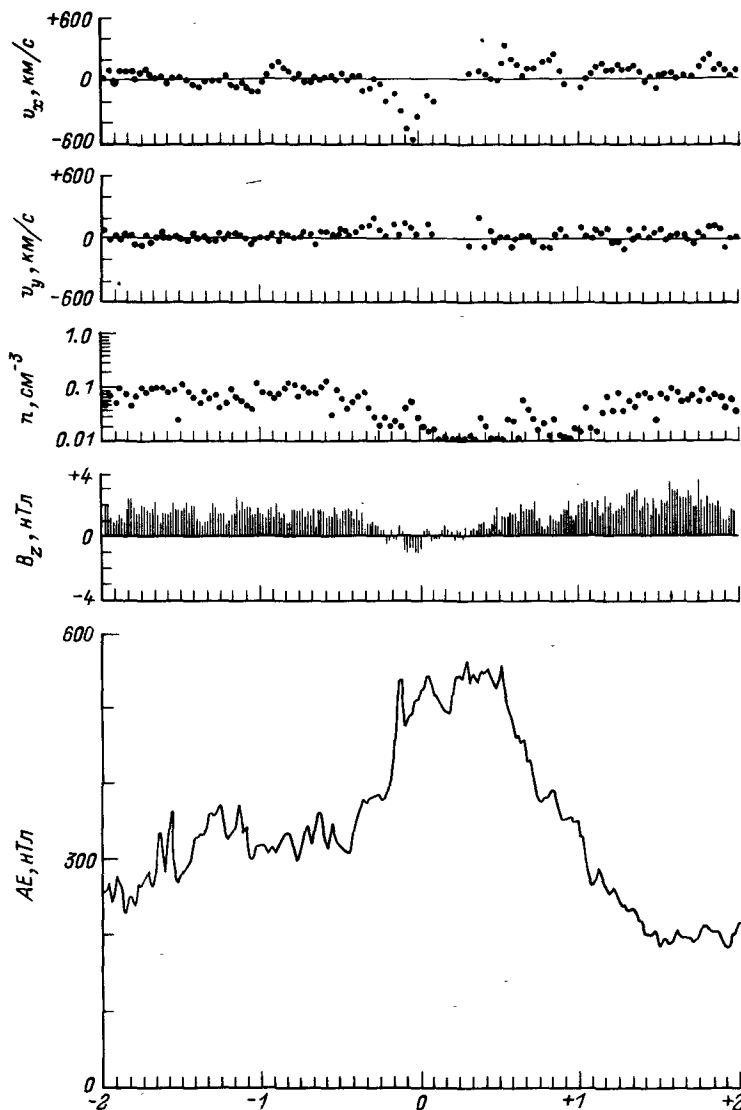


Рис. 11.5. Усредненные характеристики плазмы и магнитного поля на удалении $30 R_E$ в хвосте магнитосферы во время суббури по [50].

Сверху вниз: массовая скорость плазмы в направлении к Земле и в направлении утро-вечер; концентрация плазмы; B_z -компонента магнитного поля; AE — индекс. По оси абсцисс — время (в часах) относительно момента появления анизотропных (от Земли) потоков электронов с энергией >200 кэВ.

высоких энергий — так называемой инжекцией (рис. 11.4, о происхождении этого термина и обсуждение ранних работ см. в [80]). Инжекции частиц на геостационарную орбиту происходят в основном со стороны хвоста магнитосферы [43, 84, 113]. Со стороны хвоста к Земле распространяется волна сжатия в магнитном поле [100]. На расстояниях $\sim 15\text{--}20 R_E$ одновременно с инжекциями на геостационарной орбите наблюдается утончение плазменного слоя [66] и потоки плазмы от Земли [64].

11.2.3. Наблюдения ВФ на удалениях $\sim 30\text{--}40 R_E$. На больших расстояниях ($x = 30\text{--}40 R_E$) в плазменном слое начало ВФ по данным спутников серии IMP ассоциируется с увеличением потоков энергичных электронов (которые быстро распространяются в магнитосфере из области источника ускорения). Затем спутник регистрирует потоки плазмы от Земли, утончение плазменного слоя [50, 65]. Статистика такого рода событий представлена на рис. 11.5. Здесь за $T=0$ выбран момент появления анизотропии энергичных (>200 кэВ) электронов, потоки которых направлены в хвост магнитосферы, что означает, вероятно, прохождение через спутник границы замкнутых и разомкнутых силовых линий во время утончения плазменного слоя. Эта граница совпадает с внешней кромкой плазменного слоя. Рис. 11.5 показывает важный факт корреляции потоков плазмы от Земли с отрицательными значениями B_z -компоненты магнитного поля, в то время как потоки к Земле на заключительной стадии суббури связаны с $B_z > 0$.

11.2.4. Расширение плазменного слоя. Расширение плазменного слоя происходит на заключительной фазе ВФ [50, 65]. В отличие от утончений, когда движение границы плазменного слоя соответствует движению плазмы к центру слоя, при расширении движение границы от центра слоя направлено противоположно движению плазмы. В [62] по данным спутников ISEE-1, -2 найдено, что при утончении плазменного слоя величины вертикальной скорости границы и скорости плазмы равны (23 ± 18) км/с и (20 ± 8) км/с соответственно. При расширении плазменного слоя граница его движется со скоростью (133 ± 31) км/с; в то же время конвекция к центру плазменного слоя происходит со скоростью (3 ± 7) км/с. Однако расширение слоя связано с течением плазмы к Земле (главным образом вдоль силовых линий) со скоростью (100 ± 25) км/с. Это означает, что расширяющийся плазменный слой образуется частицами, заполняющими ранее пустые силовые трубки. Источник частиц при этом перемещается в хвост магнитосферы.

11.2.5. Выброс плазмоида из ближней области в хвост магнитосферы. Эффекты ВФ отмечаются и в далеком хвосте магнитосферы на удалениях (60 ± 200) R_E . Об этом говорят результаты наблюдений на спутнике ISEE-3, который в 1982–1983 гг. многократно пересекал эту область магнитосферы. Через 20–30 мин после начала ВФ спутник регистрирует вариации магнитного поля и плазмы, которые интерпретируются [65, 66] как выброс из ближней к Земле области „плазмоида” — плазменного образования с замкнутой конфигурацией силовых линий.

Интересно отметить, что плазмOID на больших удалениях имеет размеры значительно большие (несколько R_E по оси Z), чем в ближней магнитосфере. На удалениях $\lesssim 20 R_E$ оценки размеров плазмOIDа дают величины порядка нескольких тысяч километров [67].

11.3. Пространственно-временная структура взрывной фазы

Данные, приведенные в предыдущем разделе, можно выстроить в определенную последовательность относительно момента $T=0$ — момента начала взрывной фазы авроральной суббури — и связанных с этим моментом явлений в других наземных наблюдениях: началом резкой отрицательной бухты в авроральной зоне, положительной бухты в H -компоненте на средних широтах, импульсного сброса в ионосферу энергичных частиц, пульсаций $Pi2$.

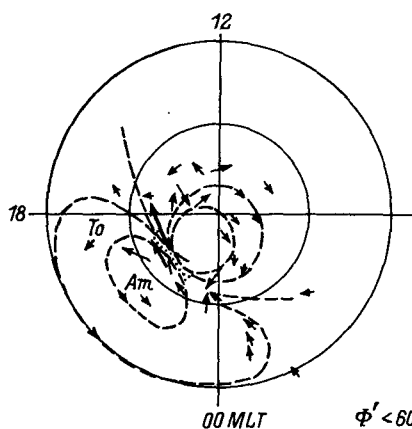
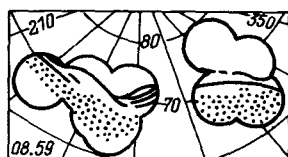
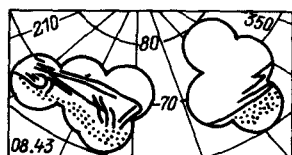
Исследования последних лет показали, однако, что развитие авроральной выпуклости происходит после $T=0$ не монотонно, а дискретно, причем каждой дискретной активизации можно сопоставить признаки начала взрывной фазы и в других явлениях [4, 26, 94].

11.3.1. Микросуббури. Для примера рассмотрим данные из [33] (рис. 11.6). Здесь приведен фрагмент развития авроральной выпуклости по данным ~ 10 камер всего неба. Две последовательные активизации произошли в 08.30 и 08.54 UT. Каждой локальной авроральной экспансии соответствует отдельный пуг пульсаций $Pi2$ и специфическое распределение эквивалентных токов в высоких широтах (электроджет в области выпуклости); среднеширотные вариации H - и D -компонент магнитного поля соответствуют наличию в долготном секторе авроральной активизации токовой петли Биркеланда. Длительность таких отдельных активизаций (микросуббурь) составляет 5–10 мин. Это соответствует длительности полярной экспансии сияний, а также других явлений, составляющих признаки ВФ. В частности, такую длительность имеют дуги пульсаций $Pi2$, наблюдение которых является, по-видимому, наиболее удобным средством диагностики взрывной фазы. Интервалы между микросуббурями составляют [26, 33, 94] ~ 10 –20 мин, что также подтверждено статистикой интервалов между началами пугов $Pi2$ [70].

11.3.2. Тонкая структура ВФ. Рассматривая развитие отдельных авроральных микросуббурь, авторы работ [32, 105] обратили внимание на то, что экспансия сияний к полюсу во время брейкапа часто происходит за счет образования новых дуг полярнее предыдущих. Образование новых дуг происходит с интервалом ~ 1 –3 мин, расстояние между дугами ~ 50 –100 км.

В [34, 104, 115] показана тесная связь этой тонкой структуры микросуббури в сияниях со всем комплексом явлений взрывной фазы: с высыпанием энергичных частиц, с пульсациями $Pi2$, с явлениями в хвосте магнитосферы.

Тонкая структура вторжений энергичных электронов детально исследована по данным аэростатных наблюдений [13, 14, 93]. Эти данные показали, что взрывная фаза в высыпаниях энергичных электронов состоит из коротких импульсов длительностью ~ 1 мин. Со-



$$\begin{aligned} \Phi' < 60^\circ & \uparrow 20\gamma \\ \Phi' \geq 60^\circ & \left\{ \begin{array}{l} \uparrow 25\gamma \\ \uparrow 100\gamma \end{array} \right. \end{aligned}$$

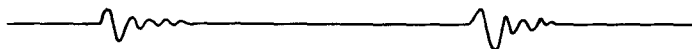
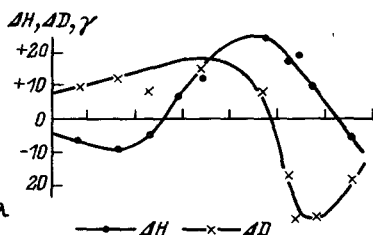
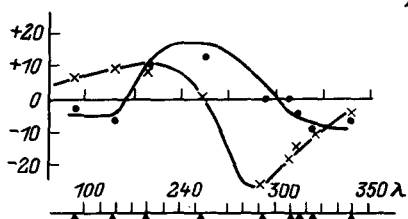
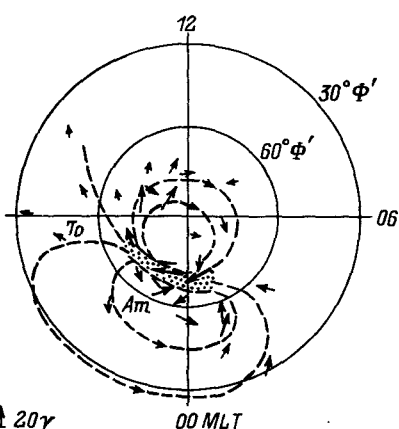


Рис. 11.6. Развитие двух последовательных микросуббурь по наземным данным: в полярных сияниях; в эквивалентных токах; в распределении элементов магнитных вариаций на средних широтах.

Каждой микросуббуре соответствует пуг пульсаций $Pi2$, изображенный здесь схематично [по 33].

поставление данных с аэростатов, разнесенных по широте [14, 34], показывает импульсивное смещение области вторжений к полюсу, связанное с развитием сияний.

В иррегулярных пульсациях $Pi2$ во время вспышек дуг сияний (импульсных сбросах энергичных частиц) происходит резкое изменение режима колебаний: меняется амплитуда и/или поляризация пульсаций [14, 34]. Известно, что одновременно с $Pi2$, периоды которых составляют десятки секунд, наблюдаются иррегулярные пульсации $Pi1B$ в диапазоне <45 с. Использование данных регистрации этих пульсаций на медленных магнитофонах и обработка на сонографе позволили показать, что дуг $Pi1B$ состоит из последовательности всплесков длительностью $\sim 1-2$ мин [52, 56, 115]. Отдельные всплески связаны со вспышками дуг и другими проявлениями тонкой структуры микросуббури. Мы проиллюстрируем тонкую структуру примером из [115], где рассмотрено, в частности, развитие локальной микросуббури. Брейкап в сияниях наблюдался над сетью станций в Северной Европе. Две последовательные вспышки дуг, наблюдавшиеся камерами всего неба, произошли в $\sim 20.02-20.03$ и $20.05-20.06$ UT, сопровождались как характерными изменениями в режиме иррегулярных пульсаций, так и изменениями структуры токовой системы. Вспышка каждой дуги сопровождалась генерацией вихря эквивалентных токов в области вспышки (рис. 11.7). Импульсивные усиления эквивалентного тока происходили в моменты вспышек дуг. Отметим, что в каждой активизации, составляющей тонкую структуру брейкапа, добавочная токовая система сходна с токовой системой, которая наблюдается в окрестности WTS; по-видимому, в обоих случаях вихрь тока обусловлен характерным распределением электрического поля, связанным с наличием локализованного продольного тока, вытекающего из ионосферы [18, 88]. Напомним, что явные признаки второго (вытекающего) тока биркеландовской петли трудно выделить в высокоширотных данных, поскольку этот ток имеет малую плотность и распределен по большой площади [48].

Наличие тонкой структуры с временными масштабами порядка десятков секунд выявляется практически во всех суббурях, исследование которых возможно с достаточно хорошим временным разрешением.

11.3.3. Проявление тонкой структуры ВФ в магнитосфере. Наличие тонкой структуры ВФ выявляется и в данных магнитосферных спутниках. В [34] показана связь признаков тонкой структуры в наземных данных с вариациями потоков частиц в плазменном слое на удалении $\sim 15 R_E$. В [92] отмечена тесная связь импульсного смещения к полюсу области вторжения энергичных электронов с вариациями потоков частиц на удалении $\sim 8-10 R_E$. Из данных [97] явно следует, что анизотропные потоки энергичных протонов, характерные для ВФ, разбиваются на группы отдельных всплесков с характерными длительностями, соответствующими микросуббурям и их тонкой структуре. В [104, 108] найдено хорошее соответствие между проявлениями тонкой структуры взрывной фазы в наземных

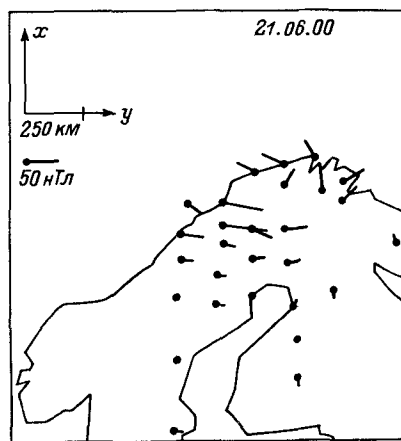
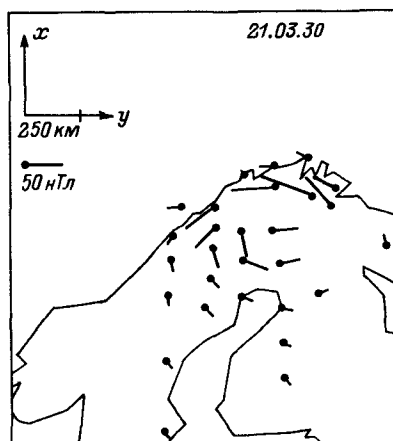
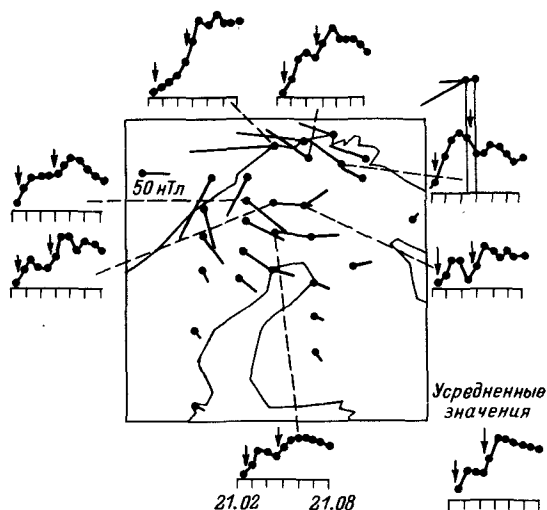


Рис. 11.7. Динамика эквивалентных токов во время микросуббури 11.11.76 (по [115]).

Показаны как токовая система всей микросуббури вверху, так и дифференциальные токовые системы, соответствующие каждой вспышке дискретных дуг сияний (внизу). Приведены вариации величины возмущения горизонтального вектора магнитного поля на отдельных станциях и усредненное значение величины горизонтального возмущения. Стрелками отмечены моменты вспышек дуг.

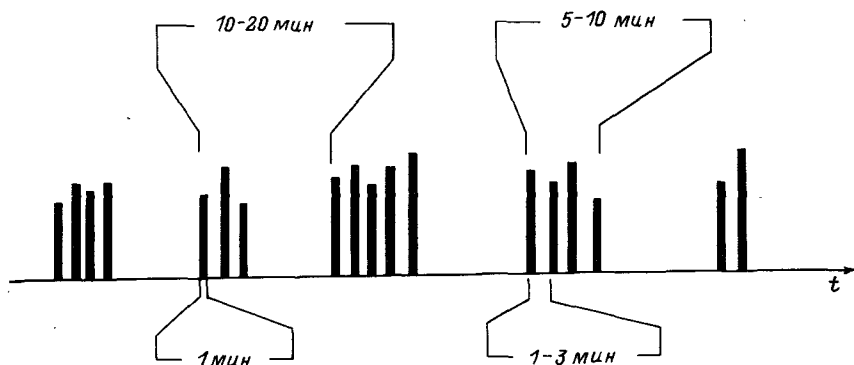


Рис. 11.8. Схематическое представление временного развития взрывной фазы.

данных и спутниковых измерениях на удалении $\sim 36 R_E$. Кроме того, были выделены специфические черты магнитного возмущения в плазменном слое хвоста магнитосферы, связанные с отдельными короткими (~ 1 мин) активизациями, которые интерпретированы как следствие распространяющейся локализованной трехмерной токовой системы. По мнению этих авторов, такая локализованная токовая петля распространяется от источника как к Земле, так и в хвост магнитосферы.

Тонкая структура видна и в инъекциях на геостационарной орбите. В [49] рассмотрены вариации потоков энергичных протонов (0.5 мэВ), инжектированных во внутреннюю магнитосферу во время взрывной фазы. Характерное время между отдельными всплесками частиц, найденное в [49], составило $(2+1)$ мин, что прекрасно согласуется как с наземными данными [34, 53, 115], так и с данными наблюдений в хвосте магнитосферы [108].

11.3.4. Длительность элементарного импульса ВФ. Характерная длительность активизации (~ 1 мин), выделенная в исследованиях тонкой структуры суббури, по-видимому, является минимальной в процессах, имеющих пространственные масштабы авроральной выпуклости.

Действительно, в [17] по данным телевизионных наблюдений показано, что вспыхивающая дуга во время брейкапа, как целое, не пульсирует в диапазоне периодов больше нескольких секунд. В [22] по данным аэростатных измерений интенсивности рентгеновского излучения с секундным разрешением показано, что импульсные высыпания, связанные с брейкапом, не испытывают модуляций с периодами $\lesssim (30-70)$ с. К такому выводу пришли авторы работы [108], которые рассмотрели импульсные всплески энергичных частиц на спутнике IMP-8 во время суббури.

Измерения энергичных частиц несут важную информацию о процессе ускорения в магнитосфере. Длительность такого процесса составляет, как мы видим, несколько десятков секунд.

Временная структура развития ВФ суббури может быть иллюстрирована рис. 11.8. Последовательность элементарных активизаций, длительность которых ~ 1 мин, группируясь со скважностью 1–3 мин в одном локализованном долготном секторе, составляет микросуббурю длительностью 5–10 мин. Последовательность микросуббурь, развивающихся с интервалом 10–20 мин в различных долготных секторах, образует полную взрывную фазу суббури.

11.4. Локальные авроральные активизации в магнитоспокойные периоды

Явления, сходные с теми, что происходят во время ВФ, наблюдаются в магнитосфере и в спокойных условиях. Так, в [79] найдены признаки замкнутых магнитных петель (в том числе случаи с отрицательной B_z -компонентой магнитного поля) в плазменном слое в те периоды, когда AE -индекс был мал и на фотографиях сияний со спутников DMSP не было видно авроральной выпуклости. В [55] отмечено, что „диссипативные процессы” развиваются в плазменном слое в периоды низкой активности; в [87] приведены данные, указывающие, что в периоды с $AE < 100$ в $\sim 20\%$ случаев пересечений нейтрального слоя на удалении $> 15 R_E$ отмечается $B_z < 0$, коррелирующая с потоками плазмы от Земли. В [56] показано, что динамические изменения плазменного слоя, обычные для суббурь, наблюдаются и при малых AE .

Сходство явлений, наблюдающихся во время ВФ, с явлениями в спокойных условиях вызывает сомнение некоторых авторов (см., например, [79]) о связи этих явлений с суббурей. „Спокойными периодами”, однако, часто называют периоды, во время которых не наблюдается явных признаков ВФ: нет импульсных изменений в AE -индексе (или на магнитограммах отдельных станций); не развивается авроральная выпуклость и т.д. При этом остается возможность того, что явления ВФ развиваются локально и с малой интенсивностью и могут не наблюдаться на довольно редкой сети станций. В [40, 106] для того, чтобы исследовать эту возможность, использованы результаты на сети станций „Сибирь–МИМ–1976, 1979” в те периоды, когда магнитосферные спутники IMP-8 и ISEE находились в плазменном слое в полуночном секторе. Было рассмотрено несколько „спокойных” интервалов, когда, тем не менее, на отдельных станциях полуночного сектора наблюдались локальные активизации дуг полярных сияний и связанные с ними вариации магнитного поля, иррегулярные пульсации.

В большинстве таких случаев спутники регистрировали практически весь набор магнитосферных признаков ВФ: всплески потоков плазмы, всплески энергичных частиц, характерные вариации магнитного и электрического полей. Спутник IMP-8 на $\sim 36 R_E$ всегда регистрировал потоки частиц от Земли в хвост; на ISEE были зарегистрированы потоки и к Земле. Источник частиц, таким образом, остается в такие периоды на удалениях $\lesssim 30 R_E$. Это пожалуй, единственное качественное отличие от интенсивных суббурь, во время

которых источник потоков плазмы перемещается часто за орбиту IMP -8 ([65]). В остальном различия с ВФ лишь качественные, связанные с локальностью и интенсивностью явления.

Эти результаты приводят к двум интересным выводам. Во-первых, и в магнитоспокойных условиях (в частности, при северной ориентации ММП) в магнитосфере происходят диссипативные процессы, обеспечивающие энергизацию плазменного слоя (по оценкам [106]), уровень диссипации составляет $\sim 10^{21}$ эрг/ч. Во-вторых, эти результаты приводят к иному взгляду на процесс развития суббури, в отличие от представлений, по которым ВФ развивается после достижения в магнитосфере порогового значения накопленной энергии. Этот взгляд на суббурю состоит в том, что импульсивные диссипативные процессы могут развиваться в магнитосфере в любых условиях, а ВФ — это период с большей частотой и интенсивностью таких активизаций.

11.5. Область локализации процесса взрывной фазы в магнитосфере

Можно выделить три области, где, по мнению разных авторов, развиваются главные процессы, определяющие динамику суббури.

1. Пограничная область между плазменным слоем и долями хвоста магнитосферы, где практически всегда наблюдаются потоки плазмы, направленные к Земле. Их интенсивность связана с геомагнитной активностью. Это послужило основой концепции, по которой указанная пограничная область играет в суббуре ключевую роль (см., например, [69]).

2. „Нейтральный” или „токовый” слой — приэкваториальная область плазменного слоя, где текут токи, определяющие конфигурацию и напряженность магнитного поля хвоста магнитосферы. В области, где ток достигает критического значения (например, вследствие процессов ПФ), развивается неустойчивость, приводящая к локальному уменьшению плотности тока, разогреву плазмы, формированию потоков частиц и т.д.

Роль механизма преобразования магнитной энергии в кинетическую и тепловую отводится пересоединению магнитных силовых линий (см., например, [21, 58, 102]).

3. Область квазидипольных силовых линий, на которых располагаются ближняя к Земле часть плазменного слоя и внешняя часть радиационного пояса. Во время суббури здесь также наблюдаются резкие изменения магнитного поля и потоков частиц. Эта идея в последнее время интенсивно разрабатывается [11].

Относительно второй и третьей концепций нужно заметить, что предсказанные ими области локализации неустойчивости в начале ВФ могут оказаться очень близки в реальной магнитосфере, поскольку:

а) максимальные плотности тока ожидаются вблизи приземного края токового слоя [23, 78];

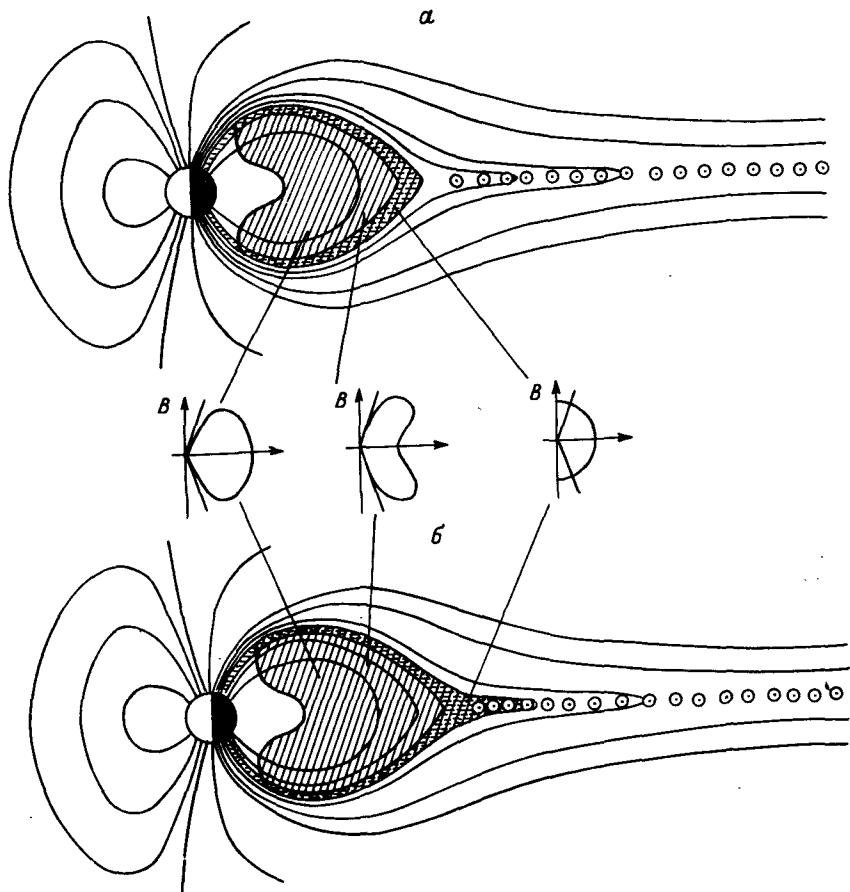


Рис. 11.9. Геометрия радиационного пояса в конце предварительной фазы.

а — по [11]; б — по [36]. Заштрихована область, населенная энергичными (>30 кэВ) электронами. Показан вид pitch-углового распределения в разных частях этой области. Та ее часть, где наблюдается изотропизация частиц по pitch-углам, показана двойной штриховкой.

б) пространственные размеры области перехода от дипольной конфигурации к „хвостовой” могут быть очень небольшими [78].

В наземных данных главные явления, связанные с взрывной фазой суббури, развиваются в области активизации полярных сияний. Источник ВФ в магнитосфере естественно считать сопряженным с этой областью.

Этой областью, однако, не может быть внешняя кромка плазменного слоя, поскольку активизация сияний начинается на наиболее эк-

ваториальной дуге; часто полярнее существуют дискретные дуги и другие вторжения, источником которых является плазменный слой [8, 41, 60, 105]. Явления на внешней кромке плазменного слоя, вероятно, связаны с процессами пересоединения на нейтральной линии, существующей в хвосте на удалении $\sim 100 R_E$ от Земли [75]. Потоки плазмы к Земле на внешней кромке плазменного слоя [69] могут быть причиной сияний, образующих границу глобальной авроральной выпуклости в периоды стационарной конвекции [30]. Заметим, что в развитии конвекционной активности весьма существенна роль внутренней магнитосферы — источника наиболее интенсивных высыпаний (формирующих область диффузного свечения), интенсивных токов и электрических полей. Попытки описания процессов, происходящих во внутренней магнитосфере, были сделаны в [19, 20, 63].

Чтобы определить положение области активизации сияний относительно радиационного пояса, отметим (рис. 11.9, б), что на его внешней границе в магнитосфере наблюдается изотропизация pitch-углового распределения энергичных частиц [42, 77, 92, 114], обнаруживаемая и на низковысотных спутниках [73, 98]. В глубине радиационного пояса распределение имеет пустой конус потерь, наблюдения на низковысотных спутниках также не показывают наличие высыпаний в период ПФ из глубины области захвата.

Это позволяет связать внешнюю кромку радиационного пояса с узкой (50–100 км) областью высыпаний энергичных электронов, наблюдаемой на сети риометров и аэростатах в период ПФ [9, 77, 96].

Потоки частиц в области изотропизации в магнитосфере вполне достаточны для того, чтобы обеспечить одновременно наблюдаемые на аэростатах интенсивности и спектры тормозного рентгеновского излучения связанного с высыпаниями такого типа [92].

Дискретные дуги сияний, с активизации которых начинается ВФ, наблюдаются в среднем на ~ 50 км к полюсу от максимума высыпаний энергичных электронов [36], т.е. проекция их в экваториальную плоскость располагается от Земли несколько дальше, чем максимум изотропных потоков. Этот результат находится в согласии с ранней работой [5], в которой по данным наземных наблюдений сияний и по данным измерений на спутнике „Космос-426“ показано, что дуги сияний в вечернем секторе находятся вблизи и несколько полярнее границы захваченных энергичных электронов.

В предположении, что изотропизация частиц на границе радиационного пояса может быть обусловлена процессами, происходящими на квазидипольных силовых линиях, описанная выше картина взаимного расположения вторжений энергичных и авроральных частиц не противоречит концепции [11] (рис. 11.9, а).

С другой стороны, авторы работы [36] (см. также [92, 114]) предположили, что изотропизация обусловлена рассеянием частиц при пересечении области с достаточно малым радиусом кривизны силовых линий. Это предположение поддерживается данными, по которым в области изотропизации не наблюдается усиления волновой активности [76, 114], уровень флуктуаций недостаточен для интен-

сивной диффузии в конус потерь [76], потоки частиц на предварительной фазе ниже предела Кеннела-Петчека [43]. Оценки магнитного поля в экваториальной плоскости, основанные на условии рассеяния $R_c/\rho < 10$ [111], дают значения вертикальной компоненты поля в области изотропизации менее 5–10 нТл [36], т.е. согласуется с концепцией нейтрального слоя как области генерации ВФ (рис. 11.9, б).

Здесь мы даем лишь набросок общей картины различных точек зрения экспериментаторов на область локализации ВФ суббури в магнитосфере. Каждая концепция (а их, по-видимому, более чем три, представленных здесь) имеет сторонников, готовых защитить свои представления большим набором аргументов. Очевидно, что еще потребуются время и усилия, чтобы установить, где же происходит этот процесс на самом деле. А с этим связано и понимание физической сущности явления, его механизма.

11.6. Представления о пересоединении силовых линий магнитного поля в хвосте магнитосферы как причине суббури

Под пересоединением понимают процесс перестройки топологии системы токовый слой—магнитное поле вследствие локального распада тока. Этот процесс сопровождается преобразованием энергии магнитного поля в кинетическую и тепловую энергии плазмы [20].

Причиной пересоединения, которое могло бы обеспечить такое преобразование энергии в магнитосфере, многие исследователи называют развитие разрывной неустойчивости в токовом слое [7, 58]. Развитие пересоединения (и разрывной неустойчивости) возможно при достаточно большой плотности тока, которая обеспечивает конфигурацию магнитного поля в магнитосфере с малым отношением вертикальной и горизонтальной компонент магнитного поля и малой толщиной токового слоя. Такие условия действительно довольно часто выполняются в удаленной магнитосфере ($r \geq 20R_E$), а в период ПФ и в ближней к Земле области (см., например, данные измерений на спутниках ISEE -1, -2 для суббури 22.03.79, когда на удалении $\sim 13R_E$ отношение B_z/B_x составляло $\sim 1\%$ и толщина токового слоя была $\sim 0.5R_E$).

Основные предсказания теории пересоединения сводятся к тому, что в период ВФ в плазменном слое по обе стороны от нейтральной линии (области, где происходит пересоединение магнитных силовых линий) должны наблюдаться разнонаправленные потоки плазмы. Потоки в направлении от Земли в хвост магнитосферы должны переносить магнитный поток с южной ориентацией магнитного поля. Это действительно имеет место (рис 11.5). Потоки к Земле тесно связаны с северной ориентацией магнитного поля.

Кроме того, можно указать некоторые другие эффекты, которые следуют из рассмотрения разрывной неустойчивости и пересоединения.

1. Характерное время развития разрывной неустойчивости применительно к магнитосферным условиям соответствует длительности элементарного импульса ВФ (разд. 11.3.2) [7].

2. Численное моделирование пересоединения с учетом того, что силовые линии магнитного поля „закреплены“ в ионосфере [61], дало картину, сходную с импульсивным развитием ВФ: в плазменном слое последовательно образуется несколько нейтральных линий X-типа; динамика их проекций на ионосферу сходна с последовательностью вспышек дуг, образующих авроральную выпуклость [105].

3. Оценки энерговыделения, проведенные на основе теории нестационарного пересоединения с учетом длительности элементарных импульсов ВФ и с их наблюдаемым количеством [24], согласуются с известными оценками полной энергии суббури ($\sim 10^{22}$ эрг).

4. Учет ограниченной долготной протяженности процесса пересоединения (а это следует из локальности микросуббурь) приводит к генерации трехмерных токовых систем, распространяющихся к Земле и в хвост магнитосферы [25, 101]. Структура токов соответствует петле Биркеланда и описанным недавно эффектам в удаленной магнитосфере [108].

5. Теория нелинейной стадии разрывной неустойчивости объясняет генерацию интенсивных электрических полей в плазменном слое и такие тонкие эффекты, как явление обратной дисперсии энергичных протонов (наблюдаемое на спутниках), формирование степенных энергетических спектров во всплесках протонов (см. обзор [7] и ссылки в нем).

Разумеется, вопросов к этой, хотя и наиболее разработанной, теории ВФ остается еще много. Следует помнить, что аналитические решения получены только для моделей однородного токового слоя и не могут быть применены непосредственно к реальной магнитосфере.

В численных расчетах общим недостатком является введение (в той или иной форме) конечно сопротивления (см., например, [51, 61, 101]). Трехмерная бесстолкновительная разрывная неустойчивость в реальной конфигурации магнитного поля еще не смоделирована.

11.7. О возможности генерации суббури в ближней магнитосфере

11.7.1. Введение. Причина возникновения суббури в течение многих лет остается проблемой номер один физики магнитосферы. Важнейшими чертами суббури, которые должны быть объяснены, являются: 1) внезапное усиление выпадения частиц в околополуденной области экваториальной границы овала сияний и быстрое распространение к западу и полюсу связанной с выпадением частиц волны свечения; 2) сокращение (диполизация) вытянутых в хвост магнитных силовых линий и связанное с этим процессом ускорение плазмы плазменного слоя; 3) формирование системы продольных токов, вытекающих из ионосферы на западном краю расширяющейся области свечения и вытекающих в ионосферу на восточном.

Имеется два подхода к решению проблемы генерации суббури. Первый подход связывает развитие суббури с импульсным пересоединением вытянутых в хвост магнитных силовых линий. По этому

вопросу имеется обширная литература (разд. 11.6). Достоинство этого подхода состоит в его наглядности, простоте решения вопроса о поступлении энергии, необходимой для протекания суббури, и известной универсальности (предполагается, что аналогичный механизм может быть причиной генерации и солнечных вспышек). Имеются, однако, определенные экспериментальные указания [11], что суббуря может возникать в глубоких слоях магнитосферы, где магнитное поле мало отличается от дипольного; говорить о пересоединении магнитных силовых линий в этом случае не приходится.

Другой подход состоит в изучении возможности генерации суббури вследствие неустойчивости стационарной магнитосферной конвекции (дробление ее на узкие струи) [38] или желобковой (перестановочной) неустойчивости плазменного слоя [99, 109]. Следует иметь в виду, что желобковая неустойчивость обычного типа эффективно развивается только на внешней границе плазменного слоя (за исключением случая, рассмотренного в [3]). Между тем, судя по всему, суббуря развивается в области Π вытекающих из ионосферы продольных токов, которые связываются обычно с внутренней границей плазменного слоя.

В качестве возможной причины генерации суббури ниже будет рассмотрен особый тип желобковой неустойчивости, развивающейся как на внешней, так и на внутренней границах плазменного слоя, который рассмотрен в разд. 9.5 при интерпретации WTS- и PS6-явлений. Возникающая при этом волна названа там волной проводимости.

11.7.2. Волна проводимости как возможная причина генерации суббури. Напомним, что волна проводимости возникает вследствие воздействия продольных токов желобкового возмущения на ионосферную проводимость и представляет собой комплекс взаимосвязанных возмущений электрического поля, давления плазмы в магнитосфере, продольных токов и ионосферной проводимости. Волна развивается в области вытекающих из ионосферы продольных токов, когда плотность этих токов превышает некоторое пороговое значение, и распространяется преимущественно вдоль невозмущенного ионосферного тока (в ночном секторе — на запад).

Полученное в разд. 9.5 выражение для инкремента нарастания волны проводимости для малых $k_y^2 \varphi_{||0}$ и в пренебрежении членом (k, v_0) принимает вид

$$\operatorname{Im} \omega = \alpha k_y^2 |v_0| \left\{ \alpha |v_0| \tau \frac{k_y^2}{k^2} \frac{(k, J_{i0})^2}{k^2 J_{p0}^2} \left(1 - \frac{\Sigma_R^2}{\Sigma_{p0}^2} \right)^2 - \left| \frac{\varphi_{||0}}{E_0} \right| - \frac{1}{k^2} \frac{\Sigma_R^2}{\Sigma_{p0}^2} \left| \frac{j_{||0}}{J_{p0}} \right| \right\}. \quad (11.1)$$

Введем ток j_{kp} , определяемый выражением

$$(\Sigma_{p0}^2 - \Sigma_R^2) / \Sigma_R^2 = j_{||0}^2 / j_{kp}^2. \quad (11.2)$$

Ток j_{kp} равен величине продольного тока, при котором $\Sigma_{p0}^2 = 2\Sigma_R^2$. Пренебрегая последним слагаемым в (11.1), для случая, когда вол-

новый вектор k и ток j_{i0} направлены вдоль оси y (на запад), условие нарастания волны $\text{Im} \omega > 0$ можно записать в виде

$$\frac{j_{\parallel}^2}{j_{kp}^2} > \frac{A + \sqrt{A}}{1 - A}; \quad A = \frac{|\varphi_{\parallel 0} / E_0|}{\alpha (1 + \Sigma_{H0}^2 / \Sigma_{P0}^2) |v_0| \tau}. \quad (11.3)$$

Предполагается, что коэффициент A слабо зависит от $j_{\parallel 0}$. При характерных значениях параметров среды $A \approx 1$. Полагая, например, $A = 0.7$, получаем условие нарастания $|j_{\parallel 0} / j_{kp}| \gtrsim 2.3$. Порог неустойчивости, таким образом, представляется легкопреодолимым.

Волна проводимости объясняет некоторые важные черты суббури, такие как образование движущегося на запад изгиба сияний (WTS) и примыкающей к нему авроральной выпуклости. Авроральная выпуклость с этой точки зрения ассоциируется с распространяющейся на запад областью пониженного давления в плазменном слое. На краях этой области появляется система продольных токов $-j_{\parallel 0}$ и $+j_{\parallel 0}$. Вытекающий из ионосферы ток $-j_{\parallel 0}$ на западном краю области способствует сбросу в ионосферу ускоренных электронов, образующих WTS. Проводимость ионосферы в области WTS возрастает, что приводит к появлению электрического поля поляризации, направленного против исходного электрического поля (на восток). Дрейф плазмы к Земле в этой области замедляется, и внутренняя граница плазменного слоя отодвигается от Земли. Восточнее WTS, в области авроральной выпуклости, возмущенное электрическое поле направлено в ту же сторону, что и внешнее электрическое поле (на запад), что приводит к возвращению отодвинутой в области WTS внутренней границы плазменного слоя к исходному положению (рис. 11.10).

Объясняя некоторые существенные черты суббури, модель волны проводимости оставляет в то же время необъясненными многие другие черты явления (возрастание восточного электрического поля и потока энергичных протонов перед WTS, распространение волны свечения к полюсу и др.). Это частичное несогласие может быть вызвано несовершенством теории, основанной на линейном анализе одномерной (в плоскости ионосферы) волны.

11.7.3. Нагрев магнитосферной плазмы во время суббури. Уярчение сияний во время суббури свидетельствует о возрастании продольной разности потенциалов, ускоряющей высыпавшиеся в ионосферу электроны. Одновременно с этим ускоряются вверх ионы ионосферного происхождения. Заполнение магнитосферы ускоренными ионами можно трактовать как нагрев магнитосферной плазмы.

В [12] этот нагрев рассматривался как возможная причина образования расширяющейся к полюсу авроральной выпуклости. Градиентные токи внутри нагретой области направлены на запад и выталкивают нагретую плазму от Земли. В проекции на ионосферу это соответствует движению к полюсу. Скорость движения облака нагретой плазмы можно оценить из следующих простых соображений. Разность потенциалов φ_m поперек облака передается в ионосферу умень-

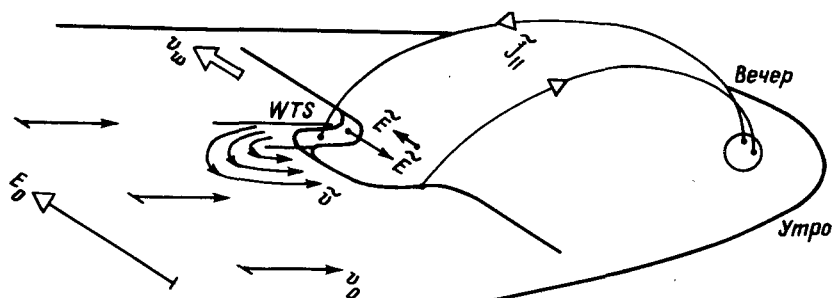


Рис. 11.10. Электрическое поле E , продольные токи $j_{||}$ и возмущение скорости конвекции в экваториальной плоскости магнитосферы, генерируемые при распространении волны проводимости.

E_0 и v_0 - невозмущенные электрическое поле и скорость конвекции; v_w - скорость распространения волны.

шенной на величину продольной разности потенциалов $2\varphi_{||}$. Скорость дрейфа облака в проекции на ионосферу определяется выражением

$$v = (c/B_i) \varphi_m / d_i \geq (c/B_i) 2\varphi_{||} / d_i, \quad (11.6)$$

где B_i и d_i - магнитное поле и характерный размер облака на уровне ионосферы. Полагая $\varphi_{||} = 5$ кВ и $d_i = 200$ км, получаем $v \geq 1$ км/с, что согласуется с наблюдаемой скоростью расширения авроральной выпуклости. Заметим, однако, что в противоречии с предлагаемым объяснением электрическое поле внутри авроральной выпуклости имеет не восточное, а западное направление. Роль нагрева магнитосферной плазмы во время суббури остается поэтому недостаточно выясненной.

11.7.4. Выводы. Подводя итоги этого параграфа, заметим, что в течение долгого времени пересоединение магнитных силовых линий в геомагнитном хвосте было единственным серьезным соображением о причине генерации суббури. Появившиеся в последние годы экспериментальные и теоретические работы о возможности существования альтернативного внутримангнитосферного механизма суббури подрывают монополию механизма пересоединения. Будем надеяться, что конкуренция этих двух подходов принесет пользу каждому из них и приблизит нас к пониманию самого явления.

Л и т е р а т у р а к г л . 11

1. А к а с о ф у С.-И. Полярные и магнитосферные суббури. М., 1971. 316 с.
2. Б е л я к о в а С.И., З а й ц е в а С.А., П у д о в к и н М.И. // Геомагнетизм и аэрономия. 1968. Т. 8. С. 712-718.

3. Волков М.А., Мальцев Ю.И. // Там же. 1986. Т. 26. С. 798-801.
4. Воробьев В.Г., Реженев Б.В. // Суббури и возмущения в магнитосфере. Л., 1975. С. 103-110.
5. Воробьев В.Г., Реженев Б.В., Старков Г.В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1976. Т. 16. С. 304-310.
6. Дмитриева Н.П., Сергеев В.А. // Там же. 1985. Т. 25. С. 425-427.
7. Зеленый Л.М. // Исследования космического пространства (Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР). М., 1986. Т. 24. С. 58-186.
8. Иевенко И.Б., Алексеев В.Н., Самсонов В.П. // Комплексные исследования авроральной и субавроральной ионосферы. Якутск, 1983. С. 23-36.
9. Латов Ю.О. // Проблемы Арктики и Антарктики. 1977. Вып. 51. С. 118-121.
10. Лазутин Л.Л. Рентгеновское излучение авроральных электронов и динамика магнитосферы. Л., 1979. 200 с.
11. Лазутин Л.Л. Геометрия брейкапа и модель суббури в авроральной магнитосфере. Препринт ПГИ-85-01-39 / ПГИ. Апатиты, 1985. 48 с.
12. Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. // Геомагнетизм и аэрономия. 1984. Т. 24. С. 89-93.
13. Магнитосферные возмущения и процессы зоны полярных сияний / Мельников О.А., Жулин И.А., Лазутин Л.Л. и др. Апатиты, 1976. С. 24-47.
14. Мельников О.О., Хрушинский А.А., Жулин И.А. и др. // Динамические процессы и структура авроральной магнитосферы (эксперимент "Самбо"). Апатиты, 1978. С. 28-42.
15. Мишин В.М., Сайфудинова Т.И., Шпынев Г.Б. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М., 1982. Вып. 61. С. 242-287.
16. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М., 1980. 299 с.
17. Пашин А.Б., Тагиров В.Р., Яхнин А.Г. и др. // Тез. докл. симпозиума "Полярные геомагнитные явления". Суздаль, СССР. Изд. МГК. 1986. С. 36.
18. Петров В.Г., Козелова Т.В., Лазутин Л.Л., Трейю Ж.П. // Геомагнетизм и аэрономия. 1984. Т. 24. С. 232-236.
19. Пономарев Е.А. Механизмы магнитосферных суббурь. М., 1985. 159 с.
20. Пудовкин М.И., Захаров В.Е. // Магнитосферные исследования. М., 1984. № 3. С. 67-85.
21. Пудовкин М.И., Семенов В.С. Теория пересоединения и взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли. М., 1985. 124 с.
22. Сахаров Я.А., Хрушинский А.А., Мельников О.О. // Тез. докл. симпозиума "Полярные геомагнитные явления", Суздаль, СССР. Изд. МГК. 1986. С. 57.
23. Семенов В.С., Сергеев В.А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1978. Т. 18. С. 1069-1076.
24. Семенов В.С., Хейн М.Ф., Кубышкин И.В. // Астрон. журн. 1983. Т. 60. С. 1138-1147.

25. Семенов В.С., Васильев Е.П., Пудовкин А.И. // Геомagnetизм и астрономия. 1984. Т. 24. С. 448-452.
26. Сергеев В.А. Динамика магнитосферной суббури и физические процессы в магнитосфере Земли: Автореф. канд. дис. Л., 1974. 16 с.
27. Сергеев В.А. // Phys. Solariterr. 1977. N 5, P. 39-50.
28. Сергеев В.А. // Геомagnetические исследования. 1978. № 23. С. 52-58.
29. Сергеев В.А. // Там же. 1984. Т. 24. С. 237-241.
30. Сергеев В.А., Воробьев В.Г. // Геомagnetические исследования. М., 1979. № 25. С. 60-68.
31. Сергеев В.А., Цыганенко Н.А. Магнитосфера Земли. М., 1980. 174 с.
32. Сергеев В.А., Яхнин А.Г. // Phys. Solariterr. 1978. N 7. P. 23-46.
33. Сергеев В.А., Яхнин А.Г. // Геомagnetические исследования. 1979. № 24. С. 90-100.
34. Сергеев В.А., Яхнин А.Г., Распопов О.М. // Динамические процессы и структура авроральной магнитосферы (эксперимент „Самбо“). Апатиты, 1978. С. 42-54.
35. Сергеев В.А., Яхнин А.Г., Хоунз Э.В. // Космические исследования. 1982. Т. 20. С. 636-639.
36. Сергеев В.А., Яхнин А.Г., Пеллинен Р. // Геомagnetизм и астрономия. 1983. Т. 23. С. 972-978.
37. Старков Г.В., Фельдштейн Я.И. // Там же. 1971. Т. 11. С. 560-562.
38. Трахтенгерц В.Ю., Фельдштейн А.Я. // Там же. 1987. Т. 27. С. 258-263.
39. Шеломенцев В.В., Мишин В.М., Сайфудинова Т.И. // Там же. 1979. Т. 19. С. 979-987.
40. Яхнин А.Г., Сергеев В.А., Иевенко И.Б. и др. // Магнитосферные исследования. М., 1984. № 5. С. 93-110.
41. Akasofu S.-I. // Planet. Space Sci. 1964. Vol. 12. P. 273-282.
42. Baker D.N., Higbie P.R., Hones E.W., Belian R.D. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83. P. 4863-4868.
43. Baker D.N., Fritz T.A., Wilken P.R. et al. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. P. 5917-5932.
44. Baker D.N., Akasofu S.-I., Baumjohann W. et al. // Solar Terrestrial Physics - Present and Future. NASA. 1984. 55 p.
45. Baker D.N., Fritz T.A., McPherron R.L. et al. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 1205-1216.
46. Bargatze L.F., Baker D.H., McPherron R.L., Hones E.W. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 6387-6394.
47. Barfield J.N., Lin C.S., McPherron R.L. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 1289-1295.
48. Baumjohann W., Pellinen R.J., Opgenoorth H.J., Nielsen E. // Planet. Space Sci. 1981. Vol. 29. P. 431-447.
49. Belian R.D., Baker D.N., Hones E.W., Higbie P.R. // J. Geophys. Res. 1984. Vol. 89. P. 9101-9106.

50. B i e b e r J.W., S t o n e E., H o n e s E.W.
et al. // Geophys. Res. Lett. 1982. Vol. 9. P. 664-667.
51. B i r n J., H o n e s E.W. // J. Geophys. Res. 1981.
Vol. 86. P. 6802-6808.
52. B ö s i n g e r T., A l a n k o K., K a n g a s J.
et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1981. Vol. 43. P. 933-945.
53. B ö s i n g e r T., Y a h n i n A.G. // Proc. of So-
viet-Finnish auroral workshop, Sodankylä Report N 44,
1986. P. 88-99.
54. C a a n M.N., M c P h e r r o n R.L., R u s s e l l
C.T. // J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 4837-4844.
55. C o r o n i t y F.V., F r a n k L.A., W i l l i a m s
D.J. et al. // J. Geophys. Res. 1980. Vol. 85. P. 2957-
2977.
56. D a n d o u r a s J., R e m e H., S a i n t - M a r c
A. et al. // J. Geophys. Res. 1986. Vol. 91. P. 6861-6870.
57. E r i c k s o n G.M., W o l f R.A. // Geophys. Res.
Lett., 1980. Vol. 7. P. 897-900.
58. G a l e e v A.A. // Space Sci. Rev. 1979. Vol. 23.
P. 411-425.
59. F a i e r f i e l d D.H., L e p p i n g R.P., H o -
n e s E.W. et al. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86.
P. 1396-1414.
60. F e l d s t e i n Ya. I., G a l p e r i n Yu. I. // Rev.
Geophys. 1985. Vol. 23. P. 217-275.
61. F o r b e s T.G., P r i e s t E.R. // J. Geophys.
Res. 1983. Vol. 88. P. 863-870.
62. F o r b e s T.G., H o n e s E.W., B a m e S.J.
et al. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86. P. 3459-3469.
63. H a r e l M., W o l f R.A., R e i f f P.H. et al. //
J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81. P. 227-236.
64. H o n e s E.W. // Correlated Interplanetary and Magne-
tospheric Observations. 1974. P. 263-275.
65. H o n e s E.W. // Space Sci Rev. 1979. Vol. 23. P. 393-
430.
66. H o n e s E.W. // Magnetic Reconnection in Space and
Laboratory Plasma. 1984. P. 178-184.
67. H o n e s E.W., F r i t z T.A., B i r n J. et al. //
J. Geophys. Res. 1986. Vol. 91. P. 6845-6859.
68. H o n e s E.W., P y t t e T., W e s t H.I. // J. Geo-
phys. Res. 1984. Vol. 89. P. 5471-5478.
69. H u a n g C.Y., F r a n k L.A. // Geophys. Res. Lett.
1986. Vol. 13. P. 652-655.
70. I e m o r y T. // Magnetospheric dynamics. University
of Tokio. 1981. P. 8-17.
71. I i j i m a T. // Rep. Ionosph. Space Res. Japan. 1972.
Vol. 26. P. 149-157.
72. I i j i m a T., N a g a t a T. // Rept. Ionosph. Space
Res. Japan. 1968. Vol. 22. P. 1-24.
73. I m h o f W.L., R e a g a n J.B., G a i n e s E.E.
// J. Geophys. Res. 1977. Vol. 82. P. 5515-5521.
74. K a m i d a Y., Y a s u h a r a F., A k a s o -
f u S.-I. // Planet. Space Sci. 1974. Vol. 22. P. 1219-
1229.

75. Klecker B., Scholer M., Hoves -
tadt D. et al. // Geophys. Res. Lett. 1984. Vol. 11.
P. 1038-1041.
76. Kremser G., Korth A., Ullaland S.
et al. // J. Geophys. Res. 1986. Vol. 91. P. 5711-5718.
77. Lazutin L.L., Gustafsson G., Khrus -
schynsky A.A. et al. // Proc. Conf. Achievements
of the IMS, 26-28 June. Graz, Austria, ESA SP-217.
1984. P. 315-318.
78. Lyon J.G., Brecht S.H., Huba J.D. et al. //
Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46. P. 1038-1041.
79. Lui A.T.V., Meng C.-I. // J. Geophys. Res. 1979.
Vol. 84. P. 5817-5827.
80. Mauk B.H., Meng C.-I. // Ion Acceleration in the
Magnetosphere and Ionosphere. 1986. P. 351-361.
81. McPherron R.L. // J. Geophys. Res. 1970. Vol.
75. P. 5592-5599.
82. McPherron R.L., Manka R.L. // J. Geophys.
Res. 1985. Vol. 90. P. 1175-1190.
83. McPherron R.L., Russell C.T., Aub -
ry M.P. // J. Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 3131-3149.
84. Moore T.E., Arnoldy F.L., Feynman J.,
Hardy D.A. // J. Geophys. Res. 1981. Vol. 86.
P. 6713-6726.
85. Nagai T., Baker D.N., Higbie P.R. //
J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 6994-7004.
86. Nishida A. // J. Geophys. Res. 1968. Vol. 73.
P. 5549-5559.
87. Nishida A. // Magnetic Reconnection in Space and
Laboratory Plasmas. 1984. P. 159-167.
88. Opgenoorth H.J., Pellinen R.J., Ba -
umjohann W. et al. // J. Geophys. Res. 1983.
Vol. 88. P. 3138-3152.
89. Paschmann G., Scopke N., Hones
E.W. // J. Geophys. Res. 1985. Vol. 90. P. 1217-1229.
90. Pellinen R.J., Baumjohann W., Heik -
kila W.J. et al. // Planet. Space Sci. 1982. Vol. 30.
P. 371-388.
91. Pudovkin M.I., Shumilov O.I., Zai -
tzeva S.A. // Planet. Space Sci. 1968. Vol. 16.
P. 881-890.
92. Pytte T., West H.I. // J. Geophys. Res. 1978.
Vol. 83. P. 3791-3804.
93. Pytte T., Trefall H., Kremser G.
et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1976. Vol. 38. P. 757-773.
94. Pytte T., McPherron R.L., Koku -
bun S. // Planet. Space Sci. 1976. Vol. 24. P. 1115-
1132.
95. Pytte T., McPherron R.L., Hones E.W.,
West H.I. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83. P. 663-
679.

96. R a n t a H., R a n t a A., C o l l i s R.N., H a r -
g r e a v e s J.K. // Planet. Space Sci. 1981. Vol. 29.
P. 1287-1313.
97. R o e l o f E.C., K e a t h E.P., B o s t r o m C.O.,
W i l l i a m s D.J. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81.
P. 2304-2314.
98. R o s s b e r g L. // J. Geophys. Res. 1976. Vol. 81.
P. 3437-3440.
99. R o u x A. // Proc. ESA Workshop on Future Missions
in Solar, Heliosphere and Space Plasma Physics, ESA
SP-235. 1985. P. 151-159.
100. R u s s e l l C.T., M c P h e r r o n R.L. // Space
Sci. Rev. 1973. Vol. 15. P. 205-266.
101. S a t o T., H a y a s h i T., W a l k e r R.J.,
A s h o u r - A b d a l l a M. // Geophys. Res. Lett.
1983. Vol. 10. P. 221-224.
102. S c h i n d l e r K. // J. Geophys. Res. 1974. Vol. 79.
P. 2803-2810.
103. S c h i n d l e r K., B i r n J. // J. Geophys. Res.
1982. Vol. 87. P. 2269-2275.
104. S e r g e e v V.A. // J. Geophys. 1981. Vol. 49. P. 176-
185.
105. S e r g e e v V.A., Y a h n i n A.G. // Planet.
Space Sci. 1979. Vol. 27. P. 1429-1440.
106. S e r g e e v V.A., Y a h n i n A.G., R a k h -
m a t u l i n R.A. et al. // Planet. Space Sci. 1986.
Vol. 34. P. 1169-1188.
107. S e r g e e v V.A., D m i t r i e v a N.P., B a r -
k o v a E.S. // Planet. Space Sci. 1986. Vol. 34.
P. 1109-1118.
108. S e r g e e v V.A., B ö s i n g e r T., L u i A.T.Y.
// J. Geophys. 1986. Vol. 60. P. 175-185.
109. S w i f t D.W. // Planet. Space Sci. 1967. Vol. 15.
P. 1225-1238.
110. T r o s h i c h e v O.A., K u z n e t s o v B.M.,
P u d o v k i n M.I. // Planet. Space Sci. 1974. Vol. 22.
P. 1403-1412.
111. T s y g a n e n k o N.A. // Planet. Space Sci. 1982.
Vol. 30. P. 433-437.
112. V o r o b j e v V.G., S t a r k o v G.V., F e l d -
s t e i n Y a.I. // Planet. Space Sci. 1976. Vol. 24.
P. 955-966.
113. W a l k e r R.J., E r i c k s o n K.N., S w a n -
s o n R.L., W i n k l e r J.R. // J. Geophys. Res.
1976. Vol. 81. P. 5541-5550.
114. W e s t H.L., B u c k R.M., W a l s o n J.R. // J.
Geophys. Res. 1973. Vol. 78. P. 3093-3102.
115. Y a h n i n A.G., S e r g e e v V.A., P e l l i -
n e n R.J. et al. // J. Geophys. 1983. Vol. 53. P. 182-
197.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение нужно отметить, что настоящая монография не подносит читателю бесспорные истины. Несмотря на значительный прогресс в наших знаниях, многие ключевые моменты рассмотренных явлений остаются невыясненными. Отсутствует количественная теория процессов на границе магнитосферы, определяющая величину проникающего в магнитосферу электрического поля. Нет ясности относительно природы продольных токов зоны 1 в ночной магнитосфере. Нет ясности относительно источника частиц плазменного слоя и механизма формирования его размытой внутренней границы. Остаются до конца невыясненными причины происхождения таких важных особенностей полярной и субавроральной ионосферы, как полярная полость и главный ионосферный провал. Неясна причина низкого уровня стабилизации ионосферной турбулентности, ответственной за авроральное рассеяние радиоволн. Нет общепринятой теории генерации авроральной дуги. Не вполне ясны процессы в каспе, который одновременно является областью входа в магнитосферу частиц солнечного ветра и выхода из магнитосферы частиц плазменного слоя. Нет общепринятой теории микровсплесков и пульсирующих сияний. Далеки от совершенства представления о происхождении геомагнитных пульсаций, о генерации и распространении ОНЧ-волн. Нет единого мнения в понимании природы суббури. Круг невыясненных вопросов, однако, постепенно сужается, область неясного очерчивается более рельефно, и есть надежда, что еще через 10 лет на многие из неясных сегодня вопросов будут найдены ответы.

ФИЗИКА АВРОРАЛЬНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Утверждено к печати

Полярным геофизическим институтом
ордена Ленина Кольского филиала
им. С.М. Кирова АН СССР

Редактор издательства Л.Н. Шарпенко

Художник В.Н. Васильев

Технический редактор Т.В. Шаврина

Корректоры О.М. Бобылева, М.В. Орлова и К.С. Фридлянд

ИБ № 33265

Подписано к печати 27.07.88. М-21446. Формат 60х90 1/16. Бумага
офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 16.50. Усл. кр.-от. 16.75.
Уч.-изд. л. 17.88. Тираж 600. Тип. зак. № 265. Цена 2 р. 70 к.

Ордена Трудового Красного Знамени

издательство „Наука“. Ленинградское отделение.

199034, Ленинград, В-34, Менделеевская лин., 1.

Ордена Трудового Красного Знамени

Первая типография издательства „Наука“.

199034, Ленинград, В-34, 9 линия, 12.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. Геофизические явления, связанные с солнечным ветром и солнечными вспышками	4
Глава 2. Электрические поля и токи	23
Глава 3. Плазменный слой и авроральные высыпания	41
Глава 4. Авроральная ионосфера. Области F и D	56
Глава 5. Ионосферные неоднородности и радиоаврора	86
Глава 6. Полярные сияния	109
Глава 7. Авроральное свечение в дневном каспе	142
Глава 8. Короткопериодные пульсации потоков частиц в магнито- сфере	163
Глава 9. Геомагнитные пульсации	187
Глава 10. Генерация и распространение низкочастотных волн	208
Глава 11. Магнитосферные суббури	233
Заключение	261