

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

525.7

**ОСНОВНЫЕ ГИПОТЕЗЫ О ПРОИСХОЖДЕНИИ
РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ ЗЕМЛИ***Г. А. Скуридин и В. Д. Плетнев*

СОДЕРЖАНИЕ

§ 1. Гипотезы, предшествовавшие открытию радиационных поясов ¹	608
§ 2. Заряженные частицы в геомагнитной ловушке и адиабатические инварианты их движения	610
§ 3. Некоторые экспериментальные данные, полученные при исследовании радиационных поясов ¹	621
§ 4. Основные гипотезы о происхождении радиационных поясов Земли . . .	635
Цитированная литература	647

В последние годы опубликовано чрезвычайно большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению радиационных поясов Земли. На разных этапах изучения радиационных поясов делались неоднократные попытки обсуждения и обобщения полученных экспериментальных материалов, а также их теоретической интерпретации¹⁻⁵. Однако большинство авторов пытались объяснить данные экспериментов, опираясь в основном на какую-нибудь одну гипотезу.

Целью настоящего обзора является рассмотрение различных теоретических и экспериментальных аспектов происхождения радиационных поясов.

* * *

Радиационные пояса Земли были открыты в начале 1958 г. с помощью советских и американских искусственных спутников⁶⁻⁸. На первом этапе изучения они подразделялись на внутренний и внешний радиационные пояса, отличающиеся друг от друга как занимаемой областью околоземного космического пространства, так и спектрами энергии основных компонент радиации — протонов и электронов.

На рис. 1 и 2 приводится графическое изображение относительного положения внутреннего и внешнего радиационных поясов, полученное на основе первых исследований околоземного космического пространства.

Последующее изучение показало, что концепция двух отдельных радиационных поясов не отражает фактической картины распределения заряженных частиц в магнитосфере Земли^{*}). Кроме того, с помощью ловушек заряженных частиц, установленных на второй советской косми-

^{*}) Согласно существующим в настоящее время экспериментальным данным и теоретическим представлениям геомагнитное поле вследствие внешнего давления стационарного солнечного потока (солнечного ветра) локализовано в ограниченной области околоземного космического пространства. Эта область называется магнитосферой Земли. Отметим, что как размеры области локализации геомагнитного поля, так и форма ее границы в невозмущенном состоянии практически не зависят от давления заряженных частиц внутри магнитосферы согласно начальному условию $\frac{H^2}{8\pi} = 2nkT$

ческой ракете, было показано существование новой области большой

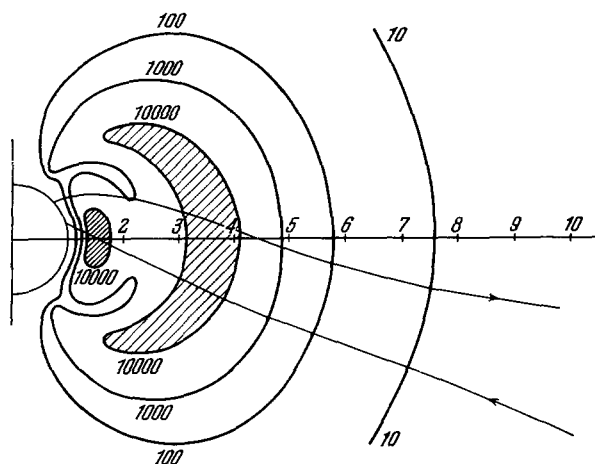


Рис. 1. Первоначальная диаграмма структуры интенсивности захваченной радиации около Земли.

Диаграмма представляет собой сечение меридиональной плоскостью трехмерной фигуры вращения вокруг геомагнитной оси. Линии постоянной интенсивности помечены цифрами 10, 100, 1000, 10 000. Эти цифры дают истинные скорости счета счетчика Гейгера Энтон-302, установленного на спутнике «Эксплорер-IV» и на космической ракете «Пионер-III». Единица линейного масштаба равна радиусу Земли (6371 км). Траектории отлета и возвращения ракеты «Пионер-III» показаны искривленными линиями со стрелками (по Ван-Аллену и Франку).

интенсивности потоков очень мягких заряженных частиц, не захваченных геомагнитным полем. Экваториальное сечение этого самого внешнего пояса заряженных частиц простирается приблизительно от 50 000 до 79 000 км от центра Земли⁹.

На рис. 3 показано положение этого пояса относительно внутреннего и внешнего радиационных поясов Земли на основании данных, полученных в 1959 г. Как предполагают в настоящее время, возникновение самого внешнего пояса связано с граничными эффектами взаимодействия межпланетной плазмы и магнитосферы Земли¹⁰.

Согласно существующим на сегодняшний день представлениям, струк-

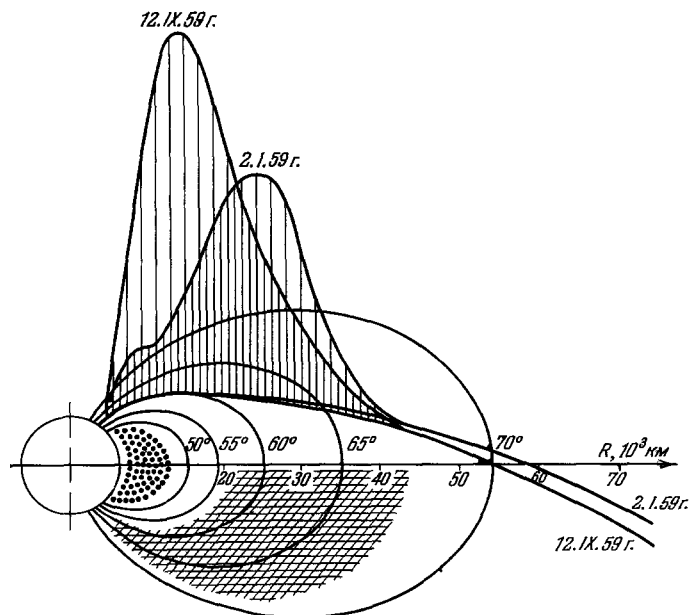


Рис. 2. Структура радиационных поясов Земли по данным советских космических ракет «Лунник-I» и «Лунник-II».

Расстояние от центра Земли выражено в тысячах километров.

тура радиационных поясов в основном определяется характером

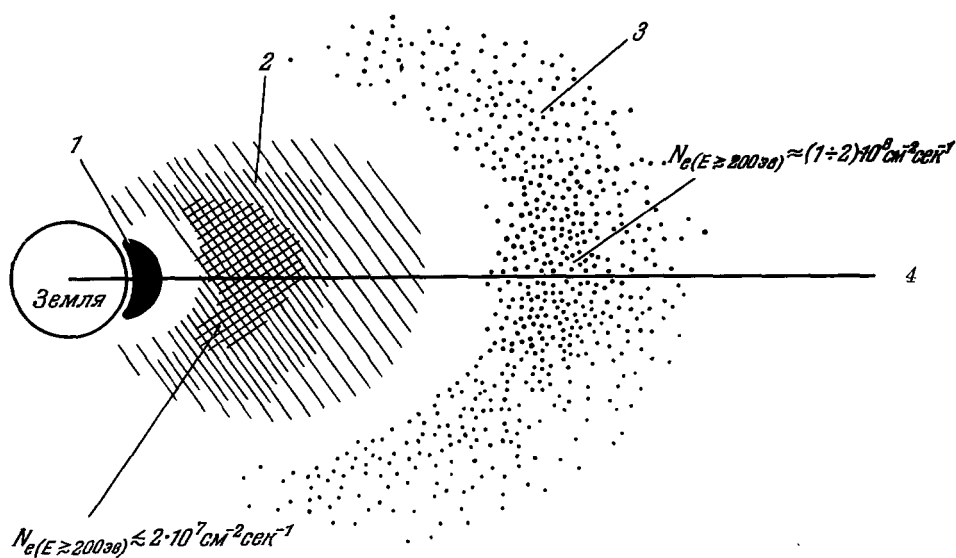


Рис. 3. Схема расположения поясов Земли.

1 — «Внутренний» радиационный пояс; 2 — «внешний» радиационный пояс; 3 — самый внешний пояс заряженных частиц; 4 — геомагнитный экватор.

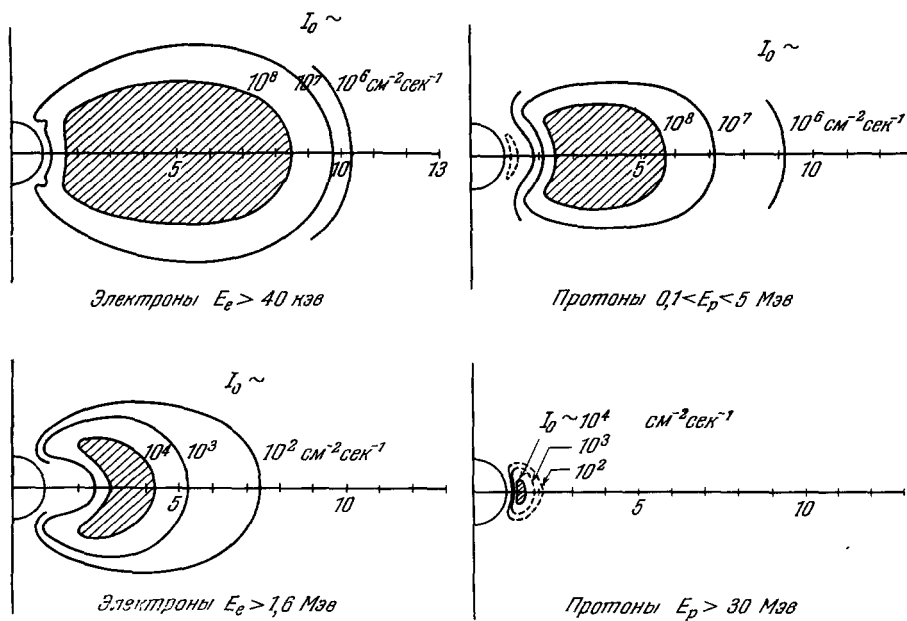


Рис. 4. Распределение интенсивностей протонов и электронов в радиационных поясах.

Расстояния выражены в радиусах Земли.

движения заряженных частиц (протонов и электронов) в магнитосфере Земли. Области, в которых происходит захват заряженных частиц в соответствии с их энергиями, согласно последним данным, показаны на рис. 4¹¹. Таким образом, проблема изучения радиационных поясов Земли в настоящее время с точки зрения эксперимента и теории является проблемой изучения захвата и движения протонов и электронов в магнитосфере Земли.

В то же время важнейшей проблемой, связанной с происхождением радиационных поясов, является изучение взаимодействия межпланетной плазмы (солнечного ветра) с магнитным полем Земли. Решение этой проблемы имеет огромное значение для правильного понимания всего комплекса физических явлений в ближайших окрестностях Земли: магнитных бурь, полярных сияний, токов во внешней атмосфере Земли и т. д.

§ 1. ГИПОТЕЗЫ, ПРЕДШЕСТВОВАВШИЕ ОТКРЫТИЮ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ

Целью исследований на первых искусственных спутниках Земли (в числе других экспериментов) являлось измерение интенсивности только космических лучей. Достаточно сказать, что интенсивность потоков частиц во внутреннем поясе, измерявшаяся с помощью приборов спутника «Эксплорер-1», была в тысячу раз больше предполагавшейся⁷. Но еще задолго до открытия радиационных поясов, на основании проведенных рядом авторов теоретических исследований можно было предсказать их существование. Удивительно, что хотя множество таких работ было выполнено задолго до экспериментального открытия радиационных поясов, ни в одной из них не было непосредственных указаний на возможность большой интенсивности частиц, захваченных в геомагнитную ловушку.

Еще из ранних работ Штёрмера было известно, что поле Земли может вести себя как магнитная ловушка по отношению к частицам определенных энергий. Штёрмер¹² показал, что в окрестностях магнитного диполя существуют две разрешенные для движения заряженных частиц области, одна из которых может быть отрезана от бесконечности. Положение запрещенных и разрешенных областей дипольного магнитного поля для каждой частицы определяется не только величиной магнитного момента диполя и энергией частицы, но также значением постоянной интегрирования уравнений движения γ , пропорциональной моменту количества движения частицы относительно оси диполя на бесконечности. Случай полностью отделенной от бесконечности разрешенной области дипольного поля соответствует значениям $\gamma < -1$. Попадая каким-либо путем в эту область, заряженные частицы не смогут выйти из нее и будут совершать периодическое движение в окрестностях диполя.

В одной из работ Штёрмера, посвященной орбитам частиц в поле диполя¹³, подробно рассмотрены периодические орбиты, соответствующие внутренней разрешенной области (рис. 5). Однако это рассмотрение относится к теории солнечной короны и теории лабораторных опытов с «тереллой» и не касается внутренней разрешенной области геомагнитного поля, которую Штёрмер, очевидно, считал незаполненной частицами.

Идея возможности захвата заряженных частиц геомагнитным полем в неявном виде содержится в первых гипотезах о кольцевых токах, вызывающих изменение земного поля во время магнитной бури. Впервые на возможность существования токов около Земли указал Штёрмер¹⁴ для объяснения смещения зоны полярных сияний на более низкие широты во время бури. Однако, как следует из самих же работ Штёрмера о характере движения заряженных частиц в экваториальной плоскости Земли, предположенный им ток не мог окружать Землю и поэтому не был кольцевым¹⁵.

Гипотеза об истинно кольцевом токе была рассмотрена Шмидтом¹⁶. Из этой гипотезы можно было бы сделать некоторые выводы о захвате солнечной плазмы магнитным полем Земли. Прямые указания на возможность такого захвата содержатся в работе Чепмена и Ферраро¹⁷, посвященной теории главной фазы магнитной бури. Однако конкретный

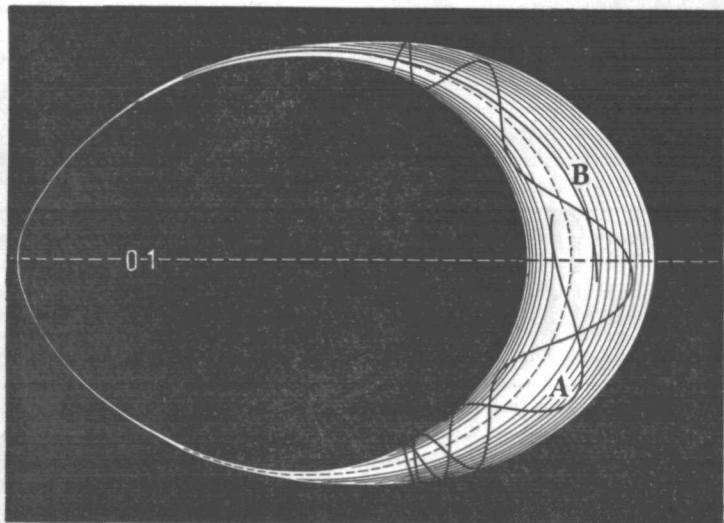


Рис. 5. Движение заряженной частицы в магнитной силовой трубке по Штёрмеру (периодическая траектория).

механизм захвата частиц солнечной плазмы геомагнитным полем ими не был разработан. Более того, кольцевой ток, вызывающий уменьшение земного магнитного поля во время главной фазы бури, согласно¹⁷ является пограничным и локализуется во внешних областях геомагнитного поля. Своим происхождением он обязан не дрейфу захваченных заряженных частиц в неоднородном геомагнитном поле, а зарядовым разделением частиц нейтрального солнечного потока на границе магнитосферы (в то время называемый полостью Чепмена — Ферраро) (рис. 6).

В 1947 г., рассматривая вопрос об обрезании низкоэнергетичной части спектра космических лучей, Альвен¹⁸ выдвинул предположение о том, что дипольное магнитное поле Солнца может препятствовать проникновению частиц низкой энергии в земную атмосферу. Одновременно он предположил, что солнечное дипольное поле создает магнитные ловушки заряженных частиц, которые могут рассеиваться в земном магнитном поле. В 1950 г., применив методы теории возмущений к движению частицы в магнитном поле, Альвен показал¹⁹, что аналогичные магнитные ловушки могут существовать и в земном дипольном поле и что такая ловушка соответствует внутренней разрешенной области Штёрмера.

Метод возмущений дал возможность подробно исследовать траектории захваченных частиц в большом диапазоне энергий. Однако этот метод стал активно применяться к изучению движения частиц в геомагнитном поле только после экспериментального открытия радиационных поясов Земли. Еще до открытия радиационных поясов, результаты работ Штёрмера использовались для оценки вклада вторичного космического излучения в данные ракетных измерений первичного излучения. Этой теме были посвящены работы Треймана и Грима и Сингера^{20, 21}, причем в рабо-

те ²¹ рассматривался захват геомагнитным полем заряженных частиц, возникающих при распаде нейтронов—вторичных продуктов взаимодействия космических лучей с земной атмосферой (эффект нейтронного альбеда).

Грим и Сингер показали, что частицы могут описывать много петель в атмосфере низкой плотности, прежде чем они поглотятся за счет соударений, и оценили вклад в интенсивность космического излучения за счет этих частиц как функцию энергии и высоты ²². Никакого специального исследования в отношении механизма инжекции в геомагнитную ловушку в этих работах не проводилось. В этом отношении расчеты Кристофилоса, которые не были опубликованы до открытия радиационных поясов, представляют единственное исключение ²³.

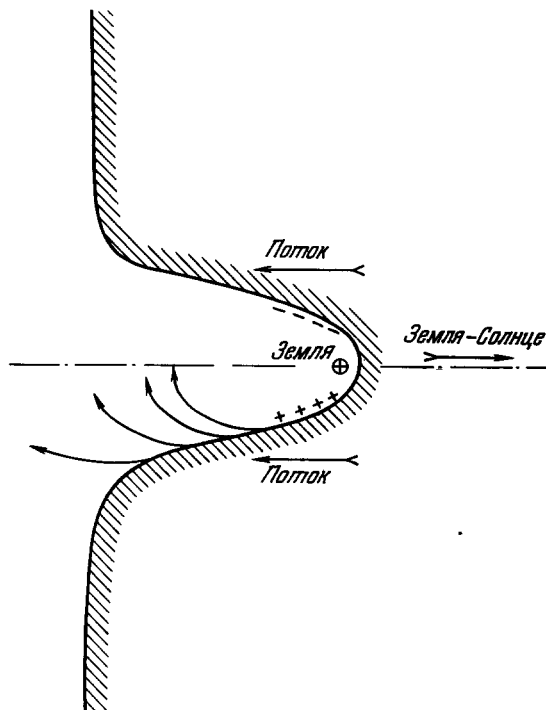


Рис. 6. Обтекание полости Чепмена — Феррари солнечным потоком во время магнитной бури. Крестиком обозначена Земля. Показано зарядовое разделение частиц потока на «стенках» полости и направление возникающего вследствие этого разделения кольцевого тока в экваториальной плоскости.

частиц в геомагнитную ловушку. После прохождения солнечного потока часть частиц может остаться в ловушке и создать круговые токи, ответственные за главную фазу магнитной бури.

Естественно, что сразу же после открытия радиационных поясов они получили правильное объяснение с точки зрения захвата заряженных частиц геомагнитным полем Земли. Неудивительно, что одними из первых гипотез о происхождении поясов были гипотезы нейтронного альбеда и о «прорыве» и захвате геомагнитным полем частиц солнечных потоков.

§ 2. ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ В ГЕОМАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ И АДИАБАТИЧЕСКИЕ ИНВАРИАНТЫ ИХ ДВИЖЕНИЯ

Рассмотрим в самом общем виде существующие представления о кинематике и динамике радиационных поясов Земли *). Подразделение задач теории радиационных поясов Земли на кинематические и динамические имеет тот же смысл, что и в механике. Задачи, в которых рассматриваются

*) Термин «кинематика радиационных поясов» принадлежит Б. А. Тверскому, термин «динамика радиационных поясов» является общепризнанным в физике радиационных поясов Земли ^{1, 82, 125, 126}.

чисто геометрические свойства движения заряженных частиц, являются кинематическими. Рассмотрение этих свойств основано на сохранении адиабатических инвариантов движения заряженной частицы в магнитном поле. С физической точки зрения кинематическое описание соответствует рассмотрению определенного равновесного состояния радиационных поясов в невозмущенном магнитном поле. Процессы, приводящие к отклонению от этого равновесного состояния как в стационарном, так и в возмущенном геомагнитном поле, составляют динамику радиационных поясов. Отметим, что изучение динамики и кинематики радиационных поясов невозможно без учета конкретных геофизических условий в околоземном космическом пространстве.

Наиболее удобным методом описания движения и распределения заряженных частиц в магнитосфере Земли является метод возмущений. Этот метод дает возможность описывать движения заряженных частиц либо на основе теории адиабатических инвариантов, либо с помощью соответствующих приближенных уравнений движения частицы в магнитном поле (например, уравнений дрейфового приближения). Однако опыт показывает, что расчеты движения заряженных частиц радиационных поясов Земли, основанные на теории адиабатических инвариантов, гораздо удобнее и нагляднее, чем использование для этой цели громоздких уравнений дрейфового приближения *).

Из теории дрейфового приближения известно ²⁷, что движение заряженной частицы в магнитном поле складывается из трех независимых (в рамках этого приближения) движений: быстрого ларморовского вращения вокруг магнитной силовой линии, относительно быстрых колебаний вдоль силовой линии между магнитными пробками и перпендикулярного к магнитному полю медленного дрейфа (рис. 7) (см. также прим. 1 при корр. на стр. 647). Каждому из этих движений соответствует определенный адиабатический инвариант.

Так, например, для быстрого ларморовского вращения частицы в перпендикулярном к магнитной силовой линии направлении адиабатическим инвариантом является магнитный момент частицы

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2H}, \quad (1)$$

где v_{\perp} — перпендикулярная компонента скорости частицы. Точность сохранения μ вдоль траектории движения характеризуется условием адиабатической инвариантности

$$T_{\perp} \left| \frac{d\mathbf{H}}{dt} \right| \ll H, \quad (2)$$

где T_{\perp} — период ларморовского вращения частицы, \mathbf{H} — напряженность магнитного поля ¹⁹. Для движения в стационарном магнитном поле условие (2) имеет вид

$$T_{\perp} (\mathbf{v} \nabla) H \ll H, \quad (3)$$

где \mathbf{v} — полная скорость частицы.

Условие (2) является одновременно условием применимости уравнений дрейфового приближения, однако для адиабатической инвариантности (1) необходимо также выполнение условия полной независимости всех

*) Следует отметить, что теория адиабатических инвариантов является самостоятельной теорией в рамках метода возмущений по отношению, например, к теории дрейфового приближения ²⁸.

трех видов движения²⁸. Отметим, что даже при выполнении всех необходимых условий адиабатической инвариантности μ не является абсолютным инвариантом в дрейфовом приближении. Учет отклонений в движении заряженной частицы от плавной средней траектории вследствие лармовского вращения частицы приводит к соответствующим отклонениям μ от постоянной средней величины. Эти отклонения, согласно существующей терминологии²⁷, мы будем называть «дрожаниями» частицы или соответствующего адиабатического инварианта. Вследствие того, что

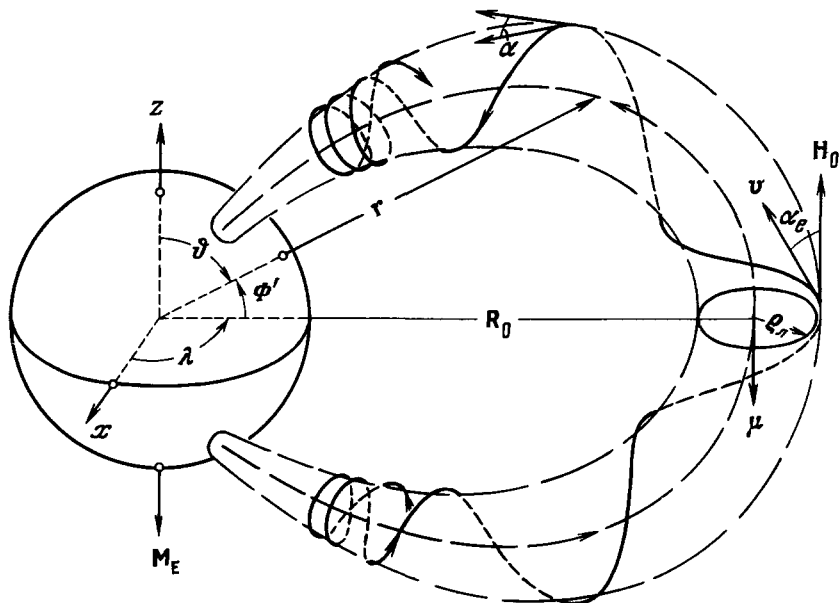


Рис. 7. Движение заряженной частицы в силовой трубке земного дипольного поля³.

r , Φ' и λ — соответственно радиус-вектор из центра Земли, геомагнитные широта и долгота; R_0 — экваториальное значение r ; H_0 — напряженность магнитного поля на экваторе; v — вектор скорости частицы; α — угол между v и H ; α_0 — экваториальное значение α ; ρ_L — лармовский радиус вращения частицы; μ и μ_E — соответственно магнитные моменты частицы и Земли. Дрейф частицы происходит перпендикулярно к плоскости рисунка.

«дрожания» μ приблизительно одинаковы по амплитуде и имеют разный знак, в среднем по T_L величина μ остается постоянной в дрейфовом приближении.

Относительно быстрым колебаниям частицы между магнитными пробками соответствует адиабатический инвариант продольного действия (долготный инвариант)

$$J = \frac{m}{2} \oint v_{||} ds, \quad (4)$$

где $v_{||}$ — параллельная полю компонента скорости частицы, ds — элемент дуги магнитной силовой линии, вдоль которой движется частица. Условие сохранения J имеет вид²⁶

$$T_{\text{кол}} \left| \frac{dH}{dt} \right| \ll H, \quad (5)$$

где $T_{\text{кол}}$ — период колебаний между магнитными пробками. В стационарном поле (5) имеет вид

$$T_{\text{кол}} (\mathbf{u}_{\text{др}} \nabla) H \ll H, \quad (6)$$

где $u_{др}$ — скорость перпендикулярного дрейфа частицы в неоднородном магнитном поле.

Наконец, инвариантом медленного, перпендикулярного к магнитному полю движения (дрейф частицы за счет магнитной неоднородности) является так называемый инвариант полного потока

$$\Phi = \int \int_s \mathbf{H} ds, \quad (7)$$

где ds — векторный элемент площади сечения дрейфовой поверхности, по которой движется частица. Третий адиабатический инвариант имеет смысл только в том случае, когда дрейф происходит в аксиально-симметричном магнитном поле или в поле с небольшими отклонениями от аксиальной симметрии. Условием приближенного сохранения Φ будет

$$T_{др} \left| \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right| \ll H, \quad (8)$$

где $T_{др}$ — период одного дрейфового оборота вокруг оси симметрии.

Как видно из (2), (5) и (8), условия адиабатической инвариантности J и Φ являются более сильными (т. е. накладывают большие ограничения на изменения магнитного поля), чем условие инвариантности μ . Тем не менее движение частицы в геомагнитном поле особенно удобно рассматривать в том случае, когда выполняются все три условия. Действительно, если μ является адиабатическим инвариантом, то траектория частицы локализована в ограниченном пространстве, что существенно упрощает расчет такой траектории. Однако сам дрейф заряженной частицы может иметь сложную форму даже в этом приближении. Траектория дрейфа заряженной частицы становится гораздо проще при условии адиабатической инвариантности J и Φ . Приближение теории возмущений, которому соответствует адиабатическая инвариантность J , называется приближением среднего дрейфа частицы. Уравнения движения частицы в этом приближении были впервые получены Б. Б. Кадомцевым²⁹ и Нортропом и Теллером³⁰. Кроме того, в работе³⁰ получены уравнения движения, соответствующие адиабатической инвариантности Φ .

Рассмотрим некоторые следствия, которые вытекают из сохранения адиабатических инвариантов J и Φ в стационарном геомагнитном поле. Как известно³⁰, в случае стационарного магнитного поля и в отсутствие электростатических полей положение заряженной частицы на данной дрейфовой инвариантной поверхности $J = \text{const}$ полностью определяется заданием двух величин

$$I = \frac{J}{p_{\perp}^2} \quad \text{и} \quad H_{отр} = \frac{p^2}{2m\mu}, \quad (9)$$

где p — импульс частицы и $H_{отр}$ — напряженность магнитного поля в точке отражения (или зеркальной точке)³⁰. Если теперь положить $p^2 = \text{const}$, что справедливо для частиц с одинаковой начальной энергией в стационарном магнитном поле, величины $\mu = \text{const}$ и $J = \text{const}$ полностью определяют инвариантную поверхность.

Таким образом, инвариантность μ и J дает возможность получить простую систему магнитных поверхностей (оболочек) с конкретным постоянным для каждой поверхности распределением плотности и интенсивности потоков заряженных частиц. Если в (9) изменять p^2 таким образом, чтобы p^2/μ и J/p оставались постоянными, то инвариантная поверхность не изменяется, так как, изменяя p^2 (или полную энергию частицы \mathcal{E}) в

стационарном магнитном поле, мы изменяем скорость дрейфа частицы по инвариантной поверхности, но не меняем саму поверхность *).

Расчет поверхностей постоянных

$$I = \frac{J}{p} = \oint \sqrt{1 - \frac{H}{H_{\text{отр}}}} ds \quad (10)$$

и $H_{\text{отр}}$ для реального геомагнитного поля весьма полезен для интерпретации экспериментальных результатов, так как на этих поверхностях вдоль линий постоянного H интенсивность потока частиц будет также постоянна. Однако вследствие аксиальной несимметрии магнитного поля Земли эти поверхности будут иметь сложную форму в обычных пространственных координатах.

Для дипольного магнитного поля уравнение силовой линии имеет вид

$$r = R_0 \cos^2 \Phi', \quad (11)$$

где Φ' — геомагнитная широта, r — радиус-вектор из центра диполя, R_0 — экваториальное значение r для данной силовой линии. Отсюда и из (10) легко показать, что

$$I = R_0 g(\Phi'_{\text{отр}}), \quad (12)$$

где $\Phi'_{\text{отр}}$ — широта зеркальной точки на данной магнитной силовой линии, g — функция, вид которой (численный, а не аналитический) известен достаточно хорошо. Если учесть, что в дипольном поле справедливо соотношение

$$\frac{H_{\text{отр}}}{H_0} = \frac{\sqrt{1 + 3 \sin^2 \Phi'_{\text{отр}}}}{\cos^6 \Phi'_{\text{отр}}}, \quad (13)$$

где $H_0 = 0,3a^3/R_0^3$ — экваториальная напряженность для данной магнитной силовой линии, а $H_{\text{отр}}$ — напряженность поля в зеркальной точке на той же линии, a — радиус Земли, то из (12) и (13) следует

$$R_0^3 = \frac{1}{H_{\text{отр}}} f(I^3 H_{\text{отр}}), \quad (14)$$

где f — определенная функция от I и $H_{\text{отр}}$.

Из (11) видно, что R_0 является постоянной величиной для дипольной магнитной силовой линии независимо от конкретных значений I и $H_{\text{отр}}$ каждой частицы, зеркальная точка которой находится на данной линии. В произвольном неаксиально-симметричном поле, как следует из (9), R_0 может и не быть постоянной величиной, т. е. инвариантные поверхности для частиц, зеркальные точки которых находятся в начальный момент на одной и той же силовой линии, могут не совпадать. Однако в реальном геомагнитном поле с относительно небольшой асимметрией эффект «расщепления» инвариантных поверхностей для таких частиц невелик. Это обстоятельство было подмечено Мак-Илвейном⁶², который путем расчетов показал, что найденное из (14) R_0 в широком интервале значений $H_{\text{отр}}$ и I на одной и той же магнитной силовой линии реального геомагнитного поля будет приблизительно постоянной величиной (с точностью до 3%). Таким образом, «искривленная» инвариантная поверхность реально-

*) Следует помнить, что рассмотренная независимость инвариантной поверхности от энергии частицы является формальной. На самом деле идентичность инвариантных поверхностей в неявном виде включает условие постоянства вдоль поверхности как J , так и \mathcal{E} для каждой частицы. Последнее становится ясным, когда в присутствии электростатического поля или временных изменений магнитного поля $\mathcal{E} \neq \text{const}$ и инвариантные поверхности для частиц с различной начальной энергией разделяются.

го земного поля с достаточно большой точностью может быть заменена соответствующей ей поверхностью симметричного дипольного поля, если R_0 , характеризующее эту поверхность, найти из (14) путем расчета функции f и $H_{\text{отр}}$ на определенной силовой линии реального поля. При такой замене R_0 обозначается через L . Чтобы определить положение точки на этой поверхности, в качестве второго параметра используется напряженность магнитного поля H . Как будет показано ниже, на данной инвариантной поверхности (или оболочке), характеризуемой параметром L , вдоль линии постоянной H интенсивность излучения не зависит от долготы. Поэтому для интерпретации экспериментальных данных достаточно использовать двухпараметрическую систему координат L и H .

Из сказанного выше ясно, что точность, с которой описывается распределение заряженных частиц радиационных поясов в системе координат Мак-Илвейна, зависит от точности сохранения адиабатических инвариантов μ и J . Однако в работах ^{26, 31} было показано, что в стационарном магнитном поле J не является абсолютным инвариантом. «Дрожания» в приближении среднего дрейфа могут привести к кумулятивным отклонениям J от постоянного значения, даже если изменения напряженности магнитного поля вдоль траектории дрейфа малы в течение периода колебаний частицы между магнитными пробками. Причина неусредняемого медленного изменения инварианта продольного действия частицы заключается в отсутствии полной независимости дрейфового и колебательного движений, если эти движения происходят в неаксиально-симметричной магнитной системе. Поэтому система координат Мак-Илвейна характеризует положение заряженных частиц в радиационных поясах Земли только с определенной степенью точности. Смещение частиц с инвариантных поверхностей должно приводить к изменению угловой анизотропии излучения и к иному распределению потоков этих частиц относительно магнитных силовых линий, чем в случае абсолютной инвариантности J .

Зная законы движения заряженных частиц в геомагнитном поле на основе теории адиабатических инвариантов, можно получить распределение частиц как функцию энергии и пространственных координат.

Одним из методов решения этой задачи является решение уравнения Больцмана в квазигидродинамическом приближении (КГДП). КГДП дает возможность найти распределение заряженных частиц с той же степенью точности, с какой методами теории возмущений находятся траектории отдельных частиц в радиационных поясах Земли.

Оценка распределения частиц в радиационных поясах в квазигидродинамическом приближении была сделана Плетневым ³². В работе ³² были рассмотрены различные случаи распределения плотности и интенсивности частиц в стационарном поле вдоль магнитной силовой линии, соответствующие определенным видам анизотропии потоков частиц на геомагнитном экваторе. В работе ³³ КГДП распространено на случай адиабатической инвариантности продольного действия заряженной частицы и показано, что при условии адиабатической инвариантности J распределение частиц не меняется вдоль дрейфовой поверхности и остается постоянным вдоль линии постоянной напряженности поля $H = \text{const}$. Учет медленного изменения J вдоль траектории движения приводит к отклонениям от стационарного равновесного распределения частиц. Эти отклонения рассматриваются в работе ³⁴.

Таким образом, изменения в распределении заряженных частиц радиационных поясов могут в значительной степени вызываться нарушением соответствующих адиабатических инвариантов. Отметим, что даже в нестационарном магнитном поле изменения распределения носят необратимый характер только тогда, когда они сопровождаются нарушением

инвариантности μ , J или Φ . Отсюда становится понятным то большое внимание, которое уделялось проблеме нарушения адиабатических инвариантов движения частиц в радиационных поясах.

Гипотеза о нарушении магнитного момента заряженной частицы μ в стационарном геомагнитном поле была впервые высказана Сингером ³⁵. Сингер связывал падение интенсивности потоков частиц внутреннего радиационного пояса с нарушением μ для жестких частиц при уменьшении напряженности поля с высотой. При этом предполагалось, что магнитный момент μ сильно нарушается при условии $\alpha_{кр} = \delta H_{\perp} / H = 0,076$, где H — напряженность магнитного поля, а δH_{\perp} — изменение напряженности в пределах ларморовского кружка заряженной частицы. Критическое значение $\alpha_{кр}$ было выведено Сингером эмпирически, на основе наблюдений на искусственных спутниках Земли уменьшения интенсивности высокоэнергичных протонов с возрастанием высоты.

В 1959 г. Уэлч и Уиттейкер ³⁶, а также независимо Плетнев ³⁷ предположили, что вследствие несохранения μ может происходить рассеяние заряженных частиц поясов на пространственных неоднородностях магнитного поля, создаваемых большими магнитогидродинамическими волнами. Если во внешней атмосфере Земли действительно имеются большие магнитогидродинамические волны, то они должны приводить к резкому возрастанию неоднородности магнитного поля, вследствие чего не будет выполняться условие адиабатической инвариантности $\alpha_{кр} \ll 1$. В результате несохранения μ частицы поясов могут попадать в нижние плотные слои атмосферы и терять энергию. Поскольку ларморовский радиус вращения частицы с уменьшением напряженности геомагнитного поля возрастает, а амплитуда волны тоже растет с высотой, нарушение μ может привести к довольно резкому обрезанию протяженности внутреннего пояса и обрезанию сверху спектра более мягких частиц внешнего радиационного пояса Земли.

Гипотеза о магнитном рассеянии была развита далее в работах Вентцеля ³⁸ и Драгта ³⁹. В работе ³⁸ показано, что прохождение заряженной частицы через поперечную магнитогидродинамическую волну может вызывать резонансное нарушение магнитного момента частицы. Вентцель пришел к выводу, что в результате такого изменения μ протоны внутреннего радиационного пояса могут «гибнуть», попадая в нижние плотные слои атмосферы. Драгт оценивал утечку протонов вследствие «дрожаний» магнитного момента μ , вызываемых магнитогидродинамической волной.

В последнее время появился ряд работ, в которых с помощью строгих методов теории возмущений оцениваются «дрожания» магнитного момента частицы и связанные с этими «дрожаниями» изменения высоты зеркальных точек частиц радиационных поясов Земли. К числу таких работ относятся работы Галла ⁴⁰, Гарриса ⁴¹, Хайкавы и Обаяши ⁴². В то же время вопрос о регулярном нарушении μ остается мало исследованным. По-видимому, для большей части спектра частиц радиационных поясов μ сохраняется с очень большой степенью точности. Более перспективными являются работы по исследованию нарушения второго и третьего адиабатических инвариантов движения заряженной частицы как в стационарном, так и в изменяющемся со временем геомагнитном поле.

При оценке утечки заряженных частиц радиационных поясов в нижние плотные слои атмосферы вследствие «дрожания» зеркальных точек необходимо учитывать эффекты упругого рассеяния и соударений, приводящих к потере энергии частиц. Упругое рассеяние приводит к изменению μ , т. е. к диффузии частиц вдоль магнитной силовой линии, причем следует ожидать одновременного изменения J . Возникающая вследствие нарушения μ и J диффузия в нижние слои атмосферы будет особенно суще-

ственна для тех частиц, время жизни которых определяется кулоновским рассеянием в земной атмосфере и для которых велико отношение сечения упругого рассеяния к сечению потерь энергии, например, для электронов больших энергий и, в частности, для частиц искусственного пояса радиации, возникающего в результате высотных ядерных взрывов.

Другим крайним случаем является значительное превышение роли потерь энергии при соударениях над упругим рассеянием. Такой случай осуществляется для протонов большой энергии и, по-видимому, для электронов умеренной энергии. При этом должно происходить постепенное замедление частиц. Приведем для иллюстрации характерные времена, в течение которых энергия частиц уменьшается в e раз вследствие кулоновских взаимодействий ³.

	L	1,2	1,6	3
Протоны	10 $Mэв$	2 мес.	30 лет	100 лет
	100 $Mэв$	5 лет	1000 лет	не захватываются
Электроны	300 $кэв$	10 дней	6 лет	20 лет
	2 $Mэв$	3 мес.	60 лет	200 лет

При расчетах авторы рассматривали частицы, зеркальные точки которых находятся на экваторе на силовой линии с определенным параметром Мак-Илвейна L , выраженным в земных радиусах.

Для оценки изменений в распределении заряженных частиц радиационных поясов вследствие кулоновских взаимодействий (как рассеяния, так и неупругих соударений) обычно используется уравнение Фоккера — Планка ⁴⁴.

Выше мы рассмотрели некоторые вопросы динамики радиационных поясов, связанные с необратимыми изменениями в распределении заряженных частиц вследствие нарушения определенных адиабатических инвариантов. Отметим, что даже теоретически обратимые изменения распределения, вызываемые медленными вариациями геомагнитного поля, могут стать необратимыми вследствие попадания значительной части частиц в плотные нижние слои атмосферы. Это в первую очередь относится к таким относительно медленным, но крупномасштабным вариациям поля, как магнитные бури.

Во время магнитных бурь существенно деформируется магнитосфера Земли, что может привести как к проникновению извне во внутреннюю разрешенную область частиц относительно низкой энергии, так и к выпадению «старых» частиц. Вопрос о поведении магнитосферы в целом во время бури до настоящего времени изучен мало, хотя в последнее время появилось значительное количество теоретических и экспериментальных работ, ставящих задачей связать наблюдавшиеся вариации геомагнитного поля во время бури с определенными процессами как внутри магнитосферы, так и на ее границе *).

*) Более подробно эти вопросы будут освещены авторами во втором обзоре «Магнитосфера Земли». В данном разделе мы остановимся только на процессах взаимодействия с захваченными частицами.

Первой теорией магнитных бурь явилась токовая теория Чепмена — Ферраро¹⁷, о которой говорилось выше (§ 1). Однако, после того как Альвен⁴⁵ показал неустойчивость токовой системы, возникновением которой Чепмен и Ферраро объясняли главную фазу магнитной бури, были предприняты попытки^{25, 46} рассмотреть токовую систему, обязанную своим происхождением дрейфу отдельных заряженных частиц, захваченных геомагнитным полем. Строгая постановка такой задачи стала возможной только тогда, когда в результате экспериментальных исследований околоземного космического пространства было показано наличие плазмы как в межпланетном пространстве, так и в ближайших окрестностях Земли (за ионосферой)^{9, 43}. Вследствие высокой проводимости околоземной плазмы геомагнитные силовые линии вморожены в эту плазму и образуют магнитосферу Земли. Таким образом, теория магнитных бурь, основанная на процессах взаимодействия солнечных корпускулярных потоков с земной магнитосферой, стала задачей магнитной гидродинамики. Магнитогидродинамическая теория главной фазы бури основывается на оценке коллективных эффектов движения заряженных частиц радиационных поясов. Влияние токов, возникающих вследствие этого движения, на геомагнитное поле, рассмотрено в работах^{43, 46}.

Впервые вопрос о связи плотности макроскопического тока с движением отдельных заряженных частиц в неоднородном магнитном поле рассмотрели Шлютер и Спитцер^{47, 48}. Спитцером⁴⁸ было показано, что движение ведущих центров заряженных частиц не всегда может создавать макроскопический ток, определяемый как средняя скорость всех частиц, находящихся в элементе объема, независимо от того, где расположены их ведущие центры.

В 1957 г. проблема рассматривалась Паркером⁴⁹, который получил выражение для плотности макроскопического тока на основе усреднения движения ведущих центров отдельных частиц:

$$\mathbf{I} = \frac{c}{8\pi p_m e N} \left[\mathbf{H}, \left\{ \nabla p_{\perp} + [(p_{\parallel} - p_{\perp})/p_m] (\mathbf{H} \nabla) \frac{\mathbf{H}}{8\pi} \right\} \right]. \quad (15)$$

В выражении (15) \mathbf{I} — плотность макроскопического тока, N — плотность частиц, p_m — магнитное давление, p_{\parallel} и p_{\perp} — компоненты давления частиц параллельно и перпендикулярно полю. Из (15) следует, что при изотропном распределении заряженных частиц в начальный момент движения давление также будет изотропно ($p_{\parallel} = p_{\perp}$ и $\nabla p_{\perp} = 0$) и макроскопический ток $\mathbf{I} = 0$. В то же время скорость дрейфа каждой частицы в отдельности в данном неоднородном поле не равна нулю. Это становится понятным, если учесть, что изотропное распределение не меняется при перемещении частиц как вдоль магнитной силовой линии, так и перпендикулярно к ней, в направлении дрейфа частиц. Поэтому средний перенос заряда в этих направлениях равен нулю. В то же время для анизотропного распределения плотность заряженных частиц изменяется при движении вдоль силовой линии. Следовательно, макроскопический перенос заряда в результате дрейфа не равен нулю, так как дрейф происходит одновременно с движением частицы вдоль магнитной силовой линии⁴⁸.

Отметим, что наиболее естественно и корректно выражение (15) получается на основе квазигидродинамического приближения⁵⁰. Для частного случая замкнутой стационарной системы частиц в дипольном магнитном поле (9) принимает вид⁴⁶

$$\mathbf{I} = \left[\frac{c(1+3\sin^2\Phi)^{1/2}}{H \cos^3\Phi} \frac{\partial p_{\perp}}{\partial R_0} - \frac{cQ_1}{H} (p_{\parallel} - p_{\perp}) \right] \mathbf{e}_3, \quad (16)$$

где q_1 — кривизна магнитной силовой линии, R_0 — экваториальное расстояние данной силовой линии от центра диполя, e_3 — единичный вектор бинормали к силовой линии, направленный в земном дипольном поле на запад.

Из (16) следует, что при наличии сильной анизотропии корпускулярного излучения вида

$$j = j_0 \sin^x \theta_0, \quad (17)$$

где θ_0 — угол между вектором скорости частицы и касательной к силовой линии на экваторе, j — дифференциальная интенсивность излучения, будет выполняться условие $p_{0\parallel} \ll p_{0\perp}$, если x достаточно велико^{32, 51}, и поэтому ток течет в восточном направлении (при условии, что $\frac{\partial p_{\perp}}{\partial R_0} < 0$, т. е. плотность частиц убывает при увеличении расстояния от Земли). В этом случае ток локализован в экваториальной области и должен увеличивать напряженность магнитного поля на Земле. Подобная ситуация может соответствовать начальной фазе магнитной бури, когда внезапное сжатие магнитосферы Земли солнечным ветром приводит к резкой анизотропии потоков частиц радиационных поясов вида (17).

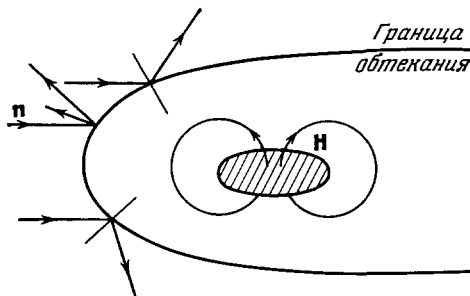


Рис. 8. Обтекание магнитного диполя солнечным корпускулярным потоком на больших расстояниях от центра диполя.

Если анизотропия корпускулярного излучения имеет вид

$$j = j_0 \cos^x \theta_0, \quad (18)$$

то в области, близкой к экватору, $p_{\parallel} \gg p_{\perp}$, а в области, близкой к магнитным пробкам, $p_{\parallel} \ll p_{\perp}$. В этом случае экваториальный ток течет в западном направлении и уменьшает напряженность поля у Земли, а ток в высоких широтах направлен в обратную сторону и увеличивает напряженность. Знак $\frac{\partial p_{\perp}}{\partial R}$, очевидно, будет отрицательным в области наибольшего скопления частиц, т. е. около магнитных «пробок», и положительным — в экваториальной области. Если объяснять подобной токовой системой возникновение главной фазы магнитной бури, то необходимо предположить наличие большой анизотропии типа (18) потоков частиц радиационных поясов в эту фазу бури.

Наряду с задачей об изменении геомагнитного поля уловленными этим полем частицами в магнитогидродинамической теории решается задача отжатия земного поля налетающим солнечным потоком.

Отметим, что первыми работами, посвященными магнитогидродинамическому решению задачи об обтекании магнитосферы Земли, были работы Обаяши (1959) и Жигулева и Ромишевского (1959)^{52, 53}. Например, в работе⁵³ было рассмотрено взаимодействие свободномолекулярного ионизованного потока с магнитным полем Земли и показано, что если даже в потоке, идущем от Солнца, вообще не учитывать столкновений частиц, то и в этом случае будет верна картина магнитогидродинамического отжатия поля потоком (рис. 8). Жигулев также отметил, что точки границы между потоком и «выжатым» магнитным полем, в которых

перпендикулярная к скорости потока компонента магнитного поля равна нулю, являются особыми точками и в них возможен прорыв частиц к Земле.

В данном обзоре мы не имеем возможности подробно рассмотреть большое количество работ, посвященных магнитогидродинамической теории бурь. Отметим только, что основными задачами, стоящими перед этой теорией, являются, во-первых, оценка влияния внутренних токов как на форму и размеры магнитосферы в целом, так и на поле внутри магнитосферы и, во-вторых, учет внешнего возмущающего влияния солнечного потока в этом же плане. Решение последней задачи существенно зависит от конкретной модели магнитосферы. Одни авторы⁵⁴⁻⁵⁷ предполагают, что магнитосфера имеет резкую границу, связанную с выжатием геомагнитного поля солнечным потоком (модель замкнутой магнитосферы). Другие⁵⁸ считают, что такая граница будет отсутствовать, поскольку солнечная плазма с вмороженным в нее межпланетным магнитным полем может проникать внутрь магнитосферы (модель открытой магнитосферы). На рис. 9 показана форма границы замкнутой магнитосферы согласно⁵⁶. Для сравнения приводится схематическое изображение (экваториальное сечение) магнитосферы Земли согласно данным, полученным с помощью космических ракет, пересекавших границу магнитосферы (рис. 10)⁵⁸. Интересно, что при рассмотрении различных моделей магнитосферы в последнее время стало применяться одночастичное приближение, фактически соответствующее уже упоминавшемуся квазигидродинамическому приближению⁵⁹.

§ 3. НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ

Сопоставление существующих теоретических представлений о происхождении, динамике и кинематике радиационных поясов Земли и имеющих по этим вопросам экспериментальных данных не всегда еще может быть проведено достаточно четко. Это связано, с одной стороны, с известной неполнотой полученных экспериментальных данных о кинематике и динамике поясов. Наиболее тонкие и интересные с точки зрения теории эффекты исследуются пока лишь случайно. С другой стороны, существующие гипотезы о происхождении радиационных поясов имеют односторонний характер и не охватывают всей полноты геофизических явлений, связанных с динамикой поясов.

В данном разделе авторы стремились акцентировать внимание лишь на тех вопросах, которые, по их мнению, представляют наибольший интерес для теории радиационных поясов.

а) Геометрическая структура радиационных поясов в стационарном состоянии

Выше уже говорилось, что подразделение радиационных поясов Земли на два пояса является в настоящее время в значительной степени условным. Основным аргументом в пользу такого подразделения было предполагаемое наличие зоны минимума между поясами. Однако последние исследования показали, что зона минимума на самом деле заполнена частицами с энергиями, которые не регистрировались счетчиками, установленными на первых космических ракетах. Тем не менее представления о геометрической структуре радиационных поясов, полученные в результате первых исследований, дают правильную общую картину распределения основной массы частиц высокой энергии, захваченных геомагнит-

ным полем. Поэтому в нашем изложении экспериментальных данных мы берем за основу именно эти представления. Последующие уточнения пространственного распределения уловленного корпускулярного излучения (главным образом за счет измерений потоков частиц относительно небольшой энергии) показаны на рис. 4.

«Внутренний» радиационный пояс Земли начинается на высоте около 600 км в западном полушарии, около 1600 км в восточном полушарии и достигает высоты приблизительно 9 тыс. км в плоскости экватора. В своей нижней части этот пояс простирается приблизительно от -40° до $+40^\circ$ геомагнитной широты. Расстояние нижней границы «внутреннего» пояса от поверхности Земли меняется в зависимости от географического положения. Разница в высоте нижней границы в западном и восточном полушариях Земли связана со смещением центра равномерного намагничивания относительно центра Земли к востоку приблизительно на 440 км.

Геометрическая структура «внутреннего» радиационного пояса Земли определяется в основном дипольным магнитным полем, т. е. положение линий равной интенсивности излучения определяется силовыми линиями магнитного диполя. Диаграмма, отражающая зависимость интенсивности в радиационных поясах от высоты и геомагнитной широты, была впервые получена Вай-Алленом и Франком на основании наблюдений с помощью «Эксплорера-IV» и «Пионера-III» и впоследствии уточнена при исследованиях на искусственных спутниках «Эксплорер-VI» и «Эксплорер-VII» (см. рис. 1).

«Внешний» радиационный пояс, открытый на III советском искусственном спутнике, локализуется на существенно больших высотах в плоскости экватора, чем «внутренний» и в нижней своей части простирается от $\pm 50^\circ$ до $\pm 65^\circ$ геомагнитной широты. Первые исследования с помощью космических ракет (первая и вторая советские космические ракеты, американские ракеты «Пионер-III» и «Пионер-IV») показали, что в плоскости экватора «внешний» и «внутренний» радиационные пояса разделены областью относительного минимума интенсивности потоков частиц, простирающейся от 2,5 земного радиуса от центра Земли до 3,5 земного радиуса. Как выяснилось в настоящее время, эта область также заполнена потоками частиц с энергиями, большими, чем во внешнем, но меньшими, чем во внутреннем поясе.

Напомним, что измерения с помощью первой советской космической ракеты и американской ракеты «Пионер-III» обнаружили максимум «внешнего» пояса на расстоянии 4,5 земного радиуса в плоскости экватора. Однако при сравнении данных полетов первой и второй советских космических ракет через «внешний» радиационный пояс (2/I 1959 г. и 12/IX 1959 г.) было обнаружено смещение зоны максимума «внешнего» радиационного пояса в экваториальной плоскости в направлении к Земле на 9000 км (см. рис. 2). При этом во время полета второй космической ракеты интенсивность излучения во «внешнем» радиационном поясе была значительно больше, чем при полете первой советской космической ракеты⁶⁰.

Аналогичное явление было обнаружено при сравнении результатов полетов американских космических ракет «Пионер-III» и «Пионер-IV»⁶¹, которые пересекли радиационные пояса Земли 6/XII 1958 г. и 3/III 1959 г., а также при сравнении результатов измерений на этих ракетах и на спутнике «Эксплорер-VI». При полете ракеты «Пионер-IV» общая интенсивность излучения в поясах возросла, а при полете «Эксплорер-VI» интенсивность уменьшилась. На рис. 11 приводится графическое изображение радиационных поясов Земли при полетах «Пионера-III», «Пионера-IV» и «Эксплорера-VI».

Учеными, проводившими измерения как с помощью советских, так и с помощью американских космических ракет, отмечается зависимость указанных изменений пространственной конфигурации радиационных поясов и их общей интенсивности от солнечной активности. Тем не менее до

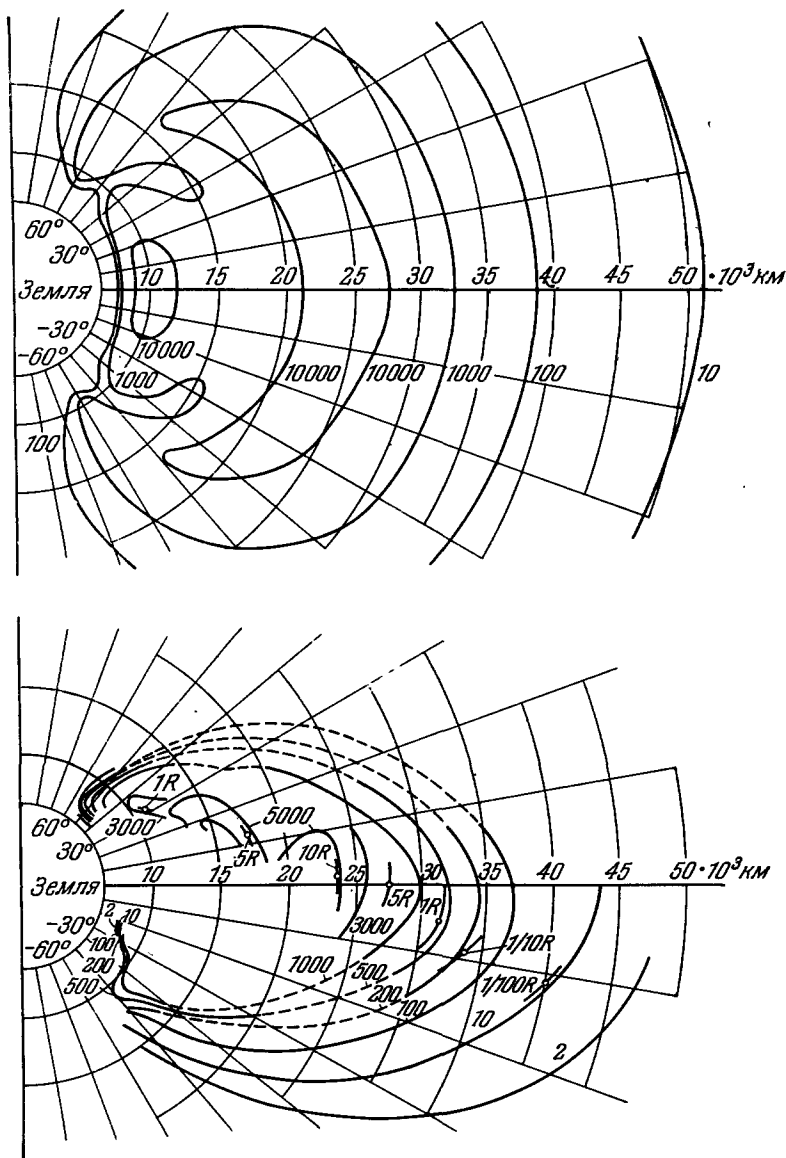


Рис. 11. Сравнение линий равной скорости счета в радиационных поясах (в полярной системе координат), полученных Ван-Алленом (вверху) и на спутнике «Эксплорер-VI» (внизу).

Можно видеть, что со времени полета спутника «Эксплорер-IV» и ракет «Пионер-III» и «Пионер-IV» во времени полета спутника «Эксплорер-VI» радиационные зоны сильно сжались и изменили свою форму.

настоящего времени остается неясным, являются ли эти изменения результатом временных вариаций во «внешнем» поясе, связанных, в частности, с изменением анизотропии корпускулярного излучения и, следовательно, с изменением пространственного распределения этого излучения ⁵¹,

или имеется некоторая квазистационарная картина деформированной солнечным ветром магнитосферы. В результате такой деформации геометрическая структура «внешнего» пояса, как наиболее близкого к границам магнитосферы, может меняться в зависимости от положения по отношению к Солнцу (см. также прим. 2 при корр. на стр. 647).

Наконец, при полете спутника «Эксплорер-VI» было установлено, что в области между «внешним» и «внутренним» радиационными поясами имеется еще одна зона повышенной интенсивности излучения (на расстоянии $\sim 17\,000$ км от центра Земли в плоскости экватора). Эта зона впоследствии получила название E_2 , в отличие от зоны максимума интенсивности «внешнего» радиационного пояса E_3 .

Рассмотренная выше общая качественная картина радиационных поясов Земли дает представление об их геометрической структуре, т. е. о широтной протяженности области уловленного геомагнитным полем корпускулярного излучения, о расстоянии верхней и нижней границы этой области от Земли и о локализации основных максимумов интенсивности корпускулярного излучения. Тем не менее для изучения динамики и кинематики радиационных поясов необходимо проанализировать распределение по высоте, спектральное распределение и характер пространственной анизотропии отдельно как протонной, так и электронной компонент излучения. Такая необходимость вызвана тем, что параметры траекторий электрона и протона в одинаковом магнитном поле существенно отличаются друг от друга. Поэтому геомагнитное поле по-разному удерживает электроны и протоны.

В свою очередь обратное воздействие частицы на магнитное поле, а также взаимодействие частиц между собой зависят от массы и заряда частицы. Следовательно, как кинематические, так и динамические процессы в радиационных поясах зависят от спектрального и пространственного распределения протонной и электронной компонент и от количественного соотношения этих компонент в определенных областях магнитосферы. Ниже рассматривается распределение протонной и электронной компонент корпускулярного излучения внутри магнитосферы Земли.

б) Протонная компонента

Первые измерения заряженных частиц в области $L \leq 2$ («внутренний» пояс) с помощью советских и американских искусственных спутников показали наличие интенсивных потоков протонов с энергиями в десятки $Mэв$. По данным американского спутника «Эксплорер-IV» интегральная интенсивность (интенсивность по всем направлениям) потока протонов с энергией больше $43 Mэв$ в области $L \sim 1,5$ составляет $2 \cdot 10^4$ частиц \cdot см $^{-2}$ сек $^{-1}$. На рис. 12 и 13 показано пространственное распределение интенсивности этих протонов. На втором советском искусственном спутнике также измерялись протоны с энергией $\sim 100 Mэв$, а на первой советской космической ракете — протоны с энергией $\sim 30 Mэв$. Полученные результаты подтвердили указанное значение всенаправленной интенсивности.

Современное представление о распределении всенаправленной интенсивности протонов высокой энергии в магнитосфере Земли ($L < 3$) показано на рис. 14. В основу рис. 14 легли данные, полученные на искусственном спутнике «Эксплорер-XV»⁶³, запущенном в октябре 1962 г. Измерения на «Эксплорере-XV» существенно уточнили и дополнили имевшиеся ранее сведения о протонах данной энергии.

Первые исследования спектра протонов внутреннего пояса проводились при полетах высотных ракет. Так, согласно эксперименту Фридена и Уайта⁶⁴ с экранированными эмульсионными пластинками,

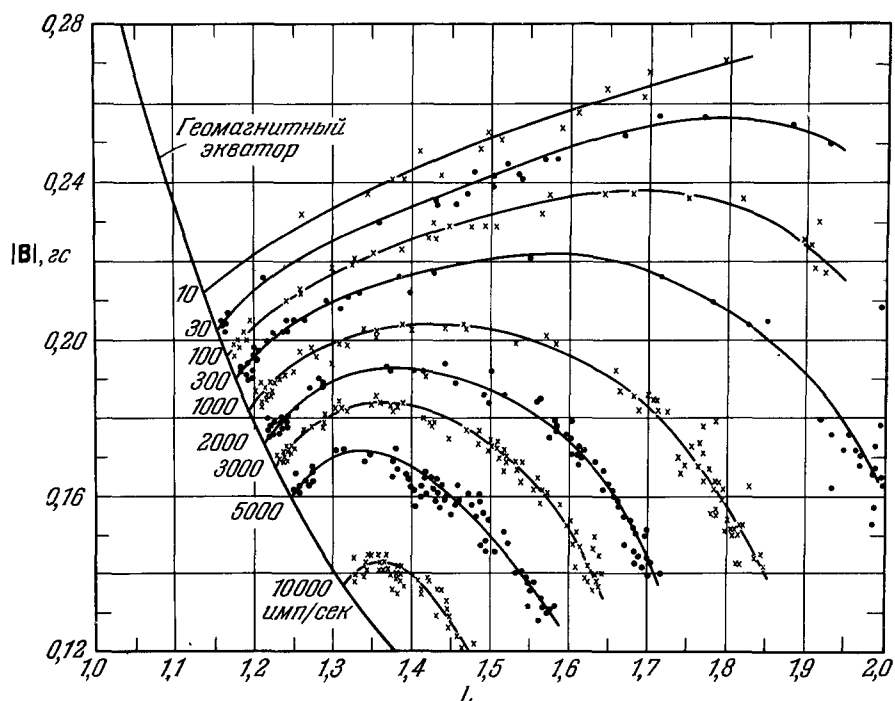


Рис. 12. Контуры интенсивности, полученные с помощью аппаратуры спутника «Эксплорер-IV» (неэкранированный счетчик Гейгера) в координатах B, L (по Мак-Илвейну).

Во избежание путаницы экспериментальные точки, относящиеся к соседним контурам, попеременно обозначаются кружками и крестиками.

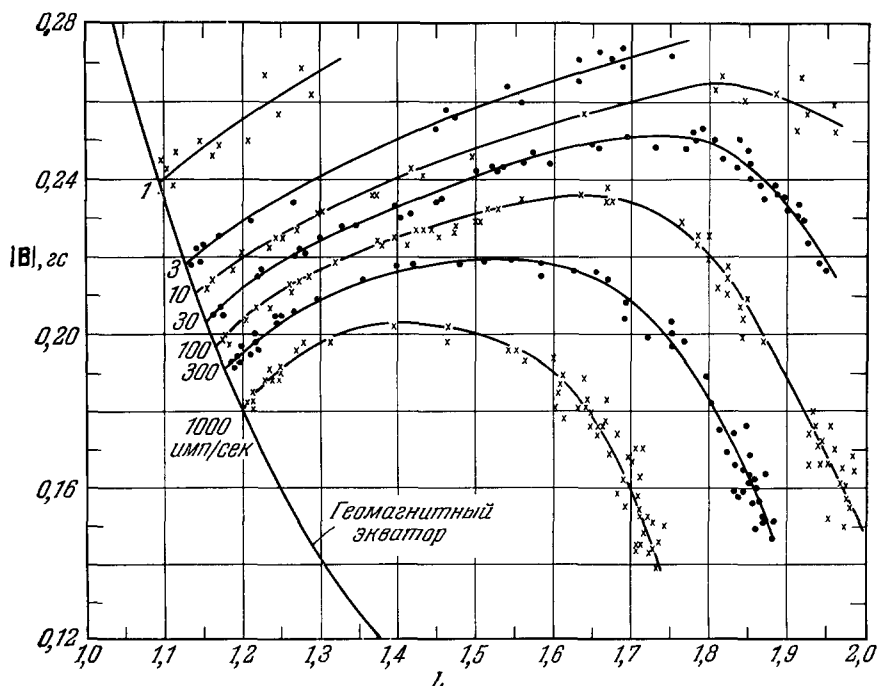


Рис. 13. То же, что и на рис. 11, но точки получены при помощи экранированного счетчика.

поднятыми на ракете, спектр высокоэнергичных протонов в интервале энергий от 75 до 700 $Mэв$ имеет вид

$$N(E)dE = kE^{-\gamma}dE, \quad (19)$$

где $\gamma = -1,84$. Эти измерения проводились на высотах 1000—1200 $км$ ($L \approx 1,4$). Последующие измерения как с помощью ядерной фотоэмульсии, так и с помощью счетчиков не привели к существенным изменениям предполагаемой величины γ . Так, измерения Армстронга, Хекмана и др. ⁶⁵, произведенные приблизительно на той же высоте ($\sim 1200 км$),

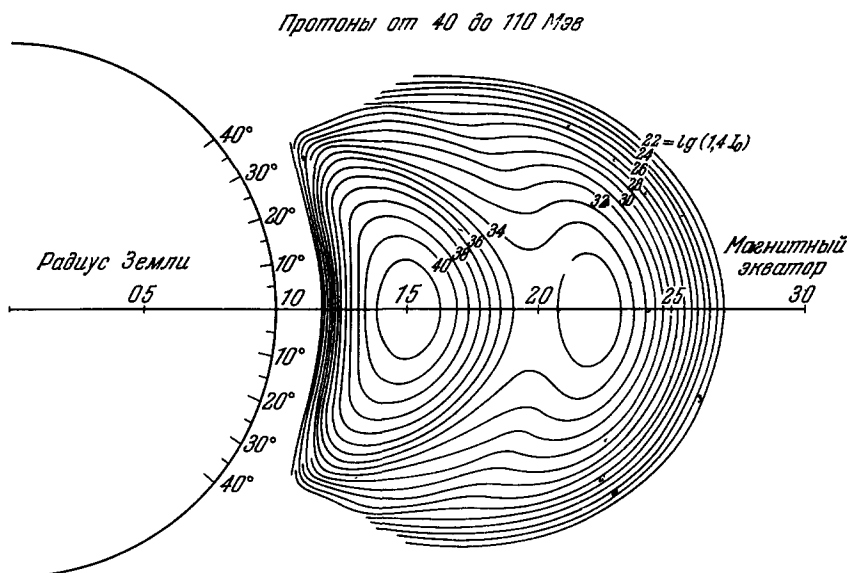


Рис. 14. Контуры постоянной интенсивности высокоэнергичных протонов по данным «Эксплорера-XV».

дают значения $\gamma \approx 1,8$ для протонов в интервале энергий от 80 до 600 $Mэв$. Измерения Ногла и Ниффена дают $\gamma \approx 1,7$ для интервала энергий от 40 до 100 $Mэв$ и высоты $\sim 1600 км$ ⁶⁶.

Однако некоторые данные свидетельствуют о том, что имеются отклонения от указанной спектральной зависимости, связанные как с широтным распределением частиц внутреннего пояса, так и с интервалом энергий регистрируемых частиц. Например, измерения Ногла и Ниффена показали, что для относительно низкоэнергетичной протонной компоненты от 10 до 50 $Mэв$ спектр становится существенно мягче с возрастанием L . Если в области геомагнитного экватора $\gamma \approx 1,7$, то при удалении к северной границе пояса γ возрастает. Например, на геомагнитной широте $\Phi' = 33^\circ$ и высоте 1600 $км$ ($L \approx 1,79$) измерения показали, что $\gamma = 4,5 \pm 0,5$. Измерения Армстронга и др. ⁶⁵ дают аномально большую интенсивность протонов с энергией 80 $Mэв$, которая, правда, не подтверждается измерениями Фридена и Уайта. Таким образом, не исключается возможность, что на основной фон протонного излучения внутреннего пояса, подчиняющегося спектральному закону (19), налагаются различные флуктуации, зависящие как от высоты и широты точки измерения спектра, так и от интервала энергии протонов.

Например, Мак-Илвейн и Пиццелла ⁶⁷, анализируя данные «Эксплорера-IV», обнаружили систематические вариации спектра, связанные

с изменением L . Зависимость спектра от L имеет приближенный вид

$$N(E) dE = ke^{-\frac{E}{E_0}} dE, \quad (20)$$

где $E_0 = (306 \pm 28) L^{-5.2 \pm 0.2} \text{ Мэв}$. В целом же вопрос об изменениях протонного спектра во внутреннем поясе с высотой и широтой изучен недостаточно хорошо.

В отношении очень низкоэнергетичной компоненты протонов внутреннего пояса (от 400 эв до 500 кэв) имеются данные измерений искусственного спутника «Инджун-1» на высоте 1000 км⁶⁸. Направленный поток этих протонов составил $60 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$.

С увеличением L спектр протонов в общем становится мягче, следуя экспоненциальному закону (16) от $L = 1,2$ до $L = 8$. Максимальная направленная интенсивность протонов в области E_2 ($L \approx 3,5$) согласно измерениям Дэвиса и Уильямсона на спутнике «Эксплорер-ХІІ»⁶⁹ равна $6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$ для энергий от 100 кэв до 4,5 Мэв. Что же касается максимальной интенсивности интегрального потока протонов с энергией выше 300 Мэв в зоне E_3 , то согласно измерениям на второй советской космической ракете она составляет менее $1 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$ ⁷⁰, а интегральная интенсивность потока протонов с энергией выше 75 Мэв равна $0,1 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$ ⁶¹. Последние данные не противоречат результатам измерений зависимости спектра протонов от E_0 на «Эксплорере-ХІІ». Если спектр имеет вид (20), то $E_0 = 400 \text{ кэв}$ для $L = 2,8$, $E_0 = 120 \text{ кэв}$ для $L = 5,0$, $E_0 = 64 \text{ кэв}$ для $L = 6,1$ ⁶⁹.

в) Электронная компонента

Согласно существующим на сегодняшний день данным наиболее интенсивной компонентой энергичных частиц в области $L \leq 2$ являются потоки электронов. Например, первые измерения «Эксплорера-IV» показали, что для $L \sim 1,5$ (максимум «внутреннего» пояса) интегральная интенсивность потока электронов с энергией больше 580 кэв составляет менее $10^8 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$, а интенсивность направленного потока электронов в этом диапазоне энергий порядка $2 \cdot 10^7 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$; интегральная интенсивность потока электронов с энергией больше 20 кэв составляет менее $2 \cdot 10^9 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$, а интенсивность направленного потока электронов этой энергии порядка $2 \cdot 10^8 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$.

Для электронов с энергией свыше 40 кэв результаты измерений на «Эксплорере-IV» и «Инджуне-1» дают основания предположить направленную интенсивность в области $L \sim 1,5$ порядка $3 \cdot 10^7 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$ ⁷¹.

О пространственном распределении электронов в области $L \leq 2$ имеется немного данных. Можно предположить⁷², что пространственное распределение электронов с энергией больше 600 кэв подобно распределению энергичных протонов, но потоки электронов достигают несколько больших широт. Согласно данным «Инджуна-1» и Холли и др.⁷³ интенсивность электронов с энергией выше 40 кэв во «внутреннем» поясе не уменьшается с высотой и широтой так же быстро, как интенсивность протонов с энергией выше 40 Мэв.

При полете III советского спутника было установлено наличие в области $L \geq 3,5$ электронов с энергиями в десятки и сотни кэв⁸³. При дальнейших исследованиях было установлено присутствие в этой области электронов с энергиями от 40 кэв до 5 Мэв. В области $L \sim 4,5$ (максимум «внешнего» радиационного пояса) согласно данным «Эксплорера-ХІІ» наиболее вероятная интегральная интенсивность потоков электронов

с энергиями выше 40 кэв ⁷⁴ равна менее 10^8 частиц·см⁻²сек⁻¹. Измерения электронов в области «внешнего пояса» производились также с помощью второй советской космической ракеты. Эти измерения показали, что для $L \approx 4,5$ всенаправленная интенсивность потоков электронов с энергией выше 350 кэв составляет $1,4 \cdot 10^7$ частиц·см⁻²сек⁻¹; для энергий, больших 1100 кэв, интенсивность равна $5,5 \cdot 10^5$ частиц·см⁻²сек⁻¹,

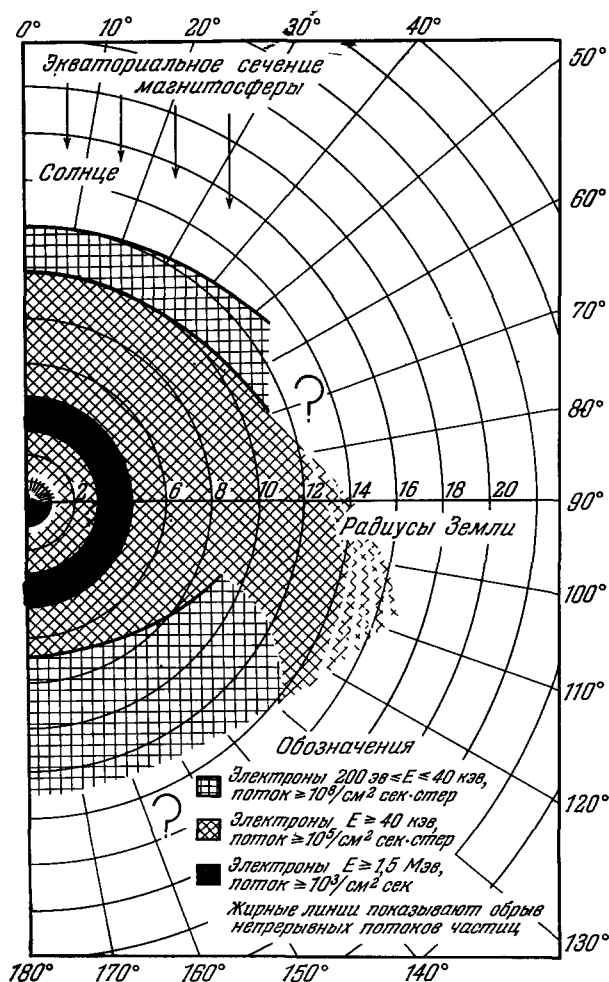


Рис. 15. Диаграмма распределения электронов в земной магнитосфере по данным «Эксплорера-XII».

а энергий выше 5 Мэв — менее 10^3 частиц·см⁻²сек⁻¹ ⁷⁰. Наконец, поток электронов, зарегистрированный на второй советской космической ракете с помощью ловушек заряженных частиц, оказался равным $2 \cdot 10^7$ частиц·см⁻²сек⁻¹ для электронов с энергией выше 200 эв ⁷⁵.

Напомним, что первоначальная интерпретация результатов измерений потоков электронов большой энергии во «внешнем» поясе была ошибочной. Так, например, анализируя показания приборов космических ракет «Пионер-III» и «Пионер-IV», полученные при прохождении этих ракет через «внешний» радиационный пояс, Ван-Аллен и его сотрудники пришли к выводу, что интегральная интенсивность потоков электронов

с энергией выше 20 кэв составляет в зоне максимума «внешнего» радиационного пояса ($L \sim 4,5$) 10^{11} частиц·см⁻²сек⁻¹. Подобные оценки были сделаны также в работе ⁶⁰. Последующие измерения показали, что эти оценки существенно завышены и истинная плотность потока электронов соответствует результатам измерений, полученным с помощью ионных ловушек на второй советской космической ракете.

На рис. 15 приводится схематическое изображение распределения электронов в магнитосфере Земли ⁷⁶. Указаны только минимальные значения интенсивности регистрируемых потоков, так как согласно имеющимся данным интенсивности электронов (особенно во «внешнем» поясе) подвержены значительным вариациям (см. ниже).

Первые измерения спектрального распределения электронов во «внешнем» радиационном поясе были произведены с помощью американских ракет на высотах приблизительно 1000 км в области больших широт ⁷⁷. Измерения дали возможность определить спектр электронов в интервале энергий от 40 до 500 кэв как

$$N(E) dE \sim e^{-\frac{E}{E_0}} dE, \quad (21)$$

где $E_0 = 65$ кэв. Исследования «внешнего» радиационного пояса на второй советской космической ракете показали, что энергетический спектр электронов имеет вид в области энергий от 350 до 650 кэв

$$N(E) \sim E^{-2}, \quad (22)$$

в интервале энергий 650—1100 кэв

$$N(E) \sim E^{-3,5} \quad (23)$$

и в интервале 1100—5000 кэв

$$N(E) \sim E^{-7}. \quad (24)$$

Таким образом, предполагается, что спектр электронов в области $L > 3,5$ резко обрывается при энергиях выше 5 Мэв ⁷⁸. При полете спутника «Эксплорер-ХII» также измерялся спектр электронов «внешнего» радиационного пояса в интервале энергий от 40 кэв до 5 Мэв. Полученный при этих измерениях спектр для малых энергий электронов хорошо согласуется со спектром, полученным на основании ракетных измерений на высоте 1000 км. В области больших энергий результаты «Эксплорера-ХII» согласуются с результатами второй советской космической ракеты.

г) Некоторые экспериментальные данные о динамике радиационных поясов Земли

Приведенные выше данные характеризуют стационарное состояние радиационных поясов Земли. В то же время, как уже отмечалось, радиационные пояса представляют собой динамичные образования.

Для динамики радиационных поясов Земли существенным является соотношение между плотностью потоков частиц и плотностью энергии удерживающего эти частицы магнитного поля. После первых измерений в поясах радиации стало общепризнанным, что плотность энергии электронов небольших энергий в геомагнитной ловушке близка к плотности энергии геомагнитного поля, т. е. что ловушка наполнена почти до предела. Но обнаружение ошибки в интерпретации измерений потока частиц во внешней зоне привело к пересмотру этих данных, причем стало преобладать мнение, что плотность энергии частиц много меньше плотности

энергии магнитного поля, хотя экспериментально это было установлено лишь по отношению к потоку электронов. Захваченные в ловушку протоны небольших энергий ($< 4,5$ Мэв) были обнаружены Дэвисом и Уильямсоном⁶⁹ на спутнике «Эксплорер-ХII», причем было показано, что ловушка наполнена практически до предела именно этими протонами (отношение плотностей энергии ≤ 10).

Соответствующие эффекты влияния пояса протонов на геомагнитное поле были рассчитаны Чепменом, Акасофу и Кейном⁷⁹ и подтверждены недавно на спутнике «Электрон-2»⁸⁰. Таким образом, ускорение частиц магнитосферы происходит в наполненной ловушке, что пока недостижимо в лаборатории и недостаточно исследовано теоретически. К сожалению, данные о мягких протонах во внешней магнитосфере пока еще очень скупы, что связано с экспериментальными трудностями их регистрации. Однако важность этих измерений трудно переоценить, так как после многих уточнений (а также после американского высотного взрыва 9 июля 1962 г.) экспериментальные данные можно резюмировать следующим образом: внутренняя зона состоит в основном из электронов большой энергии (значительная часть которых искусственного происхождения), а внешняя зона состоит в основном из протонов небольших энергий (0,1—4,5 Мэв). Возможна связь этих протонов с мягкими протонами, вторгающимися в зону полярных сияний. Во время магнитной бури при полете первой космической ракеты полярное сияние было зарегистрировано двадцатью наземными станциями. Измерения на спутнике «Эксплорер-ХII» показали⁶⁹, что в это время интенсивность потока мягких протонов на внешней границе магнитосферы увеличивается, но аналогичные измерения внутри магнитосферы пока отсутствуют.

Важнейшим для теории обстоятельством является резкая асимметрия внешней магнитосферы, ее огромная протяженность в антисолнечном направлении и тесно связанная с этим морфология захваченной радиации на больших расстояниях от Земли^{81, 76}. Но конфигурация магнитного поля и траектории частиц в этой области пока еще совершенно неясны; неизвестно даже распределение частиц по углам, образуемым с магнитной силовой линией. Надо надеяться, что будущие эксперименты, в частности на спутниках «Электрон», позволят получить данные в этом направлении.

Детальная связь между магнитными эффектами и захваченной в ловушку радиацией была найдена и на спутнике «Эксплорер-VI» при изучении одновременных короткопериодных вариаций поля и интенсивности радиации (протонов с энергией > 2 Мэв или электронов с энергией > 200 кэв). При этом выяснилось, что встречаются одновременные пульсации поля и радиации, причем бывают как синфазные, так и противофазные колебания⁸². Эксперименты такого рода, по-видимому, представляют наибольший интерес для раскрытия механизмов генерации частиц в поясе.

Мы рассмотрели кратко некоторые результаты измерения протонов небольших энергий. Перейдем теперь к процессам высыпания из ловушки, которые пока изучены лишь для электронов.

Вторжение электронов небольших энергий в плотную атмосферу с больших высот было впервые обнаружено Красовским и его сотрудниками на III советском спутнике в 1958 г.⁸³ и затем подробно исследовалось О'Брайеном для энергий более 40 кэв на спутниках «Инджун-I» и «Инджун-III» и Мулярчик и др.⁸⁴ на спутнике «Космос-5», которые нашли, что изотропия излучения увеличивается для меньших энергий. При этом электроны с энергией ~ 15 кэв, интенсивные вблизи зоны полярных сияний на высотах около 1500 км, имеют распределение по углам с силовой линией, свидетельствующее об их эффективном высы-

паний в атмосферу. Очевидно, время жизни таких электронов позволяет им совершить лишь несколько широтных колебаний, а их относительная интенсивность по сравнению с захваченными частицами растёт от $\leq 10^{-3}$ на низких широтах до ~ 1 вблизи зоны полярных сияний. Очевидно, это несёт информацию о свойствах механизма генерации частиц в отношении их распределения по углам, образуемым с силовой линией. Дополнительная информация может быть получена исходя из того, что на всех широтах имеется значительное количество захваченных электронов, время жизни которых меньше одного дрейфового оборота вокруг Земли⁸⁵. Все эти данные показывают, что для значительного количества частиц, регистрируемых в поясе, не сохраняется как энергия, так и первый и второй инварианты движения за время порядка одного дрейфового оборота. Возможно, что рассеяние этих частиц может привести к существенной диффузии их по L .

О'Брайен нашёл, что вторжение частиц на средних и высоких широтах в значительной степени происходит путем коротких почти изотропных вспышек частиц длительностью порядка секунд. Такие же быстрые вариации наблюдались ранее и на III спутнике (Красовский и др.⁸⁶). По-видимому, эти вспышки сопровождают «спокойные» вторжения частиц, характерные для высоких широт, так как и там часто появляются отдельные, почти периодические всплески (кстати, характерные и для некоторых форм полярных сияний). Было бы очень важно выяснить роль гидромагнитных и электромагнитных волн низкой частоты в этих вспышках; однако такие данные пока отсутствуют.

О'Брайен считает⁸⁷, что самый внешний пояс частиц (электронов) населяется такими кратковременными вспышками (т. е. теми частицами, углы с силовой линией которых после выхода из зоны ускорения обеспечивают частице достаточно большое время жизни). Надо сказать, что использовавшаяся для исследований радиации аппаратура часто была не приспособлена для регистрации таких кратковременных флуктуаций. Особенно удивительным представляется тот факт, что вспышки наблюдаются не на границе, а внутри магнитосферы. Детальные измерения таких эффектов, очевидно, необходимы для построения теории механизмов ускорения частиц в магнитосфере.

Существенным фактором в динамике радиационных поясов является также изменение во времени геомагнитного поля, удерживающего корпускулярное излучение поясов. Измерения магнитных эффектов в магнитосфере Земли во время бурь впервые были проведены на первой советской космической ракете и на американских спутниках «Эксплорер-VI» и «Эксплорер-XII». При этом были обнаружены эффекты кольцевых токов западного направления, которые тогда же были предварительно истолкованы как эффекты дрейфа мягких протонов, захваченных в ловушку.

Измерения, проведенные с помощью искусственных спутников «Эксплорер-IV», «Эксплорер-VI», «Эксплорер-VII», «Эксплорер-XIV», «Эксплорер-XV», «Рилай-I» и др., также дали возможность непосредственно оценить флуктуации интенсивности корпускулярных потоков в радиационных поясах во время магнитных бурь. Эти измерения совпали с крупными магнитными бурями и показали тесную связь характеристик как «внешнего», так и «внутреннего» радиационных поясов Земли с солнечной активностью. Например, при измерениях на искусственном спутнике «Эксплорер-VII», двигавшемся на небольшой высоте, было обнаружено, что между солнечной активностью и интенсивностью радиационных поясов наблюдается конкретная связь. Сильное увеличение солнечной активности в апреле, мае и ноябре 1960 г., по данным этого спутника, привело к отчетливым увеличениям интенсивности

излучения радиационных поясов Земли. Особенно интересным результатом является возрастание интенсивности в промежуточной между «внутренним» и «внешним» поясами радиации области. Одновременно возросла интенсивность во «внешнем» радиационном поясе. В области «внутреннего» пояса возросшая интенсивность излучения превышала невозмущенный уровень в 2—3 раза; она может объясняться появлением дополнительных потоков протонов с энергиями больше 18 Мэв или электронов с энергиями свыше 1 Мэв.

Во время движения искусственного спутника «Эксплорер-IV» на небольших высотах (между 270 и 2200 км) произошло несколько магнитных бурь, самая сильная из которых (двойная буря) наблюдалась 3—5 сентября 1958 г. Анализ данных спутника показывает, что в начальный период магнитной бури происходит большое изменение интенсивности регистрируемых частиц (электронов) во «внешнем» радиационном поясе, причем — это изменение противоположного характера для больших и малых высот. На малых высотах в начале бури интенсивность возрастает, а на больших падает в несколько раз. После прекращения бури интенсивность возвращается к прежнему уровню. Интересным фактом является то, что после сильной бури 3—5 сентября средняя энергия частиц оказалась значительно выше, чем их средняя энергия до бури. Это может свидетельствовать о том, что в магнитосфере Земли «работают» определенные механизмы ускорения частиц. Никаких изменений интенсивности потоков протонов во «внутреннем» поясе в период наблюдений не было обнаружено, за исключением изменений, связанных с ядерными взрывами при эксперименте «Аргус».

При полете спутника «Эксплорер-VI» было установлено наличие зоны E_2 с максимумом на расстоянии 17 тыс. км от центра Земли в плоскости экватора. Во время полета наблюдалось изменение характеристик радиационных зон E_2 и E_3 при прохождении магнитных бурь 16—18 августа 1959 г. и 3—5 сентября 1959 г. Было найдено, что во время магнитных бурь происходят быстрые и одновременные изменения расстояний областей E_2 и E_3 от центра Земли. Величина изменения расстояний может достигать 10% общего расстояния от Земли. Обе области в первую фазу магнитной бури перемещаются внутрь магнитного поля, причем величина смещения области E_2 оказывается много меньшей, чем для E_3 . Правда, существует точка зрения, что перемещение зон E_2 и E_3 связано с вариациями электронного спектра во время бури ⁷¹.

Во время главной фазы бури происходит резкое уменьшение интенсивности излучения как в области E_3 , так и в области E_2 (но в последней в меньших масштабах, чем в E_3). В период обратной фазы происходит значительное увеличение интенсивности излучения. После прохождения бури интенсивность постепенно опять достигает нормального значения, которое наблюдалось до магнитной бури. Возрастание интенсивности в период обратной фазы бури, по наблюдениям на «Эксплорере-VI», может достигать десятикратных размеров от обычного невозмущенного значения.

На рис. 16 приводится диаграмма из работы ⁸⁸, характеризующая изменение интенсивности излучения в радиационных зонах E_2 и E_3 по показаниям приборов «Эксплорера-VI» во время магнитных бурь 16—18 августа и 3—5 сентября 1959 г. Авторы работы связывают изменение интенсивности потоков электронов во время бури с возможным необратимым ускорением частиц в переменном магнитном поле.

Исследования на «Эксплорере-VI» показали также, что во время магнитной бури может происходить изменение характера анизотропии корпускулярного излучения во внешнем радиационном поясе. Так, напри-

мер, если зависимость интенсивности потоков частиц от положения на данной магнитной силовой линии имеет вид

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{B}{B_0} \right)^{\frac{-|x|}{2}}, \quad (25)$$

где I и B — интенсивность излучения и напряженность магнитного поля в какой-либо точке силовой линии, I_0 и B_0 — интенсивность и напряженность на геомагнитном экваторе, то $|x|$ изменяется во время бури от 1 до 2,4.

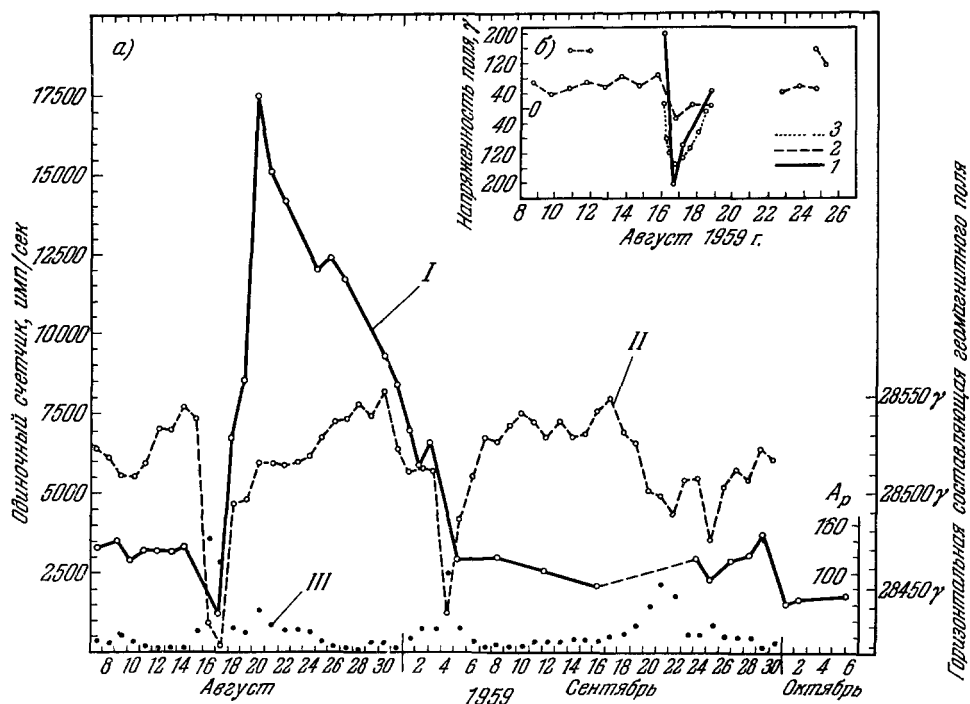


Рис. 16. а) Интенсивности $E_{\text{зmax}}$ в окрестности геомагнитного экватора в функции времени (I) и горизонтальная компонента экваториального геомагнитного поля на поверхности Земли (II); б) изменения напряженности магнитного поля, зарегистрированные на «Эксплорере-VI» во внешнем поясе (I).

Большие временные вариации интенсивности излучения (интенсивность в максимуме «внешнего» пояса упала более чем на три порядка, а затем в течение нескольких дней постепенно почти восстановилась) были обнаружены на «Эксплорере-XII» во время бури 30 сентября 1961 г.⁸⁹. Этот случай интересен также тем, что «Эксплорер-XII» зафиксировал движение границы магнитосферы, которую он пересекал и которая может быть определена по резкому спаду интенсивности электронов средних энергий и нарушению регулярности магнитного поля. На рис. 17 представлено изменение хода интенсивности за сравнительно короткий промежуток времени при различных пролетах этого спутника. Так как за это время траектория сместилась незначительно, изменение интенсивности, зарегистрированное в период этой бури, может считаться чисто временным изменением.

Интересные данные о вариациях интенсивности электронов в области $L \leq 3,8$ были получены на спутнике «Эксплорер-XV». Как известно, до взрыва 9 июля 1962 г. в магнитосфере число электронов с энергиями

более 5 Мэв было весьма мало (1 частица/см²сек, Вернов и др.⁹⁰). Поэтому все электроны такой энергии, имеющиеся там сейчас, можно считать инжектированными искусственно. По данным спутника «Эксплорер-XV»⁶³, интенсивность таких электронов почти скачком убывала при каждом небольшом магнитном возмущении в течение ~ 2 месяцев, но при заметной магнитной буре вновь возросла практически до исходного значения. Поскольку во время магнитной бури ускорение каких-либо частиц естественного происхождения до таких больших энергий невозможно, един-

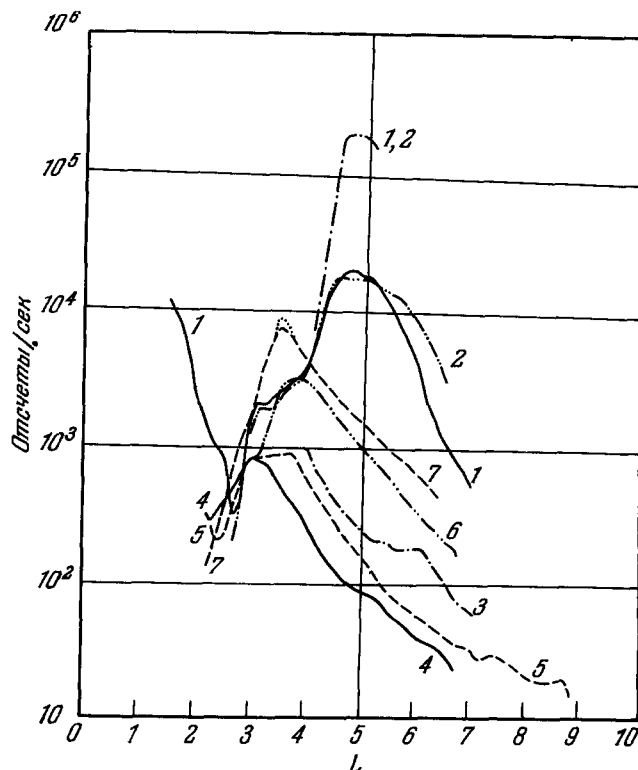


Рис. 17. Изменение интенсивности потоков частиц при прохождении «Эксплорера-XII» через границу магнитосферы во время бури.

Вариации в скорости счета за период с 28.IX по 6.X 1961 г. (указаны пробоги спутника во вне и внутри магнитосферы): 1 — во вне, 28.IX; 2 — во вне, 30.IX; 3 — внутри, 1.X; 4 — во вне, 1—2.X; 5 — во вне, 2—3.X; 6 — внутри, 4.X; 7 — внутри, 5—6.X 1961 г.

ственным приемлемым объяснением наблюдавшихся вариаций является: а) замедление электронов при небольших возмущениях при сохранении их числа в ловушке, б) обратное ускорение их при значительной магнитной буре. Не исключено, правда, что этот, вообще говоря, неясный механизм эффективен лишь для электронов большой энергии, т. е. требует «первичного инжектора», который отсутствовал в поясах естественного происхождения. Таким инжектором мог явиться высотный ядерный взрыв.

Согласно измерениям на искусственном спутнике «Рилай-I» во время магнитной бури 22 сентября 1963 г. интенсивность уловленных протонов с энергией более 35 Мэв в области «внутреннего» радиационного пояса ($L < 2$) изменилась не более чем на 10%. В то же время интенсивность протонов для $L > 2,5$ уменьшилась примерно в 10 раз⁹¹. На рис. 18

показано относительное изменение интенсивности протонов во время этой магнитной бури. Одновременно начала образовываться новая внешняя зона электронов с максимальной интенсивностью на расстоянии $L = 3,2$ и появилось большое количество электронов с энергией в сотни $Mэв$ в области внешней зоны (от $L = 2$ до $L = 4$).

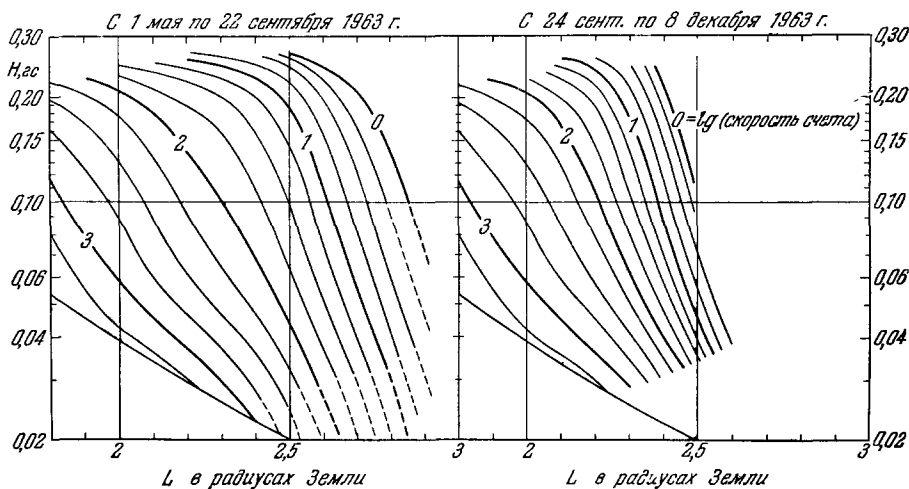


Рис. 18. Контуры постоянной интенсивности уловленных протонов с энергиями больше 35 $Mэв$ до и после магнитной бури 22 сентября 1963 г. (по данным спутника «Рилай-1»).

Рассмотренные выше некоторые экспериментальные данные о динамике радиационных поясов Земли позволяют сделать вывод о несомненном наличии в магнитосфере ускорительных механизмов, связанных с коллективными эффектами в околоземной космической плазме.

Однако вопрос о том, носят ли эти механизмы обратимый или необратимый характер, остается открытым, так как влияние ускорительных механизмов (особенно во время магнитных бурь) может затухать как прорывом в радиационные пояса внешних заряженных частиц, так и высыпанием «старых» частиц в нижние плотные слои атмосферы. В выяснении последнего вопроса, несомненно, сыграют положительную роль дальнейшие эксперименты по изучению динамики поясов. Следует отметить, что в последнее время экспериментальное изучение динамики радиационных поясов стало значительно более систематическим.

§ 4. ОСНОВНЫЕ ГИПОТЕЗЫ О ПРОИСХОЖДЕНИИ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ ЗЕМЛИ

Основной гипотезой о происхождении радиационных поясов, получившей прямое экспериментальное подтверждение, является гипотеза о захвате геомагнитным полем потоков заряженных частиц. Однако установление этого фундаментального факта еще не является полным решением проблемы происхождения радиационных поясов. Важно понять механизмы рождения частиц, найти соответствующий этим механизмам энергетический спектр и распределение частиц в магнитосфере Земли, а также определить интенсивность инжекции частиц. Решение этих вопросов усложняется динамическими процессами, протекающими в радиационных поясах. Важной проблемой является выяснение связи между поведением частиц внутри магнитосферы и на ее границе. К числу наиболее интенсивно разрабатываемых гипотез, посвященных данному кругу

вопросов, относятся гипотезы «нейтронного альbedo» и гипотезы о захвате геомагнитным полем и последующем «локальном» ускорении частиц солнечной плазмы.

В настоящее время теория инжекции заряженных частиц, возникающих при распаде вторичных нейтронов космического излучения, в геомагнитную ловушку является наиболее разработанной. Выводы этой теории доведены до количественных оценок и могут сравниваться с результатами экспериментов. Недостатком гипотезы нейтронного альbedo является отсутствие прямой связи механизма рождения частиц с динамикой радиационных поясов. Действительно, вариации геомагнитного поля, вызывающие существенные изменения в распределении интенсивности потоков уловленных частиц, будут только косвенно влиять на механизм инжекции, связанный с нейтронным альbedo. В то же время возможность разделить оценку инжекции и оценку утечки уловленных частиц ставит механизм нейтронного альbedo в более выгодное положение по сравнению с другими гипотезами и дает возможность сравнительно просто проводить соответствующие количественные оценки.

Механизмы происхождения радиационных поясов, основанные на плазменных процессах, тесно связаны с конкретными условиями в магнитосфере Земли, например, с неаксиальным характером геомагнитного поля, с особенностями распространения магнитогидродинамических волн в магнитосфере, с условиями на границе магнитосферы и т. п., которые еще недостаточно хорошо известны из экспериментов и отнюдь не всегда ясны с точки зрения теории. К числу плазменных гипотез рождения частиц относятся различные механизмы прорыва частиц солнечного потока в геомагнитную ловушку и механизмы «локального» ускорения частиц радиационных поясов. Следует отметить, что с самого начала была ясна необходимость дополнительного ускорения частиц солнечного потока для того, чтобы эти частицы имели энергии, наблюдаемые в радиационных поясах Земли. Поэтому в работах, посвященных захвату солнечной плазмы геомагнитной ловушкой, рассматривались также некоторые механизмы ускорения, сопровождающие захват. В то же время локальное ускорение частиц внешней атмосферы связывалось с сильными магнитными возмущениями в период магнитной бури. Таким образом, с точки зрения физики плазмы трудно провести резкую грань между обоими группами гипотез, поскольку каждая из них объясняет происхождение радиационных поясов эффектами взаимодействия плазмы с магнитным полем Земли.

Складывается впечатление, что с точки зрения дальнейшего развития теории радиационных поясов наиболее перспективными являются гипотезы, основанные на плазменных эффектах. Серьезное изучение динамики и кинематики радиационных поясов Земли должно внести ясность не только в вопрос о вкладе плазменных механизмов рождения частиц в различных областях поясов, но и в вопрос об эффективности механизма нейтронного альbedo.

а) Г и п о т е з а н е й т р о н н о г о а л ь б е д о

Вернов и Лебединский (см. ⁹²) и Сингер ⁹³ почти одновременно обратили внимание на нейтронную компоненту «альbedo» космических лучей, как на возможный источник заряженных частиц в радиационных поясах. Эти предположения были основаны на способности нейтронов, возникающих при ядерных расщеплениях, вызываемых космическими лучами в земной атмосфере, распадаться на протоны и электроны в процессе убегания из атмосферы. Продукты распада, протоны и электроны, являясь

заряженными частицами, захватываются магнитным полем Земли, если распад происходит в пределах улавливающей области поля. Нейтроны «альбедо», уходящие из атмосферы, имеют широкий спектр энергии (от тепловой до нескольких сотен $Mэ$). Кинетическая энергия протонов, возникающих при распаде нейтронов, сравнима с энергией последних, а электроны распада имеют хорошо известный β -спектр энергии.

После первых приближенных оценок появились расчеты, учитывающие диффузию, а затем и замедление в атмосфере нейтронов «альбедо»⁹⁴⁻⁹⁶.

Эти расчеты и экспериментальные данные о нейтронах в атмосфере позволили получить достаточно обоснованную количественную характеристику инжекции частиц для этого механизма *).

Келлог и Гесс детально изучили вопрос о генерации тепловыми нейтронами электронов и протонов в радиационных поясах. Сингер исследовал спектр жестких протонов «внутреннего пояса», возникающих при распаде высокоэнергичных нейтронов. Ленчек и др.⁹⁷ рассматривали в качестве источника протонов относительно небольшой энергии нейтроны полярной шапки, генерируемые солнечными космическими лучами. Эти протоны могут появляться только начиная с $L \sim 1,6$. Наложение нейтронов альбедо, возникающих под действием солнечных космических лучей, проникающих в полярные шапки, на нейтроны, образующиеся под действием галактических космических лучей, было наглядно продемонстрировано как теоретически, так и экспериментально³.

Очевидно, оценка процессов утечки сложнее, так как мы никогда не можем быть уверены, что изредка, например, во время магнитных бурь, не появляется какая-то новая утечка (либо, наоборот, ускорение). Однако в низких широтах можно считать, что кулоновское рассеяние действительно является преобладающим механизмом утечки. В частности, энергетический спектр протонов и высота однородной атмосферы, определенные в этом предположении по распределению протонов большой энергии, хорошо согласуются с данными прямых измерений. До последнего времени модель атмосферы нам не была известна с достаточной точностью, чтобы это проверить, но теперь эта трудность преодолена^{98, 99}. Однако и сейчас неточность знания траекторий частиц в Бразильской аномалии фактически не позволяет сопоставить рассчитанную скорость утечки из-за рассеяния в атмосфере с рассчитанной описанными выше методами функцией источника. Для протонов большой энергии на небольших высотах, где данные, полученные до взрыва 9 июля 1962 г., достаточно полны^{62, 100}, сопоставление дает расхождения не более чем в три раза. Кроме того, в последнее время замечено увеличение интенсивности протонов внизу с уменьшением плотности атмосферы и ростом интенсивности космических лучей^{90, 101}. Рассмотрим спектр и распределение жестких протонов ($> 75 Mэ$), появляющихся при распаде быстрых нейтронов, генерируемых при атмосферных взаимодействиях галактических космических лучей (так называемая «глобальная» нейтронная компонента). Обозначим через $n \equiv n(\mathcal{E}, \theta, L, H)$ плотность протонов, направленных под углом θ к магнитной силовой линии, характеризуемой параметром L , в данной точке, определяемой напряженностью поля H . Все протоны имеют одну и ту же энергию \mathcal{E} . Тогда интенсивность направленного

*) В наиболее полном виде гипотеза нейтронного альбедо изложена в обзоре Ленчека и Сингера³ и в работе Гесса⁹⁶. В данной статье мы приводим только конечные результаты соответствующих теоретических оценок, опираясь на которые можно судить о достоинствах, недостатках и перспективах дальнейшего развития этой гипотезы.

потока уловленной радиации с энергией частиц в интервале от \mathcal{E} до $\mathcal{E} + d\mathcal{E}$ будет

$$j = 2\pi n v d\mathcal{E} d \cos \theta_0. \quad (26)$$

Таким образом, функция распределения n является дифференциальной концентрацией потока частиц с определенным направлением на магнитном экваторе. Вследствие теоремы Лиувилля, n постоянно вдоль траектории частиц направленного потока и может изменяться только при изменении

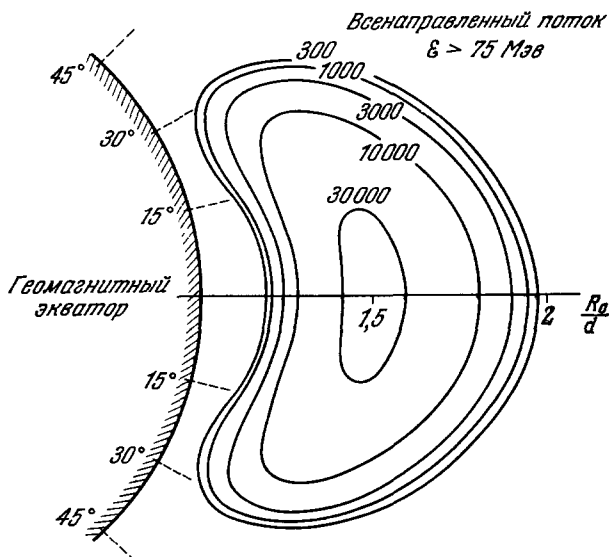


Рис. 19. Распределение интенсивности всенаправленного потока уловленных жестких протонов (с энергией > 75 Мэв), полученное на основании теории нейтронного альбеда (по Сингеру).

L , \mathcal{E} и $\cos \theta_0$. Однако вследствие анизотропной инжекции жестких протонов n будет зависеть от времени, причем соотношение $\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{\text{инж}} = \bar{q}$ определяет плотность функции источника направленного потока уловленных протонов \bar{q} .

С другой стороны,

$$\bar{q} = \frac{1}{t_n v_n} \oint j_n ds / \oint ds, \quad (27)$$

где t_n — время жизни убегающего из атмосферы нейтрона, v_n — скорость нейтрона, j_n — интенсивность направленного потока нейтронов и ds — элемент дуги спиральной траектории частицы³.

Изменение n происходит также вследствие потерь энергии протонов при неупругих соударениях с атомами атмосферы.

Уравнение, описывающее возникающее равновесное распределение вследствие как процесса инжекции, так и процессов утечки частиц, называется уравнением переноса. Решая это уравнение³, можно найти функцию распределения n в любой точке магнитосферы и, интегрируя по θ_0 , получить всенаправленную (интегральную) интенсивность потоков протонов в зависимости от \mathcal{E} , L и H . Распределение всенаправленной интенсивности жестких протонов согласно теоретическим расчетам³ показано на рис. 19. Это распределение находится в хорошем согласии с экспериментом (см. рис. 4).

Как уже говорилось, наложение спектра более мягких протонов (> 10 Мэв) от нейтронов полярной шапки на глобальную компоненту начинается с $L \sim 1,6$. Это связано с невозможностью для убегающих из полярной шапки нейтронов попасть в улавливающую область ниже $L \sim 1,6$, так как граница этой области достигает геомагнитной широты $\Phi' \approx 60^\circ$. На рис. 20 показано сравнение теоретически рассчитанного равновесного спектра глобальной и полярной компонент с результатами измерений на ядерных эмульсионных пластинках ⁶⁶ для $L = 1,72$. Из рис. 20 видно, что теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными. Временные вариации спектра полярной компоненты могут быть объяснены солнечным циклом.

Таким образом, протоны большой энергии, по-видимому, действительно обязаны своим происхождением механизму распада нейтронов альbedo. Вместе с тем, ряд проблем остается пока недостаточно ясным. В первую очередь это относится к протонам небольших энергий (≤ 10 Мэв). Хотя качественно протоны таких энергий должны генерироваться механизмом нейтронного альbedo с большой эффективностью, однако

утечка их (в основном путем перезарядки с атмосферными составляющими) должна быть весьма быстрой. Недостаточно хорошо известное распределение интенсивности таких протонов на небольших высотах не позволяет пока оценить скорость их утечки, и пока можно привести лишь верхнюю оценку потока высыпавшихся протонов с энергией > 100 кэв по данным о свечении ночного неба на низких и средних широтах как $J < 10^5$ протонов/см²сек¹⁰². Не исключено, что протоны небольших энергий, обнаруженные Дэвисом и Уильямсоном ⁶⁹ на спутнике «Эксплорер-ХII», имеют какую-то связь с мягкими протонами, нерегулярно вторгающимися вблизи зоны полярных сияний ($L \sim 5 \div 7$), когда их поток может превышать 10^8 частиц/см²сек¹⁰². В свете этого представляется маловероятным, что протоны небольших энергий могут быть обязаны своим происхождением механизму нейтронного альbedo, и можно думать, что существует другой, гораздо более мощный источник, поставляющий захваченные протоны небольших энергий и, возможно, мягкие протоны полярных сияний. Поэтому интерес к исследованиям протонов малых энергий в последние годы неудивителен.

Другая проблема связана с обнаруженными Пиццеллой, Мак-Илвейном и Ван-Алленом ⁶⁷ вариациями интенсивности радиации на низких широтах. Хотя по данным наблюдений временная связь этих вариаций с вторжениями солнечных космических лучей очевидна, однако приписать наблюдавшиеся вариации распаду нейтронов альbedo, образованных солнечными космическими лучами, по-видимому, невозможно, так как

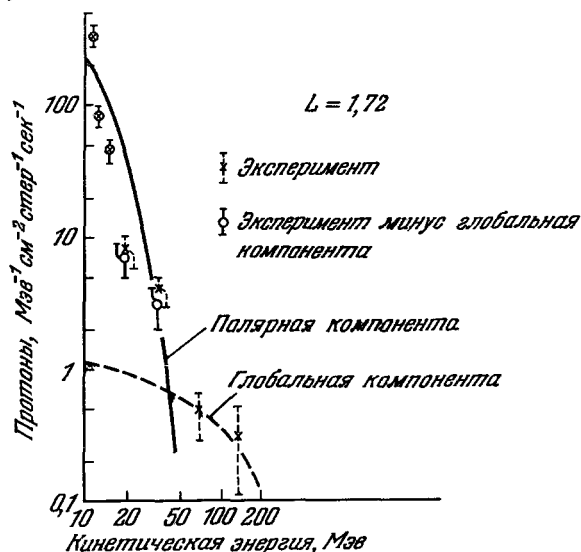


Рис. 20. Сравнение теоретически рассчитанного спектра протонов (Сингер и Ленчек) с экспериментальными данными, полученными Ноглом и Ниффеном.

относительное увеличение интенсивности почти не зависит от L . Возможно, что здесь окажется весьма полезным привлечение представлений о диффузии частиц в пространстве естественных координат, о которой уже говорилось выше. С другой стороны, применявшаяся аппаратура не позволяла отличить протоны с энергией $> 18 \text{ Мэв}$ от электронов с энергией $> 1,5 \text{ Мэв}$. Поскольку уже давно стало ясно, что механизм нейтронного альbedo не может объяснить наблюдаемые интенсивности всего энергетического спектра электронов, сомнений в существовании дополнительных механизмов генерации электронов фактически нет. Такое предположение по крайней мере позволяет не рассматривать пока других механизмов генерации жестких протонов ($> 18 \text{ Мэв}$), кроме нейтронного альbedo, но для более мягких протонов ($\leq 10 \text{ Мэв}$) неясность, очевидно, остается.

Третьей проблемой, которую, нам кажется, следует упомянуть, является возможное уточнение функции источника альбедных нейтронов в результате учета частиц большой энергии, приходящих в магнитосферу извне на квазипериодические траектории (этот эффект был рассмотрен Галлом и Лифшицем¹⁰³). Механизм захвата таких частиц в геомагнитную ловушку из-за потерь энергии на тормозное излучение, предложенный в¹⁰⁴, может оказаться существенным для солнечных и галактических космических лучей. В работе¹⁰⁴ была доказана возможность захвата этих заряженных частиц полем магнитного диполя (в его экваториальной плоскости), находящегося во внешнем однородном стационарном магнитном поле, а также при отсутствии внешнего поля, за счет существования «критических» траекторий, для которых бесконечно малые потери кинетической энергии частицы приводят к переходу с «незахваченной» траектории на «захваченную».

В работе¹⁰⁵ было доказано, что «критические траектории» и возможность захвата заряженных частиц полем магнитного диполя вследствие потери их кинетической энергии на излучение существуют и в случае трехмерного движения. Это привело бы к кажущемуся возрастанию регистрируемой интенсивности космических лучей с высотой, что подтверждается экспериментально. Не исключено, что этот эффект может дать вклад в регистрируемую спутниками на малых высотах (ниже области пояса радиации) избыточную интенсивность космических лучей¹⁰⁶. Кроме того, нейтронное альbedo, являющееся продуктом этого «захваченного» космического излучения, может привести к существенно иному спектру протонов и электронов, чем спектр этих частиц, возникающих от нейтронного альbedo первичных космических лучей.

Весьма интересно, не произошло ли изменение распределения «естественных» протонов большой энергии в момент американского высотного взрыва 9 июля 1962 г. Указание на возможность такого эффекта имеются^{107,108}; однако во всяком случае через несколько месяцев распределение восстановилось, так что наблюдаемые теперь изменения по сравнению с более ранними измерениями можно объяснить вариациями плотности атмосферы и интенсивности космических лучей^{63, 90}.

Что касается электронов, также образующихся при β -распаде нейтронов, то здесь картина значительно менее ясна. Значительные вариации интенсивности и непрерывное, хотя и флуктуирующее, высыпание электронов средних энергий для $L \geq 2$ вряд ли может быть вызвано слабым, но постоянным распадом альбедных нейтронов⁷¹. При этом расхождение достигает нескольких порядков. Для $L < 2$ времена жизни электронов на значительных высотах сравнительно велики, а высыпание незначительно, так что подробное рассмотрение адекватности альбедного механизма представляется полезным.

Однако теоретически найденный спектр этих электронов в предположении, что они генерируются при распаде тепловых нейтронов, расходится с экспериментальными данными⁹⁴. Любопытно было бы рассмотреть этот механизм в качестве «первичного инжектора» для механизмов ускорения частиц в магнитосфере.

Как показано в¹⁰⁹, электроны большой энергии ($> 1,5$ Мэв) могут появляться в результате механизма нейтронного альbedo, но для энергии ~ 782 кэв должен быть тогда резкий сброс в энергетическом спектре. В¹⁰⁹ был также рассчитан энергетический спектр и интенсивность электронов, возникающих таким путем, вплоть до ~ 7 Мэв.

К сожалению, проверка этих выводов теперь долго не может быть осуществлена, так как появление после высотного взрыва 9 июля 1962 г. огромного количества захваченных жестких электронов искусственного происхождения на десятки лет загрязнило пояс радиации и вряд ли позволит теперь в обозримое время выделить слабый естественный источник, требующий длительного времени жизни. Более того, даже сопоставление с теорией измерений жестких электронов 1959—1960 гг. также может быть осложнено регистрацией радиации, появившейся в атмосфере при высотных взрывах «Аргус», «Тик» и «Орендж» 1958 г., так как теперь ясно, что время жизни электронов с энергией в несколько Мэв достаточно велико.

б) Гипотезы, основанные на эффектах взаимодействия плазмы с магнитным полем

Одновременно с гипотезой нейтронного альbedo были выдвинуты гипотезы, объясняющие происхождение радиационных поясов Земли как локальным ускорением заряженных частиц внешней атмосферы (Красовский¹¹⁰), так и прорывом частиц солнечного потока в геомагнитную ловушку, сопровождающимся захватом и ускорением этих частиц (Ван-Аллен¹¹¹). Гипотеза о локальном ускорении развивалась в работах Десслера¹¹², Кроуфорда¹¹³, Паркера¹¹⁴, Альвена¹¹⁵ и других. Идея прорыва и последующего захвата заряженных частиц геомагнитным полем была поддержана Голдом¹¹⁶, Келлогом¹¹⁷, Обаяши^{118, 119}, Дорманом¹²⁰ и др.

В последнее время Красовский¹²¹ показал, что прорыв частиц из корпускулярного потока через границу магнитосферы вплоть до достаточно больших глубин, по-видимому, совершенно неизбежен, так как согласно имеющимся данным о плотности «холодной» плазмы на больших расстояниях в магнитосфере Земли не только энергии, но даже количества электронов плазмы (при любых механизмах ускорения) не хватает для поддержания средней скорости их высыпания в плотную атмосферу. Очевидно, в свете этого вывода должны быть вновь тщательно проанализированы имеющиеся данные о плотности «холодной» плазмы в магнитосфере и проведены новые подробные эксперименты. Необходимо выяснить, в частности, механизмы пополнения этой плазмы из верхней ионосферы Земли. Например, выбрасывание ионов и электронов из областей разогрева в полярных сияниях может оказаться весьма существенным способом пополнения плазмы в магнитосфере. Во всяком случае теперь очевидно, что процессы сброса затрагивают не некоторую малую долю наиболее энергичных частиц магнитосферы (некий «хвост распределения»), а являются фундаментальным процессом в плазме околоземного космического пространства. Разрешение этой проблемы может иметь значение и для лабораторных исследований нагревания плазмы.

Основной принцип ускорения заряженных частиц до наблюдаемых энергий заключается в передаче энергии солнечного потока или распро-

страняющейся от Солнца ударной волны магнитосфере Земли. Магнитосфера Земли в свою очередь может передавать эту энергию разреженной плазме радиационных поясов как путем вариаций магнитного поля, в котором движутся невзаимодействующие частицы, так и с помощью коллективных эффектов «разогревания» плазмы, в замороженной в магнитное поле. Наиболее естественным кажется предположение, что в образовании поясов играют роль оба эффекта. Частицы, имеющие низкую энергию (порядка энергии частиц солнечных потоков, т. е. несколько электрон-вольт для электронов или несколько килоэлектрон-вольт для протонов),

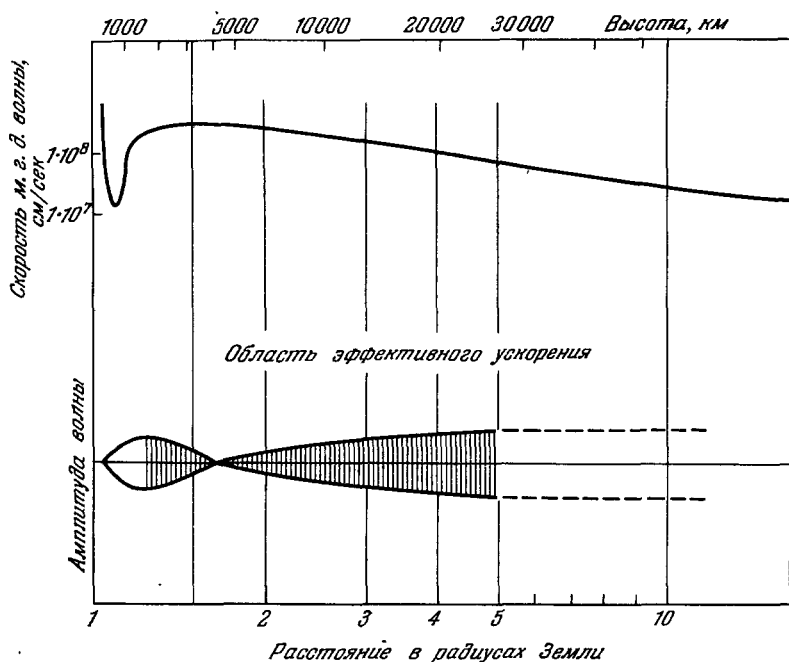


Рис. 21. Области эффективного ускорения заряженных частиц в магнитосфере Земли (по Обаяши).

Заштрихованная область соответствует пространственному положению радиационных поясов.

сначала «разогреваются», взаимодействуя между собой и с электромагнитным полем, а потом дрейфуют в переменном поле, набирая дополнительную энергию.

Примером гипотез ускорения, основанных на коллективных эффектах, являются гипотезы Десслера и Обаяши. В работе⁹⁶ было предположено, что во внешней атмосфере Земли могут распространяться магнитогидродинамические волны с большой амплитудой. Начиная с высот около 1000 км и выше, эти волны будут обладать узким фронтом с большим градиентом магнитного поля. Такая ситуация очень удобна для механизма ускорения Ферми. В работах^{118, 119} Обаяши произвел вычисления, соответствующие указанной модели Десслера. Были найдены две активные в смысле ускорения частиц области на высотах 1000—3000 и 10 000—20 000 км (рис. 21).

Энергетический спектр частиц, ускоряемых за счет нерелятивистского механизма Ферми, был дан Паркером¹²² в виде

$$j(W) = \frac{1}{2N_0 m v^2} \exp\left(-\frac{W - W_0}{2mW_0 v^2}\right), \quad (28)$$

где W_0 — энергия тепловых ионов во внешней атмосфере, N_0 — число столкновений частицы с магнитогидродинамической волной, длина которой λ , до того момента, когда частица уйдет из ускоряющей области с характерным размером \mathcal{L} . Если частицы совершают беспорядочное движение в области \mathcal{L} , то $N_0 = \left(\frac{\mathcal{L}}{\lambda}\right)^2$, а $v = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ — скорость звука.

Для $\mathcal{L} = 10\,000$ км и $\lambda = 5000$ км максимальная энергия протонов получается $W^* \approx 100$ кэв. Поэтому Обаяши приходит к выводу, что механизм ускорения Ферми не дает нужных энергий, соответствующих энергии протонов в радиационном поясе. Отметим, что подобный механизм мог бы играть определенную роль в создании низкоэнергетичных протонов внешнего пояса (см. § 2). Обаяши приходит к выводу, что вследствие перераспределения энергии между электронами и протонами существующие в радиационном поясе электроны могут достигать наблюдаемых энергий с помощью этого механизма. Разогрев плазмы внешней атмосферы магнитогидродинамическими волнами должен приводить к появлению неоднородностей горячей плазмы, которые создают в результате взаимодействия с геомагнитным полем своеобразные «магнитные бутылки». В пользу такой картины взаимодействия плазмы с магнитным полем Земли могут свидетельствовать магнитные измерения Долгинова и Пушкова¹²³.

В работе Кроуфорда¹¹³ также рассматривался механизм ускорения Ферми. В этой работе оценивалось ускорение частиц в пограничной области магнитосферы Земли. Кроуфорд высказал идею, что в результате турбулентных процессов при взаимодействии солнечного потока с магнитным полем Земли могут возникать замкнутые магнитные петли — ловушки, в которых электроны могут ускоряться с помощью механизма Ферми. Характерное время ускорения полагается равным периоду главной фазы бури $\sim 4 \cdot 10^4$ сек. За это время медленные электроны могут достигать энергии порядка 30 кэв. Такая энергия электронов могла бы быть достаточной для возбуждения полярных сияний, но, очевидно, недостаточна для электронов в поясах радиации. Протоны, по мнению автора, не могут ускоряться подобным образом вследствие несохранения магнитного момента.

Механизм Ферми рассматривался в применении к радиационным поясам и другими авторами. Интересно, что все проведенные оценки показали явную недостаточность коллективных механизмов ускорения для объяснения энергии частиц, наблюдаемых в радиационных поясах. Поэтому некоторые авторы пришли к выводу о необходимости более быстрых механизмов ускорения заряженных частиц, взаимодействующих с магнитогидродинамическими волнами. Например, в работе И. П. Иваненко и В. П. Шабанского¹²⁴ предполагается, что ускорение частицы в ударных магнитогидродинамических волнах, приходящих от границы магнитосферы, связано с нарушением магнитного момента заряженной частицы на резком градиенте поля в области фронта волны. Идея о нарушении магнитного момента частицы в ударной волне высказывалась также Голдом¹¹⁶. Однако это нарушение не связывалось с ускорением частиц.

В связи с тем, что взаимодействие солнечных корпускулярных потоков с магнитосферой Земли должно приводить к существенным изменениям конфигурации геомагнитного поля, некоторые авторы (Голд, Дорман и др.) предположили, что высокоэнергичные частицы могут приноситься в магнитных ловушках солнечного потока и, проникая во внутреннюю разрешенную область Штёрмера во время магнитной бури, оставаться в этой области после прохождения бури.

Обычно исходят из того, что возмущения магнитного поля Земли солнечным потоком в период бури достаточно велики, чтобы сообщить

проникающим частицам наблюдаемую в поясах энергию. Ускорение вследствие коллективных эффектов («разогрев») играет при этом, по-видимому, только частичную роль. Основное ускорение должно происходить вследствие дрейфа невзаимодействующих частиц, набравших достаточно большую энергию (100 кэв), в изменяющемся со временем магнитном поле. При этом большое значение может иметь нарушение соответствующих адиабатических инвариантов заряженной частицы, так как такое нарушение может быть связано с быстрым и необратимым ускорением частицы в переменном магнитном поле. Частицы солнечного потока могут прорываться в геомагнитную ловушку во время главной фазы бури и ускоряться при восстановлении магнитного поля (обратная фаза), оставаясь в ловушке вследствие нарушения второго и третьего инвариантов движения частицы.

Ускорение заряженных частиц в деформируемом солнечным потоком геомагнитном поле, а также нарушение второго и третьего адиабатических инвариантов, связанное с дрейфом частицы в таком поле, рассматриваются сейчас во многих работах. Интересно, что первая работа, в которой оценивалось локальное ускорение заряженных частиц поясов, фактически соответствующее нарушению второго и третьего инвариантов во время магнитной бури, была выполнена еще до введения в обиход понятия третьего инварианта. Эта работа принадлежит Келлогу¹¹⁷.

Основываясь на своих предыдущих работах, показывающих недостаточность в качестве источника электронов внутреннего радиационного пояса альbedo тепловых нейтронов, Келлог рассматривает механизм локального ускорения электронов под влиянием низкочастотных электромагнитных полей. Эти поля могут возникнуть либо вследствие изменения геомагнитного поля во время магнитных бурь, либо в результате различных коллективных эффектов в плазме внешней атмосферы. Из оценок автора следует, что во время магнитной бури заряженная частица должна увеличивать свою энергию согласно выражению

$$\frac{\delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} = 10^{-3} \frac{R}{a}, \quad (29)$$

где R — расстояние частицы от центра Земли, a — радиус Земли. Этот механизм ускорения, по мнению автора, применим только к частицам с энергией выше 1 Мэв, так как частицы низкой энергии рассеются за счет столкновений скорее, чем наберут необходимую энергию.

Келлог предлагает механизм диффузии частиц, связанный с тем, что заряженная частица, набирая энергию в электромагнитном поле, должна вследствие постоянства ее магнитного момента двигаться в глубь магнитного поля, к Земле (рис. 22). Эта диффузия фактически является следствием нарушения третьего инварианта частицы. Для частицы с энергией $\mathcal{E} = 10$ Мэв время диффузии будет

$$T = 10^{11} \left(\frac{a}{R} \right)^3 \left(\frac{1}{\mathcal{E}} \right) \approx 10^9 \text{ сек.} \quad (30)$$

В работе Паркера¹¹⁴ также показано, что вследствие нарушения третьего адиабатического инварианта частицы может возникнуть обратное ускорение и дрейф по направлению к Земле электронов во внешнем радиационном поясе. Физической причиной нарушения третьего инварианта согласно¹¹⁴ является неравномерное сжатие солнечным потоком геомагнитного поля во время первой фазы бури. Внезапное сжатие поля и его последующее медленное расширение должно привести к «расползанию» в геомагнитном поле узких пучков заряженных частиц, находящихся в пограничных областях поля. Однако ускорение электронов, свя-

занное с нарушением третьего инварианта, оказывается, по мнению автора, неэффективным, поскольку ускоряющиеся частицы будут вследствие дрейфа к Земле попадать в плотные нижние слои атмосферы. Характерное время диффузии также оказалось очень большим.

Механизм ускорения, рассмотренный в ¹¹⁴, был существенно пересмотрен и дополнен Б. А. Тверским ^{125, 126}.

Основным механизмом формирования поясов согласно Тверскому является указанный Паркером эффект нарушения третьего инварианта. Проведенное в работах ^{125, 126} исследование этого эффекта основано на строгом исследовании уравнений дрейфа частиц. Автором дан метод расчета электрических полей, возникающих в магнитосфере во время внезапного начала бури, с учетом поляризации плазмы и влияния ионосферы. Уравнения электрического дрейфа исследованы с точностью до квадратичных по возмущению магнитного поля членов включительно; показано, что помимо обнаруженной Паркером диффузии имеет место регулярный поток частиц к Земле. Учет последнего позволяет приблизительно в 20 раз снизить необходимую для создания поясов мощность источников.

В работе ¹²⁶ получено уравнение для функции распределения диффундирующих частиц. Это уравнение, названное автором основным уравнением динамики поясов, связывает между собой функцию источника частиц, изменение распределения частиц вследствие диффузии и изменение распределения за счет ионизационных потерь. В работе Тверского сделан вывод, что для объяснения с помощью рассмотренного выше механизма существующего в радиационных поясах Земли распределения частиц достаточно интенсивным источником является нейтронное альbedo космических лучей.

Главные результаты, следующие из расчетов Б. А. Тверского, сводятся к следующему:

а) интенсивность протонов с энергиями $> 50 \div 100$ Мэв при $L > 1,6 \div 1,7$ в плоскости экватора убывает как L^{-10} ; интегральная интенсивность в максимуме $J \approx 10^4 \div 10^5$ см⁻²сек⁻¹;

б) внешний пояс релятивистских электронов распадается на две компоненты — стационарную и переменную;

в) стационарная компонента пояса определяется усредненным за время ~ 50 лет потоком нейтронов альbedo; максимум этой компоненты совпадает с зоной E_2 ; внутренняя граница обусловлена кулоновскими потерями;

г) наблюдаемый основной максимум релятивистских электронов E_3 нестационарен и обусловлен резким возрастанием потока солнечных протонов в 1956—1961 гг.; в годы минимума солнечного цикла максимум будет становиться все более узким; в 1967 г. интенсивность в максимуме

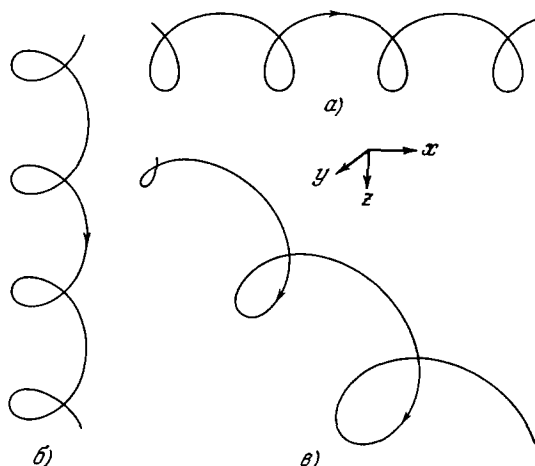


Рис. 22. Дрейфовые орбиты частиц.

а) Электрическое поле $E = 0$, дрейф вызывается градиентом магнитного поля B , б) $dR/dy = 0$, дрейф вызывается электрическим полем E , в) суммарный эффект E и dB/dy , $dB/dy < 0$

упадет почти на порядок величины; затем на больших L возникнет новый максимум и может приближаться к Земле;

д) энергетический спектр электронов в зоне E_3 резко обрывается при энергиях ~ 3 Мэв; вследствие этого обстоятельства уменьшение поля во время главной фазы магнитной бури приблизительно в 2,5 раза приводит к сильному обратимому уменьшению темпа счета (примерно на три порядка).

Следует отметить, что расчетные профили интенсивности, полученные согласно этой теории, хорошо совпадают с полученными в 1961—1962 гг. экспериментальными кривыми.

В работе ¹²⁶ также предполагается, что помимо рассмотренных выше поясов имеются частицы иной природы, не связанные с распадом нейтронов. Это, во-первых, ускоряемые во время магнитных бурь электроны с энергиями 10 кэв и, во-вторых, протоны и α -частицы, захватываемые на больших расстояниях и диффундирующие в глубь магнитосферы. Механизм захвата этих частиц, по мнению автора, связан с особенностями их дрейфовых орбит и, в частности, с возможностью проникновения частиц в магнитосферу на ночной стороне.

Работа ¹²⁷ также посвящена диффузии заряженных частиц в глубь магнитосферы Земли вследствие нарушения второго и третьего инвариантов при взаимодействии энергичных частиц с ударной магнитогидродинамической волной, приходящей от Солнца. Если относительную амплитуду волны обозначить через

$$\alpha = \frac{\delta H}{H}, \quad (31)$$

то смещение частицы вследствие диффузии в направлении распространения фронта

$$x \sim \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \varrho_L, \quad (32)$$

а в плоскости фронта

$$y \sim \frac{\alpha v}{v_a} \varrho_L, \quad (33)$$

где ϱ_L — ларморовский радиус энергичной частицы, v_a — скорость распространения магнитогидродинамического возмущения, v — скорость частицы. Проходя фронт ударной волны, энергичная частица испытывает обратимые изменения в энергии, так что у нее сохраняется магнитный момент.

Фронт ударной волны, ответственный за внезапное начало магнитной бури, проходит, по мнению автора, таким образом, что его поверхность в значительной своей части близка к меридиональному сечению радиационных поясов. Это должно вызвать, в соответствии с формулой (29), по обеим сторонам от линии Земля — Солнце сильное радиальное смещение энергичных протонов на вечернюю сторону, а энергичных электронов — на утреннюю сторону магнитосферы.

Данный механизм может привести к сильному размытию максимума, а следовательно, к уменьшению интенсивности внешнего пояса энергичных электронов ($\mathcal{E} > 1 \div 2$ Мэв) с постепенным восстановлением интенсивности в последующие дни. Автор ¹²⁷ подчеркивает, что, в отличие от механизма диффузии, рассмотренного в ^{114, 125, 126}, предлагаемый им механизм является значительно более быстрым и может объяснить многие особенности динамики внешнего пояса электронов.

В работе ¹²⁸ проводится интересное сравнение теоретически найденных вариаций спектра протонов в зависимости от расстояния от Земли и угла с магнитной силовой линией с экспериментальными результа-

тами¹²⁹. Предполагаемой причиной вариаций является ускорение протонов внешнего пояса, дрейфующих в направлении к Земле, вследствие нарушения третьего адиабатического инварианта движения частицы Ф. Механизм нарушения Ф соответствует¹¹⁴ или¹¹⁷. При этом существенным является то, что дрейф с одной инвариантной поверхности на другую, согласно^{114, 117, 126}, не зависит от энергии протонов.

Дальнейшие теоретические исследования, посвященные ускорению заряженных частиц в магнитном поле при нарушении адиабатических инвариантов движения заряженной частицы, а также посвященные захвату частиц, связанному с нарушением этих инвариантов, по-видимому, являются весьма перспективными с точки зрения локализации источников частиц радиационных поясов Земли. В настоящее время остается неясным, например, могут ли ускоряемые в области внешнего пояса заряженные частицы попадать во внутренний радиационный пояс или нет?

Рассмотренные выше некоторые гипотезы о происхождении радиационных поясов являются только первыми шагами в деле создания полной теории поясов как составной части теории разреженной плазмы в геомагнитной ловушке. Существенным недостатком большинства из этих гипотез является то, что каждая из них затрагивает только одну определенную сторону вопроса и не касается кинематики и динамики поясов в целом. В этом направлении предстоит еще проделать значительную работу.

Следует отметить, что на пути развития теории в указанном направлении стоят значительные трудности, связанные, в частности, с недостатками существующих методов исследования нарушения адиабатической инвариантности частиц, а также исследования тех «промежуточных» состояний плазмы, когда в одних случаях справедливы коллективные эффекты, в других же следует рассматривать невзаимодействующие частицы. Примером такого промежуточного состояния может служить своеобразная область неустойчивости на границе магнитосферы между магнитным полем Земли и солнечным потоком. Теоретическому исследованию в устранении указанных трудностей должны эффективно помочь эксперименты, с помощью которых можно было бы не только изучать энергию и распределение интенсивности отдельных групп частиц радиационных поясов, но и установить сопутствующие конкретные геофизические условия в магнитосфере Земли, а также оценить динамические изменения в радиационных поясах.

В этой связи огромное значение приобретает проблема моделирования радиационных поясов в лабораторных условиях^{130, 131}.

С нашей точки зрения, это значительно продвинет как экспериментальное, так и теоретическое изучение радиационных поясов в целом, и особенно изучение такой стороны явления, как нарушение адиабатических инвариантов и поведение плазмы при этом нарушении.

Примечания при корректуре. 1. Выражение для периодов этих движений в дипольном магнитном поле см., например, в¹. 2. Сейчас можно считать достоверно установленным на основе ряда экспериментальных измерений фактом приближение к Земле внешней границы радиационных поясов на ночной стороне магнитосферы.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. A. V a n A l l e n, Space Science, New York, 1963, стр. 226 (см. перевод в сб. «Радиационные пояса Земли», М., ИЛ, 1962, стр. 13).
2. S. F. S i n g e r and A. M. L e n c h e k, в сб. Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, vol. 6, New York, 1962, стр. 247.
3. A. M. L e n c h e k and S. F. S i n g e r, Planet. and Space Sci. **11** (10), 1151 (1963).
4. W. G. V. R o s s e r, Contemp. Phys. **5**, 198 (1964) (см. перевод: УФН **85**, 147 (1965)).
5. W. G. V. R o s s e r, Contemp. Phys. **5**, 255 (1964) (см. перевод УФН **85**, 156 (1965)).

6. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, Ю. И. Логачев, А. Е. Чудаков, ДАН СССР **120** (6), 123 (1958).
7. J. A. Van Allen, J. H. Ludwig, E. C. Ray, C. E. Mollwain, *Jet Propulsion* **28**, 542 (1958) (см. перевод в сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», М., 1962, стр. 11).
8. С. Н. Вернов, П. В. Вакулов, Е. В. Горчаков, Ю. И. Логачев, А. Е. Чудаков, Искусственные спутники Земли, вып. 2, 61 (1958).
9. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров, Искусственные спутники Земли, вып. 6, 63 (1961).
10. К. И. Грингауз, В. Г. Курт, В. И. Мороз и И. С. Шкловский, Искусственные спутники Земли, вып. 6, 108 (1961).
11. W. N. Hess, *Trans. Amer. Geophys. Union* **44** (2), 433 (1963).
12. C. Störmer, *The Polar Aurora*, Oxford, 1955.
13. C. Störmer, *Videnskaps-selskapets Skrifter*, No. 14, 1 (1913).
14. C. Störmer, *Arch. sci. phys. et naturelles* (Geneve), **32**, 33 (1912).
15. С. Чепмен, в сб. «Геофизика, околоземное космическое пространство», М., Изд-во «Мир», 1964, стр. 243.
16. A. Schmidt, *Zs. Geophys.* **1**, 1 (1924/25).
17. S. Chapman, V. C. A. Ferraro, *Terr. Mag.* **36**, 77, 171 (1931); **37**, 147, 421 (1932); **38**, 79 (1933).
18. H. Alfven, *Phys. Rev.* **72**, 88 (1947).
19. Х. Альфвен, Космическая электродинамика, М., ИЛ, 1952.
20. S. D. Treiman, *Phys. Rev.* **93**, 544 (1954).
21. H. Griem, S. F. Singer, *Phys. Rev.* **99**, 608 (1955).
22. S. F. Singer, *Progr. Element. Particles and Cosmic Ray Phys.* **9**, 203 (1958).
23. N. C. Christofilos, *J. Geophys. Res.* **64** (8), 869 (1959).
24. S. F. Singer, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, Ser. II, **1**, 229 (1956).
25. S. F. Singer, *Trans. Amer. Geophys. Union* **38**, 175 (1957).
26. В. Д. Плетнев, Г. А. Скуридин, *Косм. исслед.* **1** (3), 387 (1963).
27. Д. В. Сивухин, в сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 1, М., 1963, стр. 7.
28. Ю. А. Крутков, Труды Государственного оптического института, т. 2, № 12, Петроград, 1922.
29. Б. Б. Кадомцев, в сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. 3, М., 1958, стр. 285.
30. T. Northrop, E. Teller, *Phys. Rev.* **117** (1) (1960) (см. перевод в сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», М., 1962, стр. 99).
31. В. Д. Плетнев, Г. А. Скуридин, *Косм. исслед.* **2** (2), 51 (1964).
32. В. Д. Плетнев, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 150 (1961).
33. В. Д. Плетнев, *Косм. исслед.* **1**, вып. 3, 403 (1963).
34. В. Д. Плетнев, Доклад на IV Рижском сов. по магнитной гидродинамике, 1964.
35. S. F. Singer, *Phys. Rev. Letts.* **3**, 188 (1959).
36. J. A. Welch, W. D. Whittaker, *J. Geophys. Res.* **64**, 909 (1959).
37. В. Д. Плетнев, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 11, 1671 (1960).
38. D. G. Wentzel, *J. Geophys. Res.* **66**, 359, 363 (1961).
39. A. J. Dragt, *J. Geophys. Res.* **66**, 1641 (1961).
40. R. Gall, *J. Geophys. Res.* **68**, 3565 (1963).
41. R. W. Harris, *J. Geophys. Res.* **68**, 5125 (1963).
42. S. Hayakawa, H. Obauchi, *J. Geophys. Res.* **68**, 3311 (1963).
43. G. P. Serbu, Доклад на V симпозиуме КОСПАР (Флоренция, 1964).
44. R. C. Wentworth, W. M. MacDonald, S. F. Singer, *Phys. Fluids* **2** (5) (1959) (см. перевод в сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», М., 1962, стр. 124).
45. H. Alfven, *Tellus* **10**, 104 (1958).
46. S. Akasofu, S. Chapman, *J. Geophys. Res.* **66** (5), 1321 (1961).
47. A. Schluter, *Ann. d. Phys.* **6/10**, 422 (1952).
48. L. Spitzer, *Astrophys. J.* **116**, 299 (1952) (см. перевод в сб. «Проблемы современной физики», № 2 (1956)).
49. E. N. Parker, *Phys. Rev.* **107**, 924 (1957).
50. S. Chandrasekhar, A. Kaufman and K. Watson, *Ann. Phys.* **5**, 1 (1958) (см. перевод: ИСФ, № 2, 111 (1959)).
51. А. И. Ершкович, В. Д. Плетнев, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 10, 1441 (1962).
52. T. Obauchi, *Rept. Ionosph. and Space Res. in Japan* **13**, 201 (1959).
53. В. Н. Жигулев, Е. А. Ромишевский, ДАН СССР **127**, 1001 (1959).
54. E. N. Parker, *Space Sci. Rev.* **1**, 62 (1962).
55. J. H. Piddington, *J. Geophys. Res.* **65**, 93 (1960) (см. перевод в сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», М., 1962, стр. 383).

56. a) W. I. Axford, J. Geophys. Res. 68 (20), 5883 (1963); б) W. I. Axford and C. O. Hines, Canad. J. Phys. 39, 1433 (1961).
57. D. B. Beard, Rev. Geophys. 2 (2), 339 (1964).
58. T. Obayashi, Space Sci. Rev. 3 (1), 79 (1964).
59. H. Alfven, Space Sci. Rev. 2, 862 (1963).
60. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов, Ю. И. Логачев, А. Г. Николаев, ДАН СССР 130, 517 (1960).
61. R. L. Arnoldy, R. A. Hoffman and J. R. Winckler, J. Geophys. Res. 65 (5), 1361 (1960) (см. перевод в сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», М., 1962, стр. 70).
62. C. E. McIlwain, J. Geophys. Res. 66 (11), 3681 (1961).
63. C. E. McIlwain, Science, No. 3890, 355 (1963).
64. S. C. Frieden, R. S. White, Phys. Rev. Letts. 3, 9 (1959).
65. A. H. Armstrong, F. B. Harrison, H. H. Nekman, L. Rosen, J. Geophys. Res. 66, 351 (1961).
66. J. E. Naugle, D. A. Kniffen, Phys. Rev. Letts. 7 (1), 3 (1961).
67. G. Pizzella, J. A. Van Allen, C. E. McIlwain, J. Geophys. Res. 67, 1235 (1962).
68. J. W. Freeman, J. Geophys. Res. 67, 921 (1962).
69. L. R. Davis, J. M. Williamson, Доклад на III симпозиуме КОСПАР, Вашингтон, 1962.
70. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов, Ю. И. Логачев, ДАН СССР 125 (2), 304 (1959).
71. B. J. O'Brien, Space Sci. Rev. 1 (3), 415 (1962).
72. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, УФН 70 (4), 585 (1960).
73. F. E. Holly, L. Allen, R. G. Johnson, J. Geophys. Res. 66, 1627 (1961).
74. B. J. O'Brien, J. Van Allen, C. Laughlin, L. Frank, J. Geophys. Res. 67 (1), 397 (1962) (см. перевод в сб. «Радиационные пояса Земли», М., 1962, стр. 72).
75. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров, Р. Е. Рыбчинский, ДАН СССР 131, 1301 (1960).
76. J. W. Freeman, Jr., J. Geophys. Res. 69 (9), 1691 (1964).
77. L. R. Davis, O. E. Berg, L. H. Meredith, Доклад на первом симпозиуме КОСПАР, Амстердам, 1960.
78. Ю. И. Логачев, Геомат. и аэронавиг. 1, 30 (1961).
79. S. I. Akasofu, J. C. Cain, S. Chapman, J. Geophys. Res. 67, 2645 (1962).
80. Ш. Ш. Долгинов, Доклад на V симпозиуме КОСПАР, Флоренция, 1964.
81. L. A. Frank, J. A. Van Allen, E. Mascagno, J. Geophys. Res. 68, (12), 3543 (1963).
82. C. P. Sonett, A. R. Sims, I. S. Abrahams, J. Geophys. Res. 67, 1191 (1962).
83. В. И. Красовский и др., Искусственные спутники Земли, вып. 2, 59, 1959.
84. В. И. Красовский, Т. М. Мулярчик и др., Косм. исслед. 1 (1), 132 (1963).
85. S. E. Forbush, G. Pizzella, D. Venkatesan, J. Geophys. Res. 67, 3651 (1962).
86. В. И. Красовский и др., Искусственные спутники Земли, вып. 6, 113 (1961).
87. B. J. O'Brien, J. Geophys. Res. 69, 25 (1964).
88. C. Y. Fan, P. Meyer and J. A. Simpson, J. Geophys. Res. 66 (9) (1961) (см. перевод в сб. «Радиационные пояса Земли», М., 1962, стр. 85).
89. W. G. V. Rosser, J. Geophys. Res. 68 (10), 3131 (1963).
90. С. Н. Вернов, И. А. Савенко и др., Косм. исслед. 2 (1), 136 (1964).
91. C. E. McIlwain, R. W. Fillins, J. Valerio, A. Dave, Доклад на V симпозиуме КОСПАР, Флоренция, 1964.
92. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, Доклад на V Генеральной Ассамблее МГГ, М., 1958.
93. S. F. Singer, Phys. Rev. Letts. 1, 171 (1958).
94. a) P. J. Kelllog, Nuovo cimento suppl., ser. 10, 11, 48 (1959); б) P. J. Kelllog, J. Geophys. Res. 65, 9 (1960).
95. И. С. Шкловский, В. И. Красовский, Ю. И. Гальперин, Изв. АН СССР сер. геофиз., № 12, 1799 (1959).
96. W. N. Hess, Space Sci. Rev. 1, 278 (1962).
97. A. M. Lenchek, J. Geophys. Res. 67, 2145 (1962).
98. I. Harris, W. Prister, J. Geophys. Res. 68 (20), 5891 (1963).
99. М. Я. Маров, Доклад на V симпозиуме КОСПАР, Флоренция, 1964.
100. В. В. Темный, Доклад на IV симпозиуме КОСПАР, Варшава, 1963.
101. Ю. И. Гальперин, В. В. Темный, Доклад на V симпозиуме КОСПАР, Флоренция, 1964.
102. Ю. И. Гальперин, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 252 (1962).

103. Р. Галл, Дж. Лифшиц в сб. «Радиационные пояса Земли», Труды III Международной конференции по космическим лучам, М., 1959, стр. 75.
 104. В. М. Вахнин, Г. А. Скуридин, И. Н. Швачунов, Косм. исслед. 1, (3), 414 (1963).
 105. В. М. Вахнин, И. Н. Швачунов, Косм. исслед. 2, (5), 773 (1964).
 106. И. А. Савенко и др., Косм. исслед. 2 (1), 150 (1964).
 107. R. Filz, H. Yagoda, E. Noletan, Доклад на IV симпозиуме КОСПАР, Варшава, 1963.
 108. Ю. И. Гальперин, А. Н. Болюнова, Доклад на V симпозиуме КОСПАР, Флоренция, 1964.
 109. М. Р. Nakada, J. Geophys. Res. 68, (1), 47 (1963).
 110. В. И. Красовский, Доклад по ракетам и спутникам на V Ассамблее МГГ, М., 1958.
 111. Дж. Ван-Аллен, в сб. «Радиационные пояса Земли», Труды III Международной конференции по космическим лучам, М., 1959, стр. 5.
 112. A. J. Dessler, J. Geophys. Res. 63 (3), 1958 (см. перевод в сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», М., 1962, стр. 226).
 113. J. A. Crawford, Phys. Rev. Letts. 3, 316 (1959).
 114. E. N. Parker, J. Geophys. Res. 65, 3117 (1960).
 115. H. Alfvén, Phys. Rev. Letts. 3, 459 (1959).
 116. T. Gold, Nature 183, 355 (1959).
 117. P. J. Kellogg, Nature 183, 1295 (1959).
 118. T. Oba yashi, J. Geomagn. and Geoelectr. 10 (4), 151 (1959).
 119. T. Oba yashi, J. Geomagn. and Geoelectr. 11 (3) (1960).
 120. Л. И. Дорман, в сб. «Радиационные пояса Земли», Труды III Международной конференции по космическим лучам, М., 1959, стр. 87.
 121. В. И. Красовский, Доклад на V симпозиуме КОСПАР, Флоренция, 1964.
 122. а) E. N. Parker, Phys. Rev. 107, 830 (1957); б) E. N. Parker, Phys. Rev. 109, 1328 (1958).
 123. Ш. Ш. Долгинов, Н. В. Пушков, в сб. «Радиационные пояса Земли», Труды III Международной конференции по космическим лучам, М., 1959, стр. 33.
 124. И. П. Иваненко, В. П. Шабанский, Геомаг. и аэрономия, № 6, 888 (1961).
 125. Б. А. Тверской, Геомаг. и аэрономия 4 (2), 224 (1964).
 126. Б. А. Тверской, Геомаг. и аэрономия 4 (3), 436 (1964).
 127. В. П. Шабанский, Геомаг. и аэрономия 4 (5), 1108 (1964).
 128. М. Р. Nakada, J. M. Dungey, W. N. Hess, Доклад на V симпозиуме КОСПАР, Флоренция, 1964.
 129. L. R. Davis, R. A. Hoffman, J. M. Williamson, Trans. Amer. Geophys. Union 45, 84 (1964).
 130. J. B. Cladis, T. D. Miller and J. R. Baskett, J. Geophys. Res. 69, 2257 (1964).
 131. N. Kawashima, N. Fukushima, Planet. and Space Sci. 12 (12), 1187 (1964).
-