

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

525.7

РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА ЗЕМЛИ *)

Y. Rossler

I. ТЕОРИЯ ЗАХВАТА И ВНУТРЕННЯЯ ЗОНА

1. Открытие радиационных поясов

Первое убедительное доказательство существования значительной интенсивности частиц, захваченных земным магнитным полем, было получено Ван-Алленом и его сотрудниками в начале 1958 г. с помощью экранированных счетчиков Гейгера — Мюллера (обозначаемых ниже как счетчики Г.—М.), установленных на американских спутниках ¹¹ «Эксплорер-1» и ¹² «3». Первые измерения **) показали, что захваченные частицы, регистрируемые экранированными счетчиками Г.—М., расположены в двух областях с высокой скоростью счета, как показано на рис. 1, взятом из ¹². Эти две области с высокой скоростью счета стали называть соответственно внутренней и внешней радиационными зонами (или радиационными поясами), а область между ними получила название щелевой области. Ракетные полеты показали, что в центре внутренней зоны экранированные счетчики Г.—М. регистрировали протоны с энергией ≥ 20 Мэв. После экспериментов на спутнике «Эксплорер-12» стало ясно, что во внешней зоне экранированные счетчики Г.—М. регистрировали электроны с энергией ⁹ ≥ 1.6 Мэв ***). Таким образом, ранние эксперименты, в которых использовались экранированные счетчики Г.—М., дали результаты главным образом для протонов с энергией ≥ 20 Мэв и электронов с энергией ≥ 1.6 Мэв, и идея двух зон возникла именно из этих измерений. Позднее были проведены измерения интенсивности частиц более низких энергий. Измерения интенсивности электронов < 100 кэв показали, что для электронов этих энергий нет разделения области захвата на две зоны. Лучше всего рассматривать радиационные зоны как единую область захвата, простирающуюся до границ земного магнитного поля ****). Внутри этой

*) W. G. V. Rossler, The Van Allen Radiation Zones, Contemporary Phys. 5, 198 и 255 (1964). Перевод Л. Н. Булаевского. Примечания и дополнение Ю. И. Логачева. Но причинам, о которых сказано в дополнении к этой статье, название статьи изменено по сравнению с оригиналом. В оригинале она называется «Радиационные пояса Ван-Аллена».

**) История открытия радиационных поясов изложена в дополнении, написанном Ю. И. Логачевым. (Прим. перев.)

***) Первое указание о составе и потоках регистрируемых счетчиком Г.—М. частиц во внешнем радиационном поле получено при полете второй советской космической ракеты (см. ⁹ в дополнении).

****) Это было бы обосновано, если бы природа излучения внутреннего и внешнего поясов была одинакова.

области пространственное распределение частиц разных энергий неодинаково. Однако далее при изложении материала нам будет удобно пользоваться терминами внутренняя и внешняя зоны.

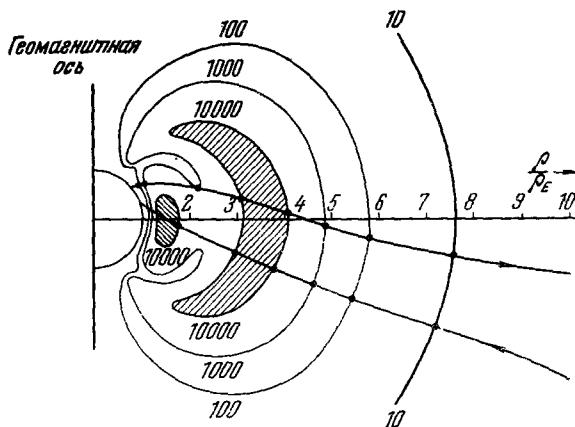


Рис. 1. Структура интенсивности захваченной радиации вокруг Земли.

Диаграмма является сечением трехмерной фигуры вращения вокруг геомагнитной оси в плоскости геомагнитного меридиана. Линии постоянной интенсивности обозначены числами 10, 100, 1000 и 10 000. Эти числа являются истинными скоростями счета счетчиков Г.-М. 302, установленных на спутниках «Эксплорер-4» и «Пионер-3». Линейная шкала диаграммы выражена в единицах земного радиуса — 6371 км. Приходящая и уходящая части траектории спутника «Пионер-3» показаны наклонными неправильными линиями. Структура интенсивности является функцией характеристик счетчика (взято из 13).

Линии равной интенсивности на рис. 1 следуют линиям земного магнитного поля, и в § 2 мы увидим, что земное магнитное поле играет основную роль в захвате заряженных частиц. После изложения теории захвата мы обсудим происхождение частиц, захваченных земным магнитным полем.

2. Теория захвата заряженных частиц в земном магнитном поле

Весьма приближенно магнитное поле Земли совпадает с магнитным полем диполя, расположенного в 436 км от центра Земли, причем магнитный момент диполя составляет $8,3 \cdot 10^{25}$ гс/см³. Поскольку геомагнитное поле играет основную роль в захвате заряженных частиц, ниже мы всюду будем использовать геомагнитную широту.

Теория Штёрмера. Теория движения заряженных частиц в земном магнитном поле была развита Штёрмером в начале XX в. Штёрмер использовал уравнение

$$\mathbf{f} = q \{ \mathbf{u}, \mathbf{B} \}$$

и подставлял для \mathbf{B} дипольное поле Земли. В общем случае решение можно было получить численным счетом. Результаты Штёрмера служат доказательством того, что частицы действительно захватываются земным магнитным полем. Один из примеров вычислений Штёрмера показан на рис. 2. Из рисунка видно, что заряженные частицы отражаются в тех областях, где магнитные силовые линии сходятся. Подход Штёрмера является удовлетворительным для космических частиц большой энергии, орбиты кото-

рых в земном магнитном поле не очень сложны. Однако для энергий захваченных частиц орбиты слишком сложны, и их невозможно рассчитать численно, даже если использовать вычислительные машины. Для этих энергий более удобно использовать приближение Альвена¹.

Приближение Альвена. Пусть частица с зарядом q , массой m и скоростью u движется под углом α к однородному магнитному

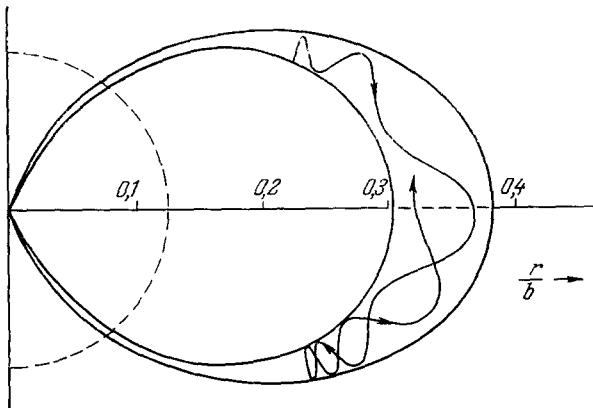


Рис. 2. Диаграмма, показывающая меридиональную проекцию пространственной траектории заряженной частицы в поле магнитного диполя (по Штёрмеру, 1907 г.).

Размеры Земли показаны пунктирной полуокружностью.

полю **B**. Сила, действующая на частицу, равна $q[\mathbf{u}, \mathbf{B}] = quB \sin \alpha = qu_{\perp}B$, где $u_{\perp} = u \sin \alpha$ — компонента \mathbf{u} , перпендикулярная к **B**. Эта сила перпендикулярна **u** как в однородном, так и в неоднородном магнитном поле. Поэтому скорость заряженной частицы в магнитном поле остается постоянной (если $\partial B / \partial t = 0$). В однородном магнитном поле компонента u , параллельная **B**, т. е. $u_{\parallel} = u \cos \alpha$, остается неизменной. Для движения, перпендикулярного к **B**, имеем, приравнивая магнитную силу произведению массы и центростремительного ускорения:

$$qu_{\perp}B = \frac{mu_{\perp}^2}{q}$$

или

$$Q = \frac{mu_{\perp}}{qB} = \frac{p_{\perp}}{qB}, \quad (1)$$

где $\mathbf{p} = mu$ — импульс заряженной частицы, а Q — радиус вращения или ларморовский радиус орбиты. Круговое движение, перпендикулярное к **B**, происходит одновременно с равномерным движением параллельно **B**. Результирующая орбита в однородном поле является спиралью. Значения Q для типичных захваченных частиц даны в табл. I.

Они вычислены для частиц в экваториальной плоскости (геомагнитная широта — 0 и угол $\alpha = \pi/2$) на геоцентрическом расстоянии в два земных радиуса. Из таблицы видно,

Таблица I

Энергия	Радиус кривизны	
	электрон	протон
10 кэв	87 м	3,71 км
100 »	287 »	11,70 »
1 Мэв	1,22 км	37,10 »

что захваченные электроны и протоны движутся по спиральным орбитам, радиус вращения которых пренебрежимо мал по сравнению с радиусом Земли, равным 6371 км. Подход Альвена заключается в следующем. В первом приближении магнитное поле B считается постоянным в пределах ларморовского радиуса. Далее изменения магнитного поля учитываются как возмущения. Альвен¹ рассматривает частицу, движущуюся по спирали, как магнитный диполь (амперовский круговой ток), Дипольный момент кругового тока, обозначаемый через μ ,

равен произведению площади круга и силы тока. Для частицы, движущейся по спирали, эффективная сила тока равна произведению величины заряда на число оборотов за секунду, т. е.

$$i = \frac{qu_{\perp}}{2\pi Q}. \quad (2)$$

Следовательно,

$$\mu = iA = \frac{qu_{\perp}}{2\pi Q} \pi Q^2.$$

Подставляя выражение для Q из выражения (1), получим

$$\mu = \frac{mu^2 \sin^2 \alpha}{2B} = \frac{mu_{\perp}^2}{2B} = \frac{p_{\perp}^2}{2Bm} \left(= \frac{T_{\perp}}{B}, \text{ если } u \ll c \right), \quad (3)$$

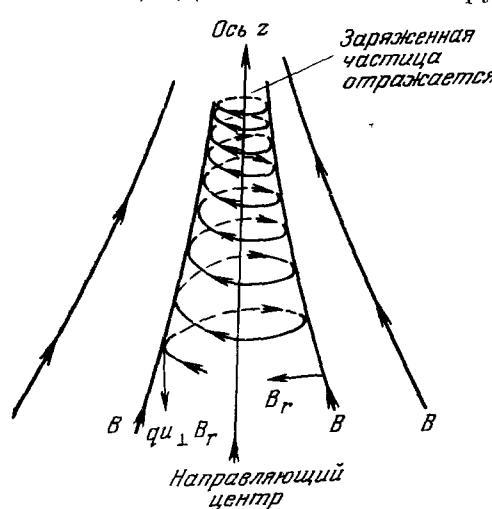
где T_{\perp} — часть кинетической энергии заряженной частицы, обусловленная ее движением перпендикулярно к B . Читатель помнит, конечно, что подвешенная магнитная стрелка всегда показывает направление магнитного поля. Аналогично и вращающаяся заряженная частица всегда движется так, что ее магнитный момент направлен вдоль магнитного поля, т. е. плоскость вращения должна быть перпендикулярна к направлению линий B . Поэтому вращающаяся частица при движении следует за изгибами магнитной силовой линии, которая является как бы направляющим центром спирального движения заряженной частицы.

Рис. 3. Положительно заряженная частица вращается в магнитном поле с направляющим центром — осью z .

Когда заряженная частица входит в область, где B увеличивается, т. е. в область, в которой магнитные силовые линии сходятся, она отражается. Это один из примеров магнитного зеркала.

нняя стрелка всегда показывает направление магнитного поля. Аналогично и вращающаяся заряженная частица всегда движется так, что ее магнитный момент направлен вдоль магнитного поля, т. е. плоскость вращения должна быть перпендикулярна к направлению линий B . Поэтому вращающаяся частица при движении следует за изгибами магнитной силовой линии, которая является как бы направляющим центром спирального движения заряженной частицы.

Рассмотрим теперь, что происходит, когда заряженная частица, движущаяся по спирали вдоль магнитной силовой линии, входит в область, где величина магнитного поля увеличивается, т. е. в область, в которой силовые линии магнитного поля сходятся, как показано на рис. 3. Предположим, что магнитное поле обладает вращательной симметрией вокруг оси z . Пусть магнитная силовая линия вдоль оси z является направляющим центром для заряженной частицы скорости u . В плоскости, перпендикулярной к оси z , есть компонента B , обозначаемая через B_r . Компонента силы $q [u, B]$, именно $qu_{\perp}B_r$, действует в направлении, противоположном оси z . (Читатель может проверить направление этой силы с помощью правила левой руки.) Эта сила уменьшает скорость движения частицы по спирали в направлении z . Поскольку u — величина скорости заряженной частицы — остается неизменной, то u_{\perp} увеличивается, если u_{\parallel} уменьшается. Следовательно, α — угол между u и B — будет увеличиваться до тех пор, пока в конце концов частица не начнет двигаться



в плоскости, перпендикулярной к \mathbf{B} (т. е. оси z), и не отразится обратно вдоль отрицательного направления оси z . Таким образом, сходящиеся линии действуют как магнитные зеркала, т. е. отражают заряженные частицы.

Альвен¹ показал, что если пространственные изменения \mathbf{B} малы на расстояниях порядка ларморовского радиуса и если малы изменения \mathbf{B} за время одного ларморовского периода (а эти условия всегда выполняются для частиц, захваченных земным магнитным полем), то магнитный момент μ , определяемый соотношением (3), остается постоянным. Если $\partial B / \partial t = 0$, то момент и скорость заряженной частицы также являются интегралами движения. Приближенное нерелятивистское доказательство сохранения μ дано в приложении.

Рассмотрим заряженную частицу, движущуюся в геомагнитной экваториальной плоскости под углом α_0 к направлению магнитного поля; величину земного магнитного поля обозначим через B_0 . Геомагнитная силовая линия направляет движение заряженной частицы. Двигаясь по спирали, частица входит в область нарастания напряженности магнитного поля, как показано на рис. 4. Если μ — интеграл движения, то величина $(\mu u^2 \sin^2 \alpha) / 2B$ также остается постоянной. Поскольку μ и u — константы (если $\partial B / \partial t = 0$), то $\sin^2 \alpha / B$ — константа.

Следовательно, если B увеличивается, то α — угол наклона скорости частицы к направлению земного магнитного поля — также увеличивается и частица отражается, когда земное магнитное поле достигает значения

$$B = \frac{B_0}{\sin^2 \alpha_0}. \quad (4)$$

Такая точка носит название зеркальной. Заряженная частица затем движется по спирали назад вдоль той же магнитной силовой линии до пересечения с геомагнитной экваториальной плоскостью и входит в противоположную полусферу. Затем она опять входит в область нарастания магнитного поля и опять отражается при $B = B_0 / \sin^2 \alpha_0$. Такая частица захвачена земным магнитным полем. Таким образом, вместе с движением по спирали вокруг магнитной силовой линии частица осциллирует взад и вперед между зеркальными точками. Если заряженная частица инжектируется под соответствующим углом к магнитному полю в любой точке земного магнитного поля, то частица захватывается земным магнитным полем. Удобно определять положение зеркальных точек захваченной частицы величиной α_0 — углом между скоростью частицы и направлением магнитного поля в точке пересечения траектории с геомагнитной экваториальной плоскостью. Практически мы имеем дело с распределением зеркальных точек вдоль магнитной силовой линии, которое определяется распределением направлений частиц при пересечении ими

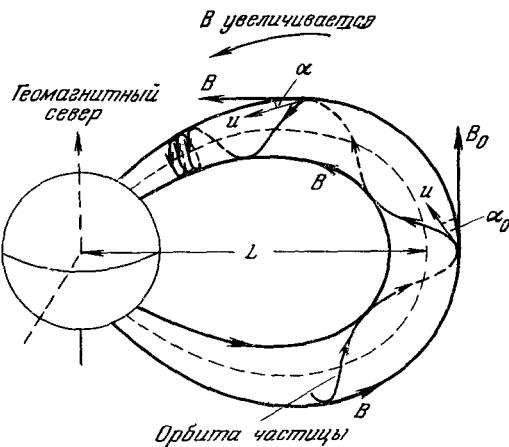


Рис. 4. Движение заряженной частицы, захваченной земным магнитным полем.

Геомагнитная силовая линия служит направляющим центром. Когда силовая линия приближается к Земле, заряженная частица входит в область нарастания B и отражается. После пересечения геомагнитной экваториальной плоскости заряженная частица опять входит в область, где B устанавливается, и частица опять отражается.

экваториальной плоскости. Существование такого углового распределения связано с тем, что частицы инжектируются в земное магнитное поле в разных точках и под разными углами по отношению к B . Для тех инжектированных частиц, которые имеют (или имели бы) малый угол σ_0 при пересечении с экваториальной плоскостью, зеркальные точки расположены на малых высотах и могут попасть внутрь земной атмосферы. Тогда частицы будут теряться из-за рассеяния. Зеркальные точки могут быть расположены и внутри Земли.

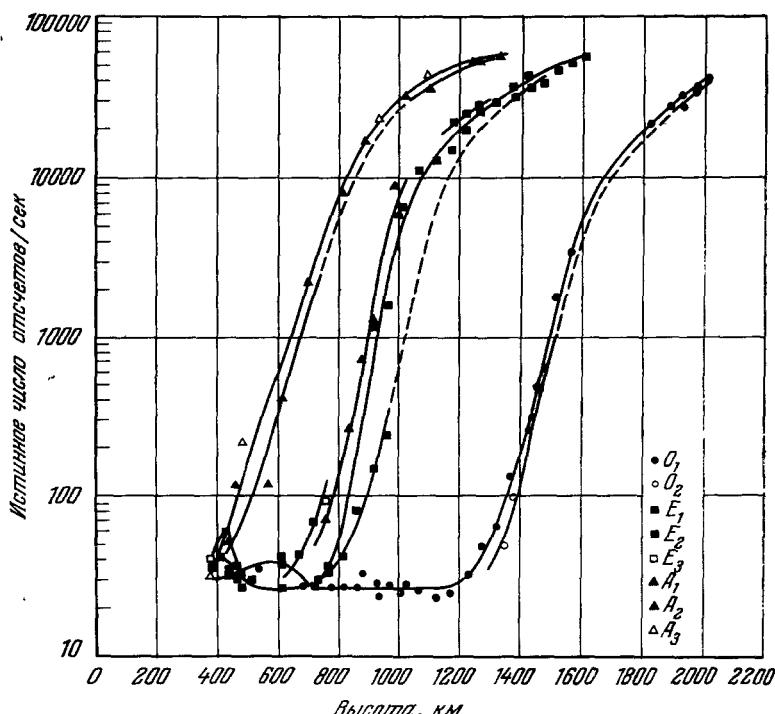


Рис. 5. Истинная скорость счета гейгеровской трубы на спутнике «Эксплорер-1» как функция высоты над уровнем моря для ряда географических мест, близких к экватору, но далеко разнесенных по долготе.

Отметим стремительный рост интенсивности, начинающийся при 400 км над центром Атлантики (кривая слева) и при 1300 км над Сингапуром (кривая справа). Кривые получены Иошидой, Людвигом и Ван-Алленом.

Вероятность столкновения заряженной частицы с молекулами воздуха в земной атмосфере пропорциональна плотности атмосферы в данной точке. Захваченные частицы проводят около зеркальных точек больше времени, чем около геомагнитного экватора, к тому же около зеркальных точек атмосфера плотнее. Следовательно, в очень грубо приближении вероятность ухода захваченной частицы за время осцилляций между зеркальными точками пропорциональна плотности атмосферы в зеркальных точках частицы. Поскольку захваченная частица проводит значительную часть времени около своих зеркальных точек, грубо изменение интенсивности захваченных частиц с высотой должно быть пропорциональным числу частиц, зеркальные точки которых расположены на данной высоте. Уход этих частиц примерно пропорционален плотности атмосферы в зеркальной точке, так что число оставшихся частиц должно быть примерно обратно пропорциональным плотности атмосферы в зеркальной точке.

На больших высотах плотность атмосферы пропорциональна $\exp(-h/H)$, где h — высота и H — масштабная высота порядка 100 км на высотах захваченной радиации (фактически H меняется в зависимости от времени суток и в течение периода солнечных пятен). Поэтому интенсивность захваченной радиации должна возрастать примерно по закону $\exp(h/H)$. Зависимость интенсивности захваченной радиации от высоты для внутреннего края внутренней зоны исследовалась Иошидой, Людвигом и Ван-Алленом; она показана на рис. 5 для точек различной долготы. Эти результаты согласуются с изложенной выше грубой моделью для зависимости изменения интенсивности захваченной радиации от высоты во внутреннем крае внутренней зоны.

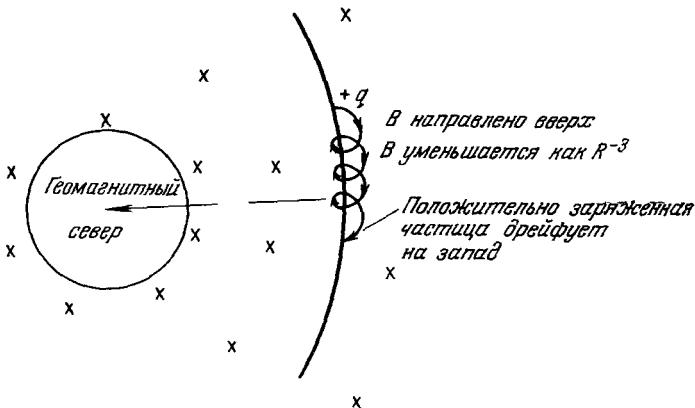


Рис. 6. Схематически показана магнитная экваториальная плоскость Земли.

Величина B пропорциональна R^{-3} . Показана орбита положительно заряженной частицы, захваченной в экваториальной плоскости. Радиус орбиты достигает максимума, когда она больше всего удалена от Земли; он минимален, когда частица расположена ближе всего к Земле. Орбита не замкнута, и положительно заряженная частица дрейфует на запад, как показано на рисунке. И обратно, отрицательно заряженная частица будет дрейфовать на восток.

Продольный дрейф. Земное магнитное поле приближенно является полем диполя, так что величина его пропорциональна R^{-3} , где R — геоцентрическое расстояние, т. е. расстояние от центра Земли. Величина B уменьшается с ростом R . Рассмотрим протон, захваченный в геомагнитной экваториальной плоскости (т. е. при $\alpha_0 = 90^\circ$). В однородном магнитном поле B протон будет двигаться по окружности радиуса $q = mv/qB$. Однако в земном магнитном поле B меньше, когда протон находится дальше от Земли, так что радиус кривизны орбиты будет наибольшим, когда частица сильнее всего удалена от Земли. С другой стороны, q минимально, когда протон расположен ближе всего к Земле. Из-за изменения B с R орбита протона будет незамкнутой окружностью, и этот дрейф протона к западу показан на рис. 6. (Читатель может проверить направление кривизны, используя правило левой руки.) И наоборот, электроны, как и любые другие отрицательно заряженные частицы, будут дрейфовать на восток. Итак, в дополнение к спиральному движению вдоль магнитной силовой линии и осцилляциям между зеркальными точками захваченные частицы подвержены также продольному дрейфу. В дипольном поле захваченные частицы должны дрейфовать по магнитной оболочке, получающейся вращением магнитной силовой линии вокруг оси диполя. Принято определять положение захваченных частиц параметрами

магнитной оболочки, по которой происходит продольный дрейф. Магнитная оболочка обычно характеризуется величиной L — радиальным расстоянием магнитной оболочки от оси диполя в геомагнитной экваториальной плоскости. Обычно параметр L выражают в единицах земного радиуса. Геомагнитную широту частицы на магнитной оболочке определяет величина магнитного поля B в точке, в которой расположена захваченная частица.

Ранее мы видели, что захваченные частицы участвуют в трех типах осцилляторного движения. Ларморовский период τ_1 связан со спиральным движением вокруг магнитной силовой линии; обычно он лежит в микросекундной области для захваченных электронов и в миллисекундной области для захваченных протонов. На геоцентрическом расстоянии в два земных радиуса период τ_2 для осцилляций между зеркальными точками порядка от 0,1 до 1,0 сек для захваченных электронов и от 1 до 50 сек для захваченных протонов. На том же радиальном расстоянии τ_3 — период продольного дрейфа — будет порядка 3 часов для электронов и протонов с энергией 100 кэВ. Период продольного дрейфа короче для частиц с большей энергией и длиннее для частиц с меньшей энергией. Более подробные данные относительно τ_1 , τ_2 и τ_3 читатель может найти в статье Ван-Аллена¹².

Ранее было показано, каким образом захваченные частицы дрейфуют вдоль поверхности вращения силовых линий B . Из-за эксцентричности земного магнитного поля каждая магнитная оболочка расположена над центром Атлантики ниже относительно земной поверхности, чем над Сингапуром. Результаты Иошиды и др., приведенные на рис. 5, показывают, что внутренняя зона начинается на высоте ~ 400 км над центром Атлантики, а над Сингапуром эта высота ~ 1300 км. Эти данные согласуются с величиной смещения земного магнитного диполя от центра Земли, составляющей ~ 436 км. Напомним, что земное магнитное поле не является точным сдвинутым полем диполя, так что на практике для вычисления L используется истинное поле⁶.

3. Ядерные взрывы на большой высоте

С помощью ядерных взрывов на большой высоте можно наилучшим образом проверить теорию захвата заряженных частиц в земном магнитном поле. Этот способ позволяет забросить в известную точку пространства определенное количество электронов β -распада продуктов деления. Некоторая часть электронов испускается в таких направлениях, что происходит их захват земным магнитным полем. Затем можно систематически изучать пространственное распределение, продольный дрейф и временные изменения интенсивности этих захваченных электронов.

Соединенные Штаты осуществили за период август — сентябрь 1958 г. три ядерных взрыва, каждый из которых был эквивалентен килотоннному взрыву тринитротолуола. Серия этих взрывов известна под наименованием проекта «Аргус». Частицы инжектировались соответственно при $L = 1,7$; 2,1 и 2,3 земного радиуса. Эти расстояния соответствуют щелям между внутренней и внешней зонами. Результаты работы¹⁵ показывают, что частицы были подвержены продольному дрейфу на оболочке с постоянным L . Толщина каждой оболочки «Аргус», измеренная по половине интенсивности перпендикулярно к границе, составляла ~ 90 км для двух первых взрывов и ~ 150 км для третьего. Искусственные радиационные зоны сохранялись несколько недель. Основные потери захваченных частиц обусловлены их соударениями с молекулами воздуха. Результаты проекта «Аргус» подтвердили правильность теории захвата, изложенной в § 5.

9 июля 1962 г. Соединенные Штаты взорвали ядерное устройство (шифрованное название «Старфиш») на высоте 400 км над островом Джонстон, географические координаты которого $16,7^{\circ}$ N, $190,5^{\circ}$ E. Эквивалент этого взрыва составлял 1,4 мегатонны тринитротолуола. Это примерно в 1000 раз сильнее, чем взрывы серии «Аргус». По оценкам β -распада продуктов деления дал $\sim 10^{27}$ электронов с энергиями до 7 Мэв. В результате появился временный пояс электронов. Непосредственные наблюдения вновь захваченных частиц проводились с помощью нескольких спутников, включая американо-канадский спутник «Ариэл». Исследование развития искусственной радиационной зоны в течение первых нескольких часов после взрыва дано в работе ². Спутник «Инджун-1» университета штата Айова проводил измерения интенсивности в искусственном поясе электронов в течение нескольких месяцев ^{8,14}. Эти данные, полученные непосредственными наблюдениями, показали, что интенсивная часть искусственного радиационного пояса электронов с энергией в несколько Мэв имела форму тонкого серпа с центральной магнитной оболочкой при $L = 1,2$ земного радиуса. Интенсивность искусственного радиационного пояса спадала до 10% при $L = 2,2$. Результаты спутника «Инджун» показали, что после взрыва «Старфиш» на захваченные траектории было инжектировано не менее 10^{24} электронов от β -распада продуктов деления. Наблюдения с помощью счетчиков спутника «Телестар» показали, что интенсивность радиации с увеличением L , по-видимому, спадает не так быстро, как наблюдали Ван-Аллен и др. По результатам спутника «Телестар» число захваченных электронов, по-видимому, может достигать 10^{26} . Результаты, полученные к настоящему времени, показывают, что искусственный радиационный пояс может существовать несколько лет в области внутренней зоны, но при более высоких значениях L (в области щели) искусственно инжектированная радиация исчезает, вероятно, за период в несколько месяцев.

4. Внутренняя радиационная зона

Деление захваченной радиации на внутреннюю и внешнюю радиационные зоны возникло на основе показаний экранированного счетчика Г.—М. типа Anton-302. Ракетные полеты показали, что в центре внутренней зоны экранированные счетчики Г.—М. 302 регистрировали протоны с энергией больше 20 Мэв. Определенные таким образом границы внутренней зоны расположены примерно при $L = 1,2$ (внутренняя граница) и при $L = 1,7$ (внешняя граница). В центре внутренней зоны при $L = 1,4$ $B = 0,12$ гс и интенсивность протонов с энергией > 30 Мэв обычно порядка $3 \cdot 10^4$ частиц/см²сек.

Сразу же после открытия радиационных зон было высказано предположение, что проникающие протоны (> 30 Мэв) внутренней зоны обязаны своим происхождением β -распаду альбедных нейтронов, рожденных космическими лучами.

На поверхность земной атмосферы за секунду из галактики падает примерно одна первичная космическая частица.

В среднем она рождает в этой области 4 или 5 нейтронов, из которых примерно один излучается в противоположном направлении. Таким образом, каждая космическая частица дает примерно один альбедный нейtron, т. е. нейtron, летящий в направлении от Земли. Время жизни этих нейтронов ~ 1000 сек. Если альбедные нейтронды движутся со скоростью $\sim 10^{10}$ см/сек, то вероятность распада на 1 см пути составляет $\sim 1/(1000 \times 10^{10})$, т. е. $\sim 10^{-13}$. Таким образом, вблизи Земли в 1 см³ за секунду происходит около 10^{-13} распадов альбедных нейтронов, рожденных

космическими лучами. Часть протонов и электронов при этих распадах излучается в таких направлениях, что частицы захватываются земным магнитным полем. Источником альбедных нейтронов являются также соударения протонов солнечных вспышек с молекулами земной атмосферы. Поток протонов с энергией $> 30 \text{ Мэв}$ во внутренней зоне составляет $\sim 10^4 \text{ протонов}/\text{см}^2\text{сек}$. Это соответствует плотности частиц порядка $10^{-6} \text{ протонов}/\text{см}^3$. Если единственным источником захваченных протонов является распад альбедных нейтронов, который дает менее 10^{-13} протонов в 1 см^3 за секунду, то среднее время жизни протонов внешней зоны порядка нескольких лет.

Временные вариации проникающих протонов внутренней зоны исследовались в работе ^{10a}. Оказалось, что между октябрем 1959 г. и декабрем 1960 г. интенсивность протонов $> 18 \text{ Мэв}$ возросла в два-три раза для $L < 1,8$. Результаты ^{10a} показывают, что увеличение интенсивности происходило, по-видимому, дискретными шагами. Хесс ⁵ предположил, что увеличение интенсивности обусловлено изменениями плотности атмосферы. В момент написания статьи (1963 г.) приближался минимум солнечных пятен. После максимума солнечных пятен излучение ультрафиолета снизилось, поэтому меньше стало нагревание атмосферы, и на высоте 1000 км масштабная высота H и, следовательно, плотность атмосферы на данной высоте уменьшились. Это привело к уменьшению вероятности столкновения захваченных частиц с молекулами воздуха, которая зависит от плотности окружающей атмосферы. Поэтому в период минимума солнечных пятен должна возрасти интенсивность захваченных частиц. Авторы работы ^{10b} чувствовали, что источник альбедных нейтронов слишком слаб, чтобы дать то увеличение интенсивности, которое они наблюдали, даже если принять изменения плотности атмосферы. Они чувствовали, что должен существовать более сильный источник протонов пока неизвестной природы. Длительный анализ времени жизни искусственного радиационного пояса «Старфиш» в области внутренней зоны должен особенно помочь в выяснении этих вопросов, так как потери электронов в этой области могут быть сходными с потерями захваченных протонов.

Сейчас проделано несколько измерений интенсивности электронов и протонов внутренней зоны для энергий ниже порога проницаемости экранированных счетчиков Г.—М. 302. В работе ³ показано, что интенсивность электронов $> 40 \text{ кэв}$ составляет $5 \cdot 10^6 \text{ электронов}/\text{см}^2\text{сек} \cdot \text{стэр}$ в направлении, перпендикулярном к B при $L = 1,22$. Всенаправленная интенсивность по оценкам порядка $10^7 \text{ электронов}/\text{сек}^2\text{сек}$. Примен ⁴ наблюдал поток $> 50 \text{ эрг}/\text{см}^2\text{сек}$ протонов (или других тяжелых ионов) с энергией $\sim 0,5 \text{ кэв}$ на высоте $\sim 1000 \text{ км}$ во внутренней радиационной зоне. Если эти результаты подтвердятся, то полная кинетическая энергия протонов этой области энергий больше, чем кинетическая энергия всех других захваченных частиц внутренней радиационной зоны.

II. ВНЕШНИЙ ПОЯС, МАГНИТОСФЕРА И МАГНИТНЫЕ БУРИ

5. Электроны внешнего радиационного пояса

Первые измерения радиационных поясов были выполнены с помощью детекторов, толщина которых исключала возможность регистрации электронов с энергией, меньшей 2 Мэв, и протонов с энергией, меньшей 30 Мэв. Эти детекторы обнаружили существование двух разных зон с высокой скоростью счета (Ван-Аллен и Франк ³⁴, см. рис. 1). Во внутренней зоне эти детекторы регистрировали проникающие протоны. Что касается природы регистрируемых частиц во внешней зоне, то здесь еще оставалась некото-

рая неопределенность. Это могли быть проникающие электроны с энергией ≥ 2 Мэв. Но существовала и другая возможность: счетчики могли регистрировать тормозное излучение от потока $\sim 10^{12}$ электронов/см²сек с энергией < 100 кэв. Такие электроны не проникают через защиту, окружающую счетчики, но при торможении испускают электромагнитное тормозное излучение (таково происхождение непрерывного рентгеновского спектра). Фотоны, излучаемые таким образом, иногда выбивают фотоэлектроны внутри или около стенок счетчика и дают отсчеты. Для используемых счетчиков вероятность такого процесса $\sim 10^{-7}$ при 30 кэв, поэтому для наблюдаемой скорости счета $\sim 10^5$ отсчетов/сек в центре внешней зоны нужен поток $\sim 10^{12}$ электронов с энергией ~ 30 кэв. Неопределенность оставалась до тех пор, пока не были выполнены измерения О'Брайена, Ван-Аллена, Лэфлина и Франка²⁹ на спутнике «Эксплорер-12», несущем счетчики, чувствительные к электронам с энергией < 100 кэв *). О'Брайен с сотрудниками показали, что в центре внешней зоны экранированные гейгеровские счетчики, установленные на первых спутниках, регистрировали в основном проникающие электроны, а не тормозное излучение.

Свойства внешнего радиационного пояса будут описаны ниже с помощью измерений, выполненных на спутнике «Эксплорер-12». (Автор был связан с этими исследованиями во время работы в университете штата Айова.) «Эксплорер-12» был запущен в 03.21 по гринвичскому времени 16 августа 1961 г. на орбиту с начальной высотой апогея 77 300 км, высотой перигея 300 км, наклоном 33° и периодом 26 часов. Апогей вначале был на 2,5° восточнее полуденного меридиана и на 13° ниже экваториальной плоскости. Спутник пересекал внешнюю радиационную зону около геомагнитной экваториальной плоскости через каждые 26 часов. В апогее он находился вне области земного магнитного поля (ср. § 6). На спутнике были установлены гейгеровские экранированные счетчики Anton-302, чувствительные к проникающим электронам с энергией $> 1,6$ Мэв и проникающим протонам с энергией > 23 Мэв. Эти счетчики были расположены вне спутника и регистрировали проникающие частицы, приходящие со всех направлений в пространстве. Все-направленную интенсивность, т. е. полное число частиц, попадающих на 1 см² за секунду со всех направлений пространства, можно получить из скорости отсчета гейгеровских счетчиков 302 умножением на коэффициент 1,6. Дополнительно на спутнике были установлены два направленных электронных спектрометра. Электроны, падающие на спутник, отклонялись в магнитном поле и после этого попадали в гейгеровские счетчики типа Anton-213. Эти два спектрометра, обозначенные через SpL и SpH, регистрировали электроны с энергией в интервалах 40—55 кэв и 80—100 кэв соответственно. Дополнительно имелся полностью экранированный гейгеровский счетчик 213 (обозначенный через SpB), который определял фоновую поправку для других двух каналов SpL и SpH, вызванную проникающими частицами и тормозным излучением. Внутри радиационной зоны отсчет спектрометра SpB вычитался из показаний счетчиков SpL и SpB. Электронные спектрометры служили направленными детекторами, измеряющими интенсивность электронов в направлении, перпендикулярном к оси вращения спутника, который делал 30 оборотов в минуту. Трудно аккуратно оценить численный множитель, переводящий действительно направленные скорости отсчета SpL и SpH во все направлennую

*) Правильные значения потока электронов во внешнем радиационном поясе впервые были определены при полете второй советской космической ракеты (см. 12 в дополнении).

интенсивность электронов, поскольку она зависит от углового распределения захваченных электронов. Для получения грубой оценки наблюдаемая скорость отсчета умножалась на $(6,3 \pm 3,0) \cdot 10^5$ (Россер, О'Брайен, Ван-Аллен, Франк и Лэфлин³²). Оборудование спутника содержало также детекторы, включая детекторы с сульфидом кадмия, позволяющие измерять полный поток энергии, падающий на спутник. На этом же спутнике имелся счетчик протонов (Дэвис и Вильямсон²⁰) и магнитометры для измерения магнитного поля вблизи спутника (Кэхил и Амазин¹⁸).

Прохождение внешней зоны при подлете спутника к Земле 17 августа 1961 г. можно было считать типичным прохождением. Оно следовало за

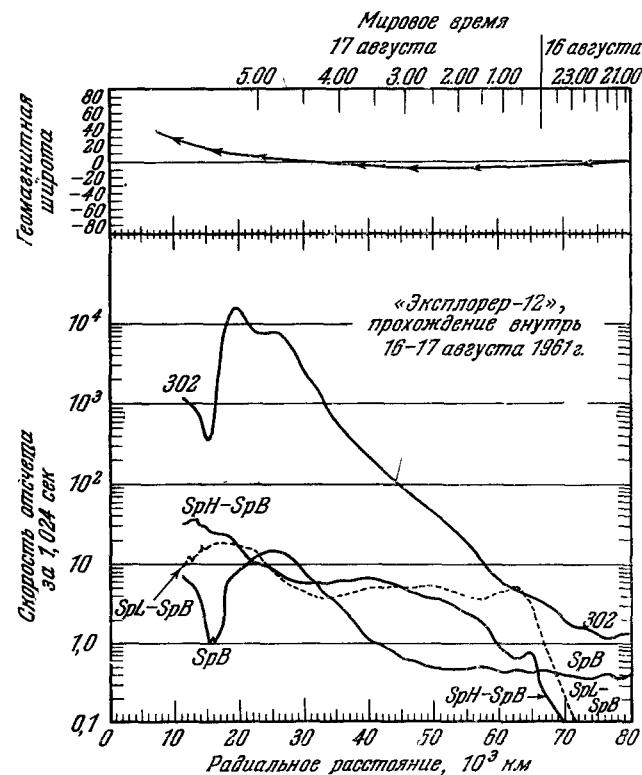


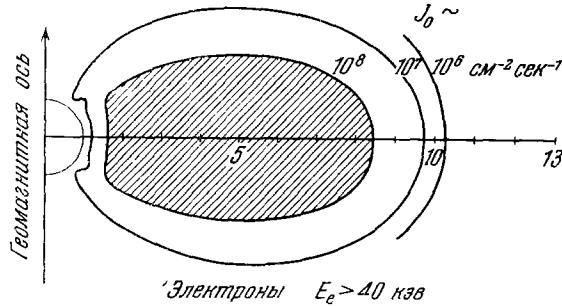
Рис. 7. Скорость отсчета детекторов спутника «Эксплорер-12» при его приближении к Земле 16—17 августа 1961 г. (из³²)

цов также достигла почти постоянной величины. Начальный рост отсчетов гейгеровского счетчика 302 совпал с увеличением скорости счета SpL — SpB. Это начальное увеличение скорости гейгеровского счетчика 302 было обусловлено тормозным излучением электронов с энергией ≤ 100 кэв. При приближении спутника к Земле скорость счета гейгеровского счетчика 302 продолжала увеличиваться, в то время как скорость счета SpL — SpB и SpH — SpB оставалась почти постоянной. Когда гейгеровский счетчик 302 давал около 10^4 — 10^5 отсчетов/сек, он регистрировал в основном проникающие электроны с энергией $> 1,6$ Мэв. На расстояниях между 40 000 км и 25 000 км скорость отсчета гейгеровского счетчика 302 увеличилась в 100 раз. Отсчеты SpB были обусловлены в основном тормозным излучением. Результаты приборов SpH, гейгеровского счетчика 302 и SpB показывают, что радиальная протяженность захвата

периодом без резко выраженной геомагнитной активности. Орбита между апогеем (который был на расстоянии 83 500 км от центра Земли) и радиальным расстоянием в 24 000 км от центра Земли отклонялась от геомагнитной экваториальной плоскости спокойного дня не более чем на 7° . Когда спутник из апогея подходил к Земле, скорость счета SpL — SpB, регистрировавших электроны с энергией от 45 кэв до 60 кэв на расстоянии $\sim 70 000$ км, стала очень быстро расти и достигла почти постоянной величины на расстояниях, меньших 65 000 км. При движении спутника из апогея скорость счета SpH — SpB, соответствующая электронам с энергией от 80 до 100 кэв, росла медленнее, чем скорость счета SpL — SpB, и в конце кон-

уменьшается с увеличением энергии электронов. Если скорость счета гейгеровского счетчика 302 умножить на 1,6, а скорости счета SpL — SpB и SpH — SpB умножить на $6,3 \cdot 10^5$, то можно видеть, что для всех радиальных расстояний внешнего радиационного пояса интенсивность электронов с энергией от 40 до 110 кэВ была намного выше, чем интенсивность электронов с энергией $> 1,6$ МэВ, проникающих сквозь защиту гейгеровского счетчика 302. Большие вариации в скорости счета гейгеровского счетчика 302 обусловлены в основном вариацией интенсивности электронов с энергией $> 1,6$ МэВ. Скорость счета гейгеровского счетчика 302 не является показателем полной интенсивности захваченных электронов внешней радиационной зоны. Лучшим показателем являются результаты электронных спектрометров.

Измерения, выполненные 17 августа 1961 г., показывают, что земное магнитное поле почти на всем его протяжении может захватывать электроны с энергией ~ 50 кэВ. (Это более подробно изложено в § 7.) Как только начинается захват, скорость счета SpL — SpB быстро растет и достигает почти постоянного значения на всем протяжении внешней радиационной зоны. Интенсивность электронов в области от 40 до 100 кэВ обычно порядка 10^7 (см 2 сек) $^{-1}$. Фэн, Мейер и Симпсон²¹ наблюдали раздвоение внешнего пояса. Результаты приборов SpL и SpH, полученные 17 августа 1961 г., показывают, что во



Электроны $E_e > 40$ кэВ

Рис. 8. Предполагаемое распределение всенаправленной интенсивности захваченных электронов с энергией > 40 кэВ на дневной стороне Земли после спокойного периода (периода без выраженной геомагнитной активности).

Показано сечение геомагнитного меридиана. Радиальные расстояния выражены в земных радиусах. Видно, что электроны с энергией > 40 кэВ обычно захватываются на расстояниях около десяти земных радиусов. Вращательная симметрия относительно геомагнитной оси отсутствует. На ночной стороне Земли электроны с энергией > 40 кэВ захватываются не в таком большом числе и не на таких больших радиальных расстояниях.

внешнем поясе для электронов с энергией от 50 до 100 кэВ никакого раздвоения нет, хотя, конечно, оно может и присутствовать для электронов, которые регистрировались Фэном, Мейером и Симпсоном. Внутренняя и внешняя зоны обычно определяются величиной скорости счета гейгеровского экранированного счетчика 302. Падение скорости счета гейгеровского счетчика 302 при $R < 20000$ км на рис. 7 показывает внутреннюю границу внешнего пояса, так что в этой области спутник входит в «щель» между внутренней и внешней радиационной зонами. Из рис. 7 можно видеть, что скорость счета электронных спектрометров уменьшается не очень значительно в области «щели». Фактически при прохождении скорость счета SpL — SpB и SpH — SpB в области $R < 16000$ км увеличивалась, в то время как в этой же области скорость счета гейгеровского счетчика 302 уменьшалась по крайней мере в 10 раз по сравнению с максимумом при $R \approx 20000$ км. Увеличение скорости счета гейгеровского счетчика 302 при $R < 15000$ км обусловлено прохождением спутника через внешний край внутреннего пояса. Эти результаты показывают, что для электронов ~ 50 кэВ нет разделения на внутреннюю и внешнюю зоны, а есть одна большая область захвата, которая приближенно изображена на рис. 8 для дневной стороны Земли в период, спокойный в магнитном отношении.

Предварительные данные Франка, Ван-Аллена и Маканьо²², основанные главным образом на результатах спутника «Эксплорер-14», показы-

вают, что хотя магнитосфера охватывает и ночную сторону Земли (ср. рис. 13), но здесь на расстояниях ≥ 6 земных радиусов электронов с энергией ≥ 400 кэв меньше, чем на таком же радиальном расстоянии на солнечной стороне магнитосферы. Рис. 8 не обладает вращательной симметрией относительно геомагнитной оси.

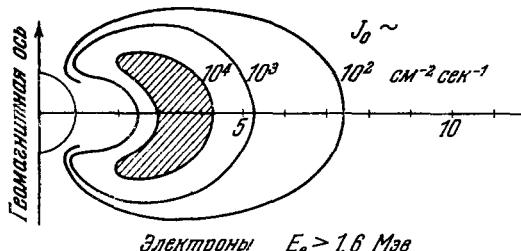


Рис. 9. Предполагаемое распределение всенаправленной интенсивности захваченных электронов с энергией $> 1,6$ Мэв на дневной стороне Земли после спокойного периода.

Показано сечение геомагнитного меридиана. Радиальные расстояния выражены в земных радиусах. Максимум скорости отсчета находится в области $L = 3-4,5$ (из 33).

Во внешней зоне наблюдаются заметные изменения интенсивности электронов. За день интенсивность электронов с энергией ~ 50 кэв менялась примерно в 50 раз. После магнитных бурь наблюдались изменения интенсивности электронов с энергией $> 1,6$ Мэв примерно в 1000 раз.

Протоны во внешнем радиационном поясе. Дэвис и Вильямсон²⁰ с помощью сцинтилляционного счетчика на спутнике «Эксплорер-12» измеряли интенсивность и энергетический спектр протонов в интервале энергий от 100 кэв до $4,5$ Мэв. Результаты измерений показали, что протоны таких энергий захватываются магнитным полем Земли. Было найдено также, что интенсивность протонов максимальна на линии поля диполя при величине L около 3,5 земного радиуса. Эта максимальная интенсивность была равна $6 \cdot 10^7$ протонов/ $\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стэр}$. В области от 4 до 8 земных радиусов плотность кинетической энергии захваченных протонов была существенно выше, чем плотность кинетической энергии захваченных электронов. Так, плотность кинетической энергии захваченных протонов составляла около одной шестой плотности энергии магнитного поля ($B^2/2\mu_0$) в земной геомагнитной экваториальной плоскости. Результаты протонных измерений собраны на рис. 10.

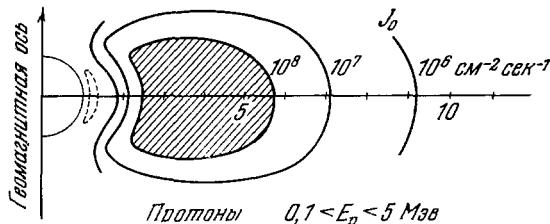


Рис. 10. Предполагаемое распределение всенаправленной интенсивности захваченных протонов с энергией от 0,1 до 5 Мэв на дневной стороне Земли после спокойного периода.

Показано сечение геомагнитного меридиана. Радиальные расстояния выражены в земных радиусах (из 33).

*) Расположение максимума интенсивности меняется в течение цикла солнечной активности. В годы, близкие к максимуму солнечной активности, максимум интенсивности располагается на магнитной оболочке с $L \approx 3,5$, а в годы минимума максимум перемещается к $L \sim 5$.

6. Границы земного магнитного поля

Около Земли земное магнитное поле примерно имеет вид поля диполя (т. е. в сферических координатах оно пропорционально $\frac{1}{r^3}(2a_r \cos \theta + a_\theta \sin \theta)$). Теперь известно, что из-за давления солнечного ветра земное магнитное поле в нормальном состоянии кончается на расстоянии около 10 земных радиусов ($\sim 65\,000\text{ км}$) на стороне Земли, обращенной в сторону Солнца, т. е. на дневной стороне Земли. Солнечный ветер состоит из плазмы (т. е. ионизованного газа, содержащего в основном протоны и электроны), приходящей из хромосферы Солнца или его короны. Солнечный ветер обычно содержит около 10 протонов и 10 электронов в 1 см^3 , движущихся со скоростью около 300 км/сек , так что обычно поток энергии на

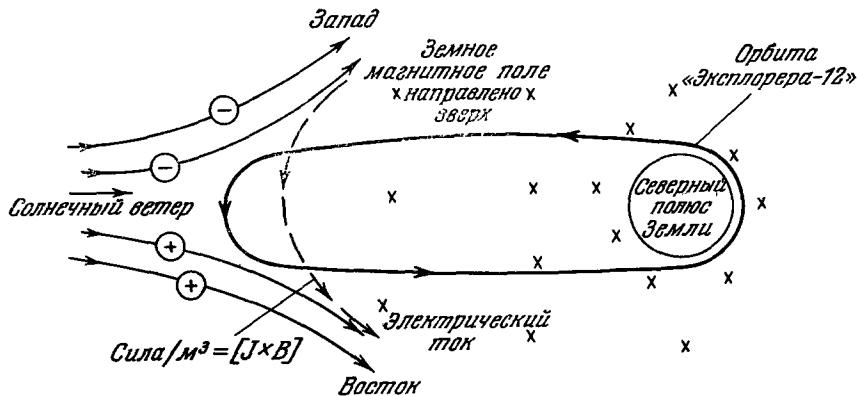


Рис. 11. Солнечный ветер, состоящий из заряженных частиц, падающих на Землю.

Земля показана так, как ее видит наблюдатель с точки над северным геомагнитным полюсом. Положительно заряженные частицы отклоняются земным магнитным полем на запад, а отрицательно заряженные — на восток. На единицу объема плазмы действует сила $[J \times B]$, где J — плотность тока. Эта сила уравновешивается динамическим давлением плазмы на границе магнитосферы.

Земле составляет около $0,25\text{ эрг/см}^2\text{ сек}$. Эту величину можно сопоставить с потоком энергии электромагнитного излучения на Земле. Последняя величина равна $1,35 \cdot 10^6\text{ эрг/см}^2\text{ сек}$. Плотность частиц в солнечном ветре ничтожна, фактически она намного меньше, чем в лучшем вакууме, полученным до сих пор на Земле. Тем не менее солнечный ветер дает важные наблюдаемые эффекты. Солнечный ветер меняется с изменением активности Солнца (т. е. с числом солнечных вспышек и т. п.), и после интенсивной солнечной вспышки сила солнечного ветра существенно увеличивается, приводя к появлению магнитных бурь (см. § 9).

Рассмотрим теперь, что получается, когда солнечный ветер сталкивается с земным магнитным полем. Многие читатели предпочитают мыслить с помощью представлений о силовых линиях. В ранних теориях предполагалось, что магнитные силовые линии находятся в состоянии натяжения. Предполагалось, что они дают давление $B^2/2\mu_0$, перпендикулярное к магнитным силовым линиям. В этой модели можно было бы ожидать, что плазма будет проникать в земное магнитное поле, пока динамическое давление плазмы не уравновесится гипотетическим геомагнитным давлением $B^2/2\mu_0$. Проблему можно рассмотреть и с помощью рассуждения о том, что случится с движущимися зарядами солнечной плазмы, когда они столкнутся с земным магнитным полем. Пусть солнечный ветер распространяется с левой стороны рис. 11, который дает вид на геомагнитную экваториальную плоскость с точки над северным географическим

полюсом. На рис. 11 земное магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости рисунка на читателя. Солнечный ветер содержит положительные и отрицательные заряды, и они отклоняются земным магнитным полем в противоположных направлениях. Согласно правилу левой руки положительно заряженные частицы отклоняются в земном магнитном поле на восток, а отрицательно заряженные частицы — на запад, как и показано на рис. 11.

Следовательно, в направлении против часовой стрелки возникает электрический ток из-за движения заряженных частиц солнечной плазмы в земном магнитном поле. На электрические заряды, создающие электрический ток в плазме, действует сила $[J, B]/m^3$, где J — плотность электрического тока. Эта сила действует в направлении от Земли, и она отталкивает солнечную плазму от Земли. Солнечный ветер проникает в земное поле до тех пор, пока магнитная сила $[J, B]$ не уравновесит динамическое давление плазмы.

Земное магнитное поле создает таким образом «дыру» в плазме, распространяющейся непрерывно от Солнца (в солнечном ветре). Эта дыра называется магнитосферой или иногда геомагнитной полостью. Солнечный ветер обтекает границы магнитосферы. Форма магнитосферы вычислялась многими авторами. Сейчас принято, что скорее всего она имеет форму полусферы на дневной стороне Земли (т. е. на стороне Земли, обращенной к Солнцу). Орбита спутника «Эксплорер-12» показана на рис. 11. Она простиралась до 13 земных радиусов, т. е. спутник выходил за границы магнитосферы. Во время запуска он вошел в магнитосферу около местного полудня. На спутнике были установлены магнитометры, измерявшие величину и направление магнитного поля вблизи спутника. Кэхил и Амазин¹⁸ показали, что при движении спутника от апогея (наиболее далекой от Земли точки орбиты) магнитное поле вблизи спутника очень резко изменилось на расстоянии примерно в 10 земных радиусов от направления, которое оно имело в плазме солнечного ветра, до направления, соответствующего земному магнитному полю. Результаты Кэхила для 17 августа 1961 г. показаны на рис. 12; α — угол между осью вращения спутника и направлением магнитного поля. Величина магнитного поля обозначена через $|F|$. Можно видеть, что при $R > 72\,000\text{ км}$ угол α равен примерно 40° . Когда спутник достиг $70\,000\text{ км}$, угол α изменился до 115° и затем оставался почти постоянным и соответствующим направлению земного магнитного поля. Эти результаты показывают, что спутник вошел в магнитосферу в области от $70\,000$ до $72\,000\text{ км}$. При этом прохождении изменение величины $|F|$ было небольшим. Кэхил и Амазин¹⁸ нашли, что толщина границ геомагнитной полости составляет в среднем $\sim 100\text{ км}$, хотя иногда она достигает и 1000 км . Границы магнитосферы находились в среднем на геоцентрических расстояниях ~ 10 земных радиусов в период август — сентябрь 1961 г. Наблюдалось изменение положения границ из-за возмущений в солнечной деятельности. Так, радиальное положение границы 13 сентября 1961 г. было 8,1 земного радиуса, а 2 октября 1961 г. граница удалялась до 13 земных радиусов. Эксперименты, выполненные на спутнике «Эксплорер-14» (Франк, Ван-Аллен, Велли и Крейвен²³), подтвердили, что магнитосфера приближенно имеет форму полусферы на дневной стороне Земли, хотя Франк с сотрудниками наблюдали некоторые отклонения ее формы от полусферы на больших широтах.

Экспериментальные систематические измерения формы магнитосферы наочной стороне Земли (т. е. на стороне Земли, не освещенной Солнцем) еще не проведены. Вычисленная форма зависит от принятого типа корпускулярного потока, обтекающего границы геомагнитной полости.

Поскольку давление потока, нормальное к границе, должно быть наочной стороне Земли меньше, чем на дневной (на которую падает солнечный ветер), магнитосфера должна быть вытянута в ночную сторону, так что она имеет, по-видимому, форму груши, как показано на рис. 13. Если

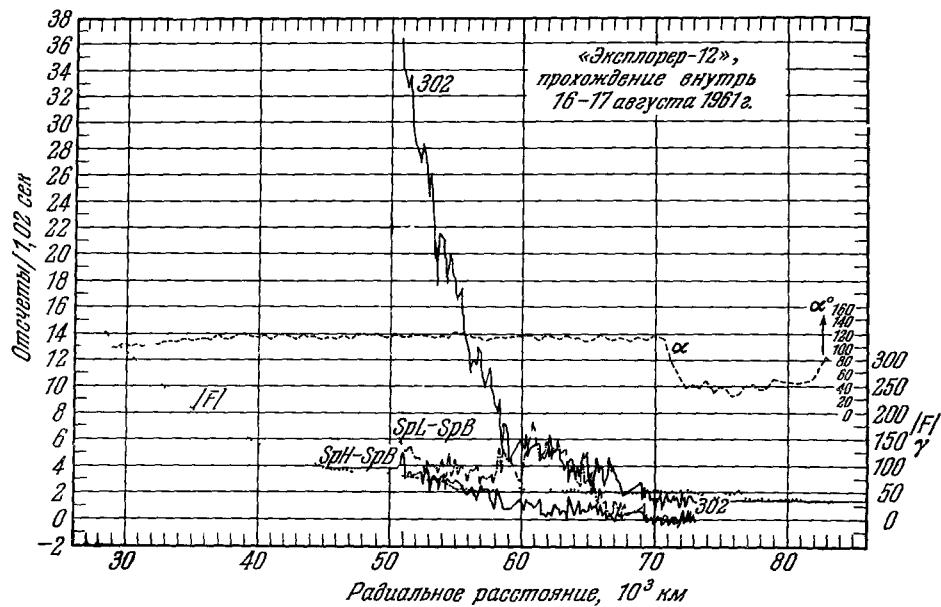


Рис. 12 Подробные кривые скорости отсчета детекторов спутника «Эксплорер-12», снятые 17 августа 1961 г. около наружной границы внешнего пояса. Показаны результаты магнетометра Кэхила. Видно, что электроны с энергией ~ 50 эВ захватываются на всем радиальном протяжении земного магнитного поля (из [32])

поток около границы является обтекающим, то радиальная протяженность магнитосферы наочной стороне зависит от поперечной компоненты скорости зарядов в плазме, которая в свою очередь зависит от температуры плазмы. Из-за конечной температуры плазмы магнитосфера должна замыкаться и наочной стороне Земли.

На дневной стороне Земли солнечный ветер «прижимает» силовые линии земного магнитного поля. Все линии магнитного поля, выходящие из земного магнитного диполя, проходят внутри магнитосферы, так что земное поле искажено и, вероятно, в грубом приближении выглядит так, как это показано на рис. 13. На дневной стороне Земли магнитное поле на границе магнитосферы и на уровне моря несколько сильнее, так как силовые линии земного поля «сжаты» солнечным ветром. (Можно получить

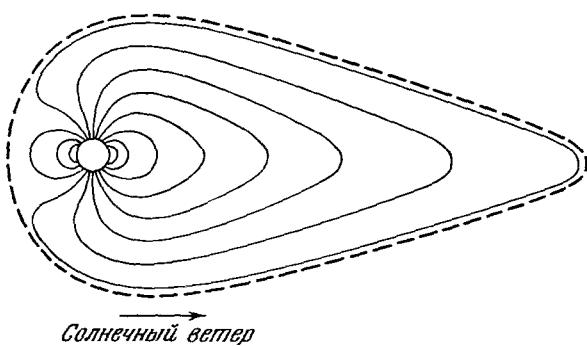


Рис. 13. Предполагаемое искажение магнитосферы из-за солнечного ветра. Пунктиром показана возможная граница магнитосферы

показано на рис. 13. На дневной стороне Земли магнитное поле на границе магнитосферы и на уровне моря несколько сильнее, так как силовые линии земного поля «сжаты» солнечным ветром. (Можно получить

магнитные силовые линии, показанные на рис. 13, как суперпозицию магнитного поля земного диполя и магнитного поля электрического тока, обтекающего границы магнитосферы.) Пользуясь правилом винта, читатель может проверить, что магнитное поле электрического тока на рис. 11 направлено так, что оно увеличивает магнитное поле на границе магнитосферы (на дневной стороне Земли) и на уровне моря. Келлог²⁵ рассмотрел бесстолкновительный сверхзвуковой поток солнечной плазмы (солнечного ветра) около магнитосферы, действующей как препятствие для корпускулярного потока. Согласно Келлогу, из-за такого препятствия должен существовать ударный фронт на расстоянии в несколько земных радиусов вне границы магнитосферы на солнечной ее стороне. Область между ударным фронтом и границей магнитосферы названа переходной областью. Фримен²⁴ сообщил о существовании в переходной области постоянного слоя электронов (с энергией в несколько кэв), расположенного вне магнитосферы на расстоянии 2 или 3 земных радиусов от ее границы. Полный поток энергии составляет величину порядка нескольких десятых эрга на 1 см^2 за секунду на стерadian.

7. Наружные границы внешнего радиационного пояса

На рис. 12 показаны результаты измерений Кэхила¹⁷, выполненные с помощью магнитометра на спутнике («Эксплорер-12») 17 августа при его прохождении внутрь. Величина магнитного поля обозначена через $|F|$, α — угол между осью вращения спутника и направлением магнитного поля вблизи спутника. Легко видеть, что для $R > 72000 \text{ км}$ угол α равен приблизительно 40° . В момент достижения спутником расстояния в 70000 км угол α изменился и стал $\sim 115^\circ$, оставаясь в дальнейшем почти постоянным. В этой области спутник пересек границу магнитосферы *). На рис. 12 показаны также скорости счета $\text{SpL} - \text{SpB}$, $\text{SpH} - \text{SpB}$ и гейгеровского счетчика 302. В этом случае на графике для ординаты принята линейная, а не логарифмическая шкала. Из рисунка видно, что скорость отсчетов $\text{SpL} - \text{SpB}$ и гейгеровского счетчика 302 значительно увеличилась на радиальном расстоянии $\sim 69000 \text{ км}$, т. е. в пределах $\sim 1500 \text{ км}$ между геомагнитным полем и межпланетным полем. Отсюда следует, что электроны с энергией $\sim 50 \text{ кэв}$ полностью захвачены на всем радиальном протяжении земного магнитного поля.

В период с 11 по 13 сентября 1961 г. наблюдалась значительная солнечная активность и интенсивность солнечной плазмы была значительно выше, чем в спокойном солнечном ветре. Результаты прохождения внутрь 13 сентября показаны на рис. 14. Кэхил¹⁷ наблюдал скачок магнитного поля $> 50 \gamma$ на расстоянии $\sim 52000 \text{ км}$ ($\gamma = 10^{-5} \text{ гс}$). Результаты счетчика на CdS показывают, что интенсивность плазмы между 52000 и 70000 км достигала $\sim 20 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек} \cdot \text{стэр}$. После скачка величины $|F|$ геомагнитное поле сменилось, и, как видно из рис. 14, немедленно начался полный захват электронов с энергией $\sim 50 \text{ кэв}$. Здесь же отмечен и сильный максимум в скорости счета $\text{SpL} - \text{SpB}$. На следующий день Кэхил¹⁷ наблюдал смещение наружной границы геомагнитного поля на расстояние $\sim 5000 \text{ км}$. Сильный максимум в скорости счета SpL еще присутствовал, но он сместился вместе с земным магнитным полем. Эти результаты показывают, что электроны с энергией $\sim 50 \text{ кэв}$, как правило, захватываются на всем радиальном протяжении земного магнитного поля. Как только начинается захват, резко увеличивается скорость счета. Напри-

*) В настоящее время эта область получила название магнитонаузы.

мер, с помощью спутника «Эксплорер-14» Франк, Ван-Аллен, Велни и Крейвен²³ нашли, что скорость отсчета детекторов, чувствительных ко

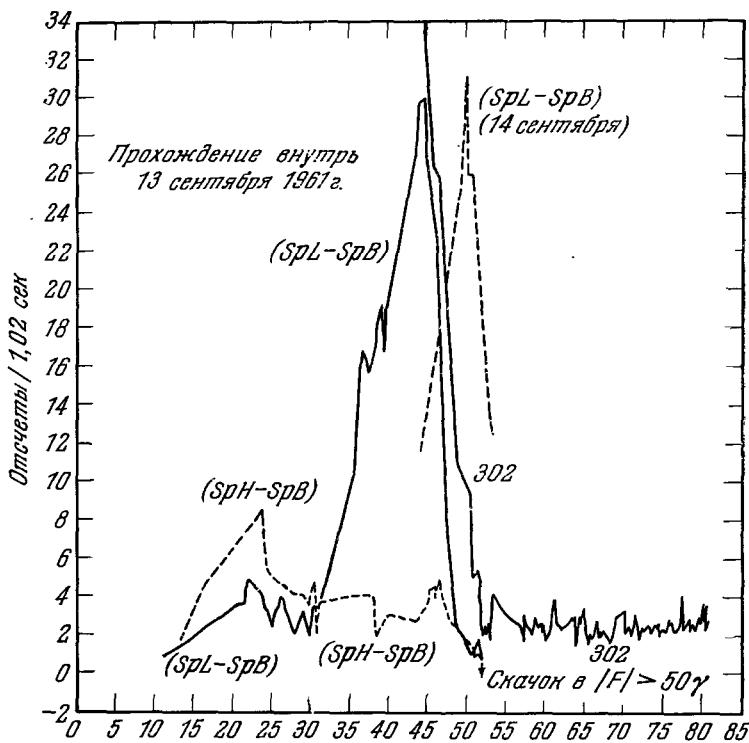


Рис. 14. Подробные кривые скорости счета около наружной границы внешней зоны 13 сентября 1961 г.

Кэхил наблюдал скачок в величине магнитного поля при 52 000 км. Регистрация захваченных электронов с энергией ~ 50 кэв началась сразу же после прохождения скачка магнитного поля (из 32).

всем электронам с энергиами > 40 кэв, увеличилась скачком в 500 раз, когда спутник вошел в область захвата, двигаясь из апогея.

8. Время жизни частиц во внешнем радиационном поясе

Одно время считали, что во внешней радиационной зоне есть $\sim 10^{12}$ электронов с энергией < 100 кэв. Думали также, что внешняя зона является возможным источником частиц, создающих северное сияние. После измерений²⁹ стало ясно, что это не так. Действительно, даже если все электроны внешней радиационной зоны проникнут в атмосферу, они дадут сияние, длящееся всего лишь около полусаса.

Измерения О'Брайена на низковысотном спутнике «Инджун-1» с высотой апогея 1010 км, высотой перигея 890 км и периодом 104 мин показали, что электроны непрерывно проникают в земную атмосферу в таком количестве, что если бы не было непрерывного источника электронов во внешнем поясе, все его электроны исчезли бы через день. С помощью спутника «Эксплорер-12» наблюдали изменения интенсивности электронов с энергией < 100 кэв примерно в 50 раз в течение 24 часов. С другой стороны,

в атмосферу из космоса попадает небольшое число протонов. По-видимому, они рождаются на малых широтах.

Альбедо нейтронного источника достигает значения $\sim 10^8$, и этого слишком мало для объяснения интенсивности электронов во внешней зоне. Кроме эффекта, связанного с непосредственным облучением (солнечным светом), достаточную энергию может поставлять только солнечный ветер, и он является наиболее вероятным источником энергии электронов, захваченных внешней зоной. Еще неясно, каким образом заряженные частицы могут пересекать силовые линии магнитного поля, попадая из солнечного ветра в области захвата вблизи Земли. Возможно, заряженные частицы дрейфуют под действием электрических полей. Из рис. 11 видно, что в геомагнитной экваториальной плоскости положительно заряженные частицы солнечного ветра отклоняются к востоку, а отрицательно заряженные частицы смещаются к западу. Это разделение зарядов создает электрическое поле в магнитосфере, которое может вызвать дрейф заряженных частиц к областям захвата. Эксфорд и Хайнс¹⁶ заметили, что возможны эффекты, связанные с взаимным вращением Земли и магнитосферы и с вязким взаимодействием заряженных частиц и солнечного ветра. Оба эти эффекта могут привести к диффузии заряженных частиц. Однако пока нет удовлетворительной теории, объясняющей механизм ускорения захваченных частиц до наблюдаемых значений энергии.

9. Магнитные бури

Сильные магнитные бури наблюдаются чаще всего через несколько дней после появления солнечных вспышек. 30 сентября 1961 г. произошла магнитная буря, и мы выбрали ее для того, чтобы показать, что случается при магнитных буриях. На рис. 15 приведены показания гейгеровского счетчика 302 и счетчика SpB спутника «Эксплорер-12» (он был в это время за пределами магнитосферы) в момент, предшествующий буре. 28 сентября 1961 г. появилась группа из трех солнечных вспышек. В 22.02 по Гринвичу она была замечена оптически, а в 22.50 по Гринвичу наблюдалось увеличение скорости счета детекторов (Ван-Аллен, Россер и Велли³⁵). Увеличение скорости счета гейгеровского счетчика 302 и SpB было вызвано протонами с энергией > 23 и 40 Мэв соответственно. Время задержки между началом вспышки и появлением первых солнечных протонов, возможно, определяет транзитное время протонов, выброшенных во время солнечных вспышек. Интенсивность солнечных протонов после начального роста спадала примерно экспоненциально и за 7,5 часа уменьшилась вдвое. 30 сентября скорость отсчета гейгеровского счетчика 302 и SpB снова увеличилась. Протонные детекторы низковольтного спутника «Инджен-1» отметили сильный рост интенсивности протонов в интервале энергий от 1,5 до 15 Мэв за период от 20.00 по Гринвичу 30 сентября до 03.00 по Гринвичу 1 октября 1961 г. Особенностью этого изменения была корреляция по времени с начальной фазой сильной магнитной бури, внезапное появление которой было отмечено на уровне моря в 21.08 по Гринвичу 30 сентября. Магнитная буря была следствием прихода на Землю избыточной солнечной плазмы, движущейся со скоростью $\sim 10^4$ км/сек. (Солнечные протоны, наблюдавшиеся 28 сентября, двигались со скоростью $\sim 10^5$ км/сек.) Рост интенсивности протонов с энергией > 23 Мэв непосредственно перед и в течение магнитной бури (второй максимум на рис. 15), возможно, вызван протонами, захваченными магнитным полем солнечной плазмы.

В модели Чепмена — Ферраро¹⁹ солнечная плазма создает ударную волну. Плазма в области за ударной волной, известная как «толкающий»

газ, по-видимому, сильно турбулентна. Когда ударная волна сталкивается с магнитосферой, магнитосфера сжимается. Это сжатие магнитосферы приводит к усилению магнитного поля на уровне моря. Внезапное усиление магнитного поля на уровне моря и является резким началом магнитной бури. Магнитное поле на уровне моря увеличивается не моментально,

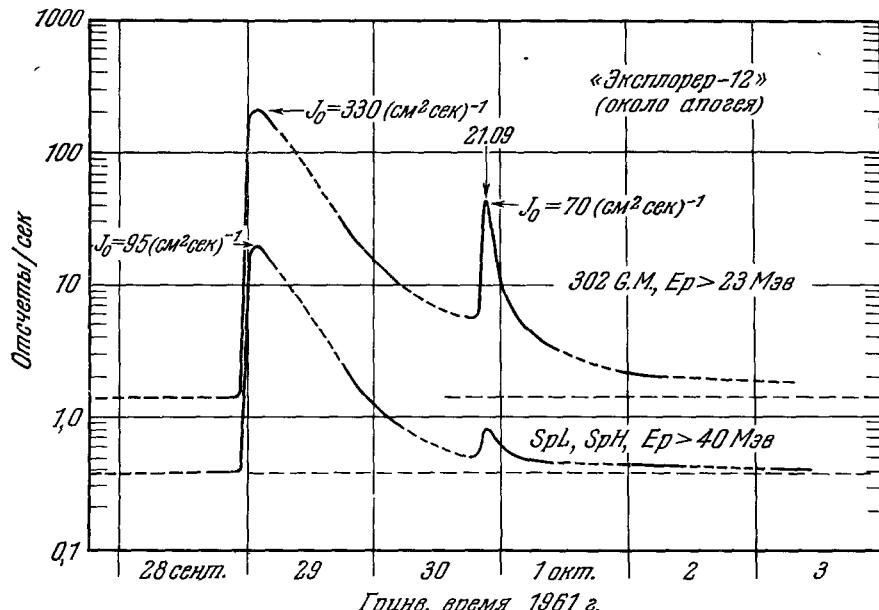


Рис. 15. Скорости счета гейгеровского счетчика 302 и SpB на спутнике «Эксплорер-12» в период с 28 сентября по 3 октября 1961 г., когда спутник был за пределами магнитосферы.

Пунктиром показаны те периоды, когда спутник был внутри радиационных полос. Увеличение скорости счета 28 сентября последовало за появлением группы трех солнечных вспышек. Начало второго максимума 30 сентября предшествовало магнитной буре, внезапное появление которой на уровне моря было отмечено в 21.09 по Гринвичскому времени 30 сентября.

потому что магнитосфера не вакуум и изменения ее магнитного поля должны переноситься гидродинамическими волнами. Эффект изменения границ магнитосферы сказывается на уровне моря через 8 минут. Период нарастания магнитного поля на уровне моря известен как начальная фаза магнитной бури.

На рис. 16 показаны результаты прохождения внутрь спутника «Эксплорер-12», полученные 1 октября 1963 г. Когда спутник двигался к апогею, внезапно началась солнечная вспышка в 21.08 по Гринвичу 30 сентября. В это время счетчики были испорчены светом и давали некоторое время завышенные показания. Они вернулись к нормальному режиму работы в 02.00 по Гринвичу 1 октября. Из рис. 16 видно, что перед тем, как спутник вошел во внешнюю радиационную зону, счетчики полной энергии на CdS (обозначенные через Cd S-TE) показывали сильные и резкие флуктуации порядка 4 или 5 отсчетов/сек. Вариации в скорости счета CdS-TE были обусловлены присутствием сильно турбулентной солнечной плазмы. Именно этого можно было бы ожидать от «толкающего» газа, который, по-видимому, поддерживает ударную волну, дающую начало магнитной бури. Интенсивность солнечной плазмы достигала ~ 25 эрг/см² сек·стер. Эту величину можно сравнить со спокойным солнечным ветром, который обычно порядка 0,25 эрг/см² сек. По-видимому, энергия плазмы была обвязана в основном электронам с энергией порядка

1 кэв. Тurbулентная солнечная плазма наблюдалась в течение примерно 12 часов после резкого начала.

Из рис. 16 видно, что скорость отсчета гейгеровского счетчика 302 и счетчиков SpL и SpH увеличилась при $R \sim 61000$ км, что свидетельствовало о входе спутника во внешнюю радиационную зону в этой области. Кэхил¹⁷ наблюдал скачок в направлении магнитного поля при $R = 64000$ км, т. е. в этой точке спутник пересек границу магнитосферы. Скорость отсчета SpL достигала величины 10 отсчетов/сек, что является типичным для наружного края внешней зоны. Затем внезапно при $R \sim 57300$ км скорость отсчета гейгеровского счетчика 302, счетчиков SpL и SpH снизилась почти моментально до того значения, которое типично для апогея. Кэхил нашел, что на этом же радиальном расстоянии

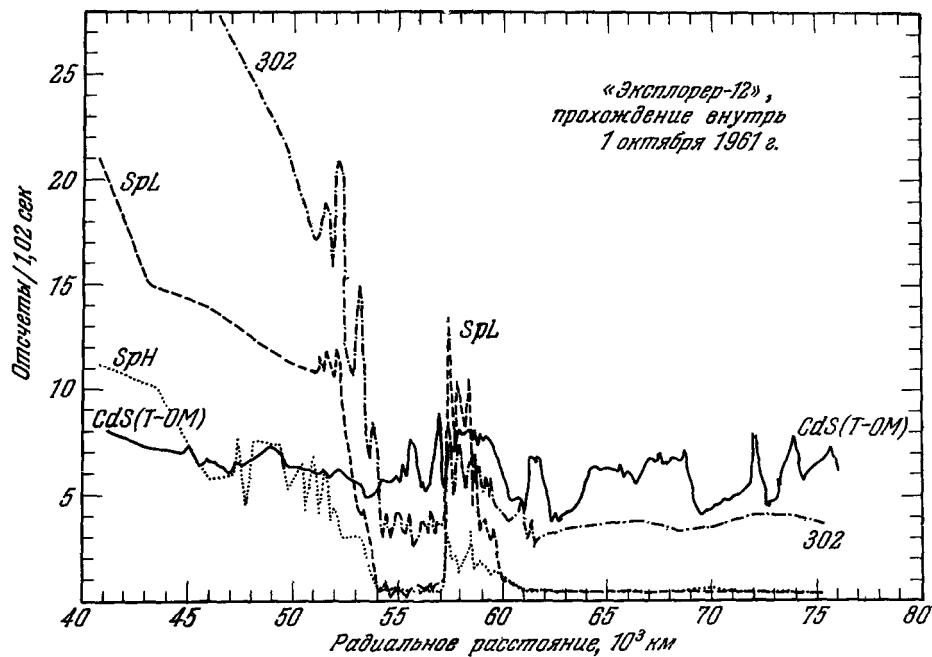


Рис. 16. Результаты измерений спутника «Эксплорер-12» для прохождения внутрь, снятые 1 октября 1961 г.

В апогее скорость счета Cd S-TE флюкутируала, что указывает на присутствие турбулентной солнечной плазмы (из 30, 31).

резко изменилось и направление магнитного поля. Затем он наблюдал следующее изменение направления магнитного поля при $R = 55000$ км, и на меньших радиальных расстояниях направление магнитного поля уже соответствовало земному полю. Сразу же после этого начался рост скорости отсчета гейгеровского счетчика 302, SpL и SpH. Кэхил¹⁷ и Россер^{30, 31} предположили, что спутник вошел в магнитосферу при 64000 км, затем магнитосфера сжалась из-за изменения интенсивности солнечной плазмы и границы магнитосферы прошли мимо спутника. Спутник снова вошел в магнитосферу при 55000 км. Эти результаты и результаты Мэллума и О'Брайена²⁷ показывают, что магнитосфера сжимается и расширяется во время магнитной бури в пределах нескольких земных радиусов.

Наибольшее влияние магнитной бури 30 сентября 1961 г. на захваченные частицы отметил гейгеровский счетчик 302. Это влияние в центре внешней зоны было обусловлено электронами с энергией $> 1,6$ Мэв. Ско-

рость отсчета гейгеровского счетчика 302 уменьшилась примерно в 1000 раз при $L = 4,5$ из-за ухода электронов с энергией $> 1,6 \text{ МэВ}$ или из-за их торможения до энергий ниже проникающего порога счетчика.

За начальной фазой магнитной бури, во время которой магнитное поле на уровне моря увеличивается, обычно следует основная фаза магнитной бури с уменьшением магнитного поля на уровне моря. Это уменьшение объясняют обычно появлением диамагнитного кольцевого тока на расстоянии в несколько земных радиусов. Результаты Дэвиса и Вильямсона²⁰ показали, что после бури интенсивность захваченных протонов в интервале энергий от 100 кэВ до 4,5 МэВ увеличилась в области 3—4,5 земного радиуса примерно в 3 раза. Дрейф этих протонов на запад и соответствующий этому круговой ток, по-видимому, и давали уменьшение магнитного поля на уровне моря. Керн²⁶ предположил, что протоны кругового тока ускоряются внутри магнитосферы повторяющимися гидродинамическими ударными волнами, связанными с турбулентной солнечной плазмой. Если диамагнитный круговой ток на расстояниях от 3 до 5 земных радиусов направлен так, что приводит к уменьшению магнитного поля на уровне моря, то он же должен давать увеличение магнитного поля на границе магнитосферы. Круговой ток поддерживается несколько дней. Когда солнечный ветер возвращается к своему значению спокойного периода, диамагнитный круговой ток выталкивается границами магнитосферы из-за увеличения магнитного поля на границе магнитосферы. Действительно, 1 октября 1961 г. граница магнитосферы на дневной стороне Земли была отодвинута от своей нормальной величины в 10 земных радиусов на расстояние ≥ 13 земных радиусов.

Все магнитные бури не похожи друг на друга. Мы описали подробно лишь одну бурю, чтобы показать, какие явления могут при этом происходить. Можно предположить, что типичная сильная магнитная буря вызывается появлением избыточной солнечной плазмы, которая вызывает сокращение магнитосферы. Это сокращение приводит к увеличению магнитного поля на уровне моря во время начальной фазы, длящейся несколько часов. В этот период граница магнитосферы может осциллировать в обе стороны в пределах нескольких земных радиусов. В это же время появляется круговой ток, ведущий к уменьшению магнитного поля на уровне моря в период основной фазы магнитной бури, которая продолжается несколько дней. Во время последнего периода магнитосфера может расширяться. Существует много других замечательных явлений, связанных с магнитными бурями, но мы не касались их. Очень часто магнитные бури сопровождаются сильными северными сияниями, во время сильных бурь сияния могут распространяться и на низкие широты. Существует также связь магнитных бурь с радиосвязью из-за ионосферных изменений.

ПРИЛОЖЕНИЕ СОХРАНЕНИЕ МАГНИТНОГО МОМЕНТА (приближенное нерелятивистское доказательство)

В § 2 было показано, что магнитный момент заряженной частицы определяется выражением

$$\mu = \frac{mu_{\perp}^2}{2B} = \frac{p_{\perp}}{2Bm} \left(= \frac{T_{\perp}}{B} \text{, если } u \ll c \right). \quad (\text{II},1)$$

Все величины определены в § 2. Ларморовский радиус

$$q = \frac{mu_{\perp}}{qB} = \frac{p_{\perp}}{qB}. \quad (\text{II},2)$$

Рассмотрим заряженную частицу, входящую в область нарастания магнитного поля, т. е. в область пространства, где магнитные силовые линии сходятся, как показано на рис. 3. Введем цилиндрические координаты z, r, θ так, чтобы направляющий центр вращения частицы был расположен вдоль оси z . Предположим, что магнитное поле обладает вращательной симметрией вокруг оси z , так что $B_\theta = 0$. Так как $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_r) + \frac{\partial B_r}{\partial z} = 0. \quad (\Pi,3)$$

В приближении Альвена предполагается, что изменение B в пределах ларморовского радиуса мало, так что величина $\partial B / \partial z$ почти постоянна в пределах радиуса вращения. Если B в первом приближении параллельно оси z , то $\partial B_z / \partial z$ приближенно равно $\partial B / \partial z$. При $r = q$ (ларморовскому радиусу) мы получим, интегрируя (П,3),

$$B_r = -\frac{1}{2} q \frac{\partial B}{\partial z}. \quad (\Pi,4)$$

Для движения в магнитном поле $\mathbf{F} = q[\mathbf{u}, \mathbf{B}]$ и, поскольку $B_\theta = 0$,

$$F_z = \frac{mdu_3}{dt} = q(u_r B_\theta - u_\theta B_r) = -qu_\theta B_r = qu_\perp B_r,$$

где u_\perp — компонента скорости частицы, перпендикулярная к \mathbf{B} . Подставляя B_r из уравнения (П,4), получим

$$\frac{mdu_z}{dt} = -\frac{1}{2} qu_\perp q \frac{\partial B}{\partial z}.$$

В то же время, подставляя q из (П,4), получим

$$\frac{1}{2} qu_\perp = \frac{1}{2} q \frac{mu_\perp}{qB} u_\perp = \mu.$$

Следовательно,

$$\frac{mdu_z}{dt} = -\mu \frac{\partial B}{\partial z}.$$

Умножая обе части на $u_z = \partial z / \partial t$, получим

$$mu_z \frac{du_z}{dt} = -\mu \frac{\partial B}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} = -\mu \frac{\partial B}{\partial t}$$

или

$$\frac{d}{dt^2} \left(\frac{1}{2} mu_z^2 \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} mu_\parallel^2 \right) = -\mu \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (\Pi,5)$$

Величина dB/dt определяет скорость изменения B со временем, измеряемым вдоль пути частицы. Величина B в любой точке пространства предполагается постоянной по времени. Из-за движения заряженная частица входит в область нарастания B , так что величина B в точке расположения частицы меняется со временем.

Далее, в стационарном по времени магнитном поле скорость частицы и ее кинетическая энергия остаются постоянными, т. е.

$$T = T_\parallel + T_\perp = \text{const.}$$

Следовательно,

$$\frac{dT_\parallel}{dt} = -\frac{dT_\perp}{dt}.$$

Но из уравнения (П,1) $\mu = T_\perp / B$ и

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} mu_\parallel^2 \right) = -\frac{d}{dt} (\mu B),$$

так что

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} mu_\parallel^2 \right) = -\mu \frac{dB}{dt} - B \frac{d\mu}{dt}. \quad (\Pi,6)$$

Сравнивая уравнения (П,5) и (П,6), мы видим, что $d\mu/dt = 0$ и μ должно быть константой.

Поток через орбиту заряженной частицы на рис. 3 примерно равен

$$\Phi = B_z \pi Q^2 = \pi B_z \frac{m^2 u_{\perp}^2}{q^2 B_z^2} = \frac{2\pi m}{q^2} \mu$$

Поскольку μ — константа, Φ — также константа и вращающаяся частица вынуждена двигаться вдоль поверхности потоковой трубы, как показано на рис. 3.

Пока мы предполагали, что изменения B в пределах ларморовского радиуса пре-небрежимо малы. Это условие обычно записывают в виде

$$q \left| \frac{\text{grad} \mathbf{B}}{B} \right| \ll 1. \quad (\text{П.7})$$

Рассмотрим теперь, как меняется μ , если B меняется со временем. Будем предполагать, что \mathbf{B} всюду однородно в пространстве, но величина B меняется со временем. Это означает, что величина dB/dt параллельна \mathbf{B} . Переменное магнитное поле создает электрическое поле согласно уравнению

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (\text{П.8})$$

Это электрическое поле ускоряет заряженную частицу. Наведенная э. д. с. равна скорости изменения потока, так что, интегрируя уравнение (П.8), получим

$$\text{э. д. с.} = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \frac{d}{dt} \int \mathbf{B} \cdot ds. \quad (\text{П.9})$$

В равенстве (П.9) $d\mathbf{l}$ — элемент длины, измеряемой вдоль пути вращающейся частицы, ds — элемент площади внутри петли. Так как изменения B за время одного оборота предполагаются малыми (в первом приближении), (П.9) принимает вид

$$\text{э. д. с.} = - \frac{d}{dt} (Q \mu^2 B).$$

Э. д. с. производит работу, причем мощность равна произведению э. д. с. и эффективного тока. Согласно уравнению (2) (§ 2) эффективный ток равен $qu/(2\pi Q)$. Поскольку омических потерь нет, вся работа, произведенная наведенной э. д. с., должна пойти на увеличение компоненты кинетической энергии вращения частицы в направлении, параллельном \mathbf{E} , которая, согласно уравнению (П.8), перпендикулярна к \mathbf{B} , так как $\partial \mathbf{B} / \partial t$ и \mathbf{B} предполагаются в нашем случае параллельными.

Приравнивая скорость прироста кинетической энергии произведению э. д. с. и тока, получаем

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m u_{\perp}^2 \right) = \text{э. д. с.} \times \frac{qu_{\perp}}{2\pi Q} = \frac{qu_{\perp}}{2\pi Q} \pi Q^2 \frac{dB}{dt} = \mu \frac{dB}{dt}.$$

Таким образом,

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m u_{\perp}^2 \right) = \mu \frac{dB}{dt}. \quad (\text{П.10})$$

Но из уравнения (П.10) следует

$$\mu = \frac{T_{\perp}}{B} \text{ или } T_{\perp} = \mu B,$$

так что

$$\frac{d}{dt} (T_{\perp}) = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m u_{\perp}^2 \right) = \frac{d}{dt} (\mu B) = \mu \frac{dB}{dt} + B \frac{d\mu}{dt}. \quad (\text{П.11})$$

Сравнивая (П.10) и (П.11), получаем, что если однородное магнитное поле медленно меняется со временем, то $d\mu/dt = 0$. Следовательно, магнитный момент вращающейся частицы опять остается постоянным. Это справедливо только в том случае, когда поле меняется медленно. Если все изменение B происходит в тот момент, когда электрон движется по малой дуге окружности, оценка $\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}$ становится бессмысленной и вы-пеприведенное доказательство не проходит. Это ограничение обычно записывают в виде

$$\frac{1}{Bv} \left| \frac{\partial B}{\partial t} \right| \ll 1, \quad (\text{П.12})$$

де v — ларморовская частота. Условие (П.12) требует, чтобы изменение B за один лар-моровский период было малым. Если величина B в точке меняется, то меняются T_{\perp}

и полная скорость заряженной частицы. Примером такого изменения может служить ускорение в бетатроне. Уравнения (II,7) и (II,12) являются условиями, при которых сохраняется μ . Теория, изложенная выше, находит широкое применение в термоядерных исследованиях, где магнитные зеркала используются для удержания высокотемпературной плазмы.

Для захваченных частиц существуют и два других адиабатических инварианта в дополнение к сохраняющейся величине μ . Вторым инвариантом является

$$J = \int_M^{M^*} p_{||} dl,$$

где $p_{||}$ — компонента импульса захваченной частицы, параллельная локальному магнитному полю. Интеграл вычисляется в пределах между двумя зеркальными точками M и M^* вдоль магнитной силовой линии, которая действует, как направляющий центр. Если захваченная частица подвержена продольному дрейфу в земном магнитном поле и если μ и I остаются постоянными, то частица дрейфует так, что в конце концов она возвращается на ту же самую силовую линию, с которой начинается движение. Это подтверждает наше предположение в § 2 о дрейфе захваченной частицы по магнитной оболочке.

Третьим инвариантом является поток 7 . Следствие третьего инварианта обнаруживается при медленных изменениях магнитного поля Земли, когда силовые линии движутся радиально внутрь или наружу. В этом случае захваченные частицы следуют за движением магнитных силовых линий.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Альфвейн, Космическая электродинамика, М., ИЛ, 1952.
2. A. C. Durney, H. Elliott, R. J. Hynds and J. T. Quenby, *Nature* **195**, 1245 (1962).
3. L. A. Frank and J. A. Van Allen, *J. Geophys. Res.* **68**, 1203 (1963).
4. J. Freeman, *J. Geophys. Res.* **67**, 921 (1962).
5. W. N. Hess, *J. Geophys. Res.* **67**, 4886 (1962).
6. C. E. McIlwain, *J. Geophys. Res.* **66**, 3681 (1961).
7. J. G. Northup and E. Tellier, *Phys. Rev.* **117**, 215 (1960).
8. B. J. O'Brien, C. D. Laughlin and J. A. Van Allen, *Nature* **195**, 939 (1962).
9. B. J. O'Brien, J. A. Van Allen, C. D. Laughlin and L. A. Frank, *J. Geophys. Res.* **67**, 397 (1962).
10. G. Pizzella, C. E. McIlwain and J. A. Van Allen, *J. Geophys. Res.* **67**, a) 1253, б) 4888 (1962).
11. J. A. Van Allen, I. G. Y. Satellite, Report No. 13, 1958.
12. J. A. Van Allen, *Trans. Intern. Astr. Union* **B11**, 99 (1962).
13. J. A. Van Allen and L. A. Frank, *Nature* **183**, 430 (1959).
14. J. A. Van Allen, L. A. Frank and B. J. O'Brien, *J. Geophys. Res.* **68**, 619 (1963).
15. J. A. Van Allen, C. E. McIlwain and G. H. Ludwig, *J. Geophys. Res.* **64**, 271 (1959).
16. W. I. Axford and C. O. Hines, *Canad. J. Phys.* **39**, 1322 (1961).
17. L. Cahill, Washington Meeting of the A. G. U., Report, April 1962 (частное сообщение).
18. L. Cahill and P. J. Amazeen, *J. Geophys. Res.* **68**, 1835 (1963).
19. S. Chapman and V. C. A. Ferraro, *J. Terr. Magn. and Atmos. Electr.* **36**, 77, 171 (1931).
20. L. J. Davis and J. M. Williamson, Low Energy Trapped Protons, II International Space Sciences Symposium and COSPAR Plenary Meeting in Washington, D. C., 1962.
21. C. Y. Fan, P. Meyer and J. A. Simpson, *J. Geophys. Res.* **66**, 260 (1961).
22. L. A. Frank, J. A. Van Allen and E. Macagno, *J. Geophys. Res.* **68**, 3543 (1963).
23. L. A. Frank, J. A. Van Allen, W. A. Whelpey and J. D. Crevan, *J. Geophys. Res.* **68**, 1573 (1963).
24. J. W. Freeman, State University of Iowa, Report, 63—20 (1963).
25. P. J. Kellogg, *J. Geophys. Res.* **67**, 3805 (1962).
26. J. W. Kerr, *J. Geophys. Res.* **67**, 3737 (1962).

27. B. M e c h l u m and B. J. O'B r i e n, J. Geophys. Res. 68, 997 (1963).
28. B. J. O'B r i e n, J. Geophys. Res. 67, 3687 (1962).
29. B. J. O'B r i e n, J. A. V a n A l l e n, C. D. L a u g h l i n and L. A. F r a n k, J. Geophys. Res. 67, 397 (1962).
30. W. G. V. R o s s e r, J. Geophys. Res. 68, 3131 (1963).
31. W. G. V. R o s s e r, Contemp. Phys. 5, 198 (1963).
32. W. G. V. R o s s e r, B. J. O'B r i e n, J. A. V a n A l l e n, L. A. F r a n k and C. D. L a u g h l i n, J. Geophys. Res. 67, 4533 (1962).
33. J. A. V a n A l l e n, частное сообщение (1962).
34. J. A. V a n A l l e n and L. A. F r a n k, Nature 183, 430 (1959).
35. J. A. V a n A l l e n, W. G. V. R o s s e r and W. A. W h e l p e r y, J. Geophys. Res. 67, 3606 (1962).

ДОПОЛНЕНИЕ К СТАТЬЕ У. РОССЕРА «РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА ЗЕМЛИ»

Статья У. Россера посвящена обзору различных свойств недавно открытых радиационных поясов Земли. К настоящему времени накоплен очень большой экспериментальный материал о радиационных поясах Земли, большое число теоретических работ рассматривает различные вопросы их природы. О важности проблемы и интенсивности исследований радиационных поясов Земли можно судить хотя бы по тому факту, что к настоящему времени в СССР и США запущено уже более 50 искусственных спутников, предназначенных, по крайней мере частично, для изучения радиационных поясов Земли и связанных с ними явлений.

Предлагаемый обзор У. Россера является одним из немногих, если не единственным, обзором, посвященным качественному описанию такого сложного явления природы как радиационные пояса Земли.

В обзоре автор подробно рассматривает динамику движения захваченных в магнитную ловушку частиц, популярно объясняя основные закономерности этого движения, и кратко описывает эксперименты по искусственному инъектированию электронов в магнитное поле Земли, позволившее проверить теоретические представления о движении захваченных частиц.

В дальнейших разделах автор обзора дает основные сведения о внутреннем и внешнем радиационных поясах Земли, о магнитосфере Земли и магнитных буриях.

Несомненно, что предлагаемый обзор по радиационным поясам представит интерес для широкого круга читателей, не являющихся специалистами в этом вопросе.

Вместе с тем исторический обзор открытия и исследования радиационных поясов Земли, данный в статье У. Россера, страдает рядом недостатков. В частности, автор совершенно не касается работ советских исследователей околоземного космического пространства, что приводит автора к искажению истории открытия и первых исследований радиационных поясов.

Предлагаемое послесловие имеет целью частично восполнить пробелы обзора У. Россера. Ниже будет дана действительная история открытия и первых исследований радиационных поясов Земли и приведен список работ советских ученых, занимавшихся изучением радиационных поясов Земли.

Впервые частицы радиационных поясов Земли регистрировались при полете второго советского искусственного спутника Земли в ноябре 1957 г. В одном из полетов, проходившем в условиях слабого геомагнитного возмущения, установленные на борту спутника счетчики Гейгера зарегистрировали возрастание интенсивности излучения. Этих данных было недостаточно для вывода о наличии вокруг Земли постоянно существующей зоны радиации, и зарегистрированный эффект был интерпретирован как малая вспышка космического излучения. Более поздний анализ этого явления показал, что увеличение скорости счета счетчика Гейгера было вызвано высыпанием электронов из внешнего радиационного пояса Земли.

После второго искусственного спутника Земли 1 февраля и 23 марта 1958 г. на орбиты были выведены два американских спутника «Эксплорер-1» и «Эксплорер-3», которые обнаружили постоянно существующую область высокой радиации в экваториальных широтах. Авторы этих работ также еще не видят того, что зарегистрированное ими излучение есть не что иное, как захваченные магнитным полем частицы радиационных поясов (см. Дж. А. Ван-Ллени, Дж. Х. Льюдинг, Э. К. Рей и К. Е. Мак-Клэйни, Наблюдение радиации высокой интенсивности с помощью спутников 1958^а и 1958^у, Jet Propulsion 28 (9), 588 (1958). Есть перевод в сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», М., ИЛ, 1962).

Полученные в результате этих полетов данные об областях повышенной радиации в экваториальных районах в дальнейшем стали рассматриваться как факт открытия внутреннего радиационного пояса Земли. Однако траектории полета спутников «Эксплорер-1» и «Эксплорер-3» не простирались севернее и южнее 33° широты, поэтому

с помощью этих спутников нельзя было определить границы зоны радиации высокой интенсивности.

15 мая 1958 г. был запущен третий советский искусственный спутник Земли, орбита которого, в отличие от американских спутников, имела угол наклона к плоскости экватора, равный 65° , что позволяло советскому спутнику исследовать излучение практически над всей поверхностью земного шара от 65° северной широты до 65° южной широты. Этот полет показал, что экваториальная зона интенсивности, открытая Бан-Алленом, ограничена со стороны высоких широт (приблизительно в районе $35-40^\circ$ для различных долгот), а на более высоких широтах расположена еще одна, полярная область повышенной интенсивности, получившая название внешнего радиационного пояса Земли.

Для исследования излучения на третьем искусственном спутнике был установлен сцинтилляционный счетчик, с помощью которого можно было судить не только о числе попавших в счетчик частиц, но и об их энергии. С помощью этой аппаратуры было показано, что две зоны радиации вблизи Земли имеют не только различное пространственное расположение, но также и различный состав частиц в них и что они имеют, по-видимому, различное происхождение.

Следующим спутником для исследования излучений был американский «Эксплорер-4», имевший на борту сцинтилляционный и газоразрядные счетчики. Затем радиационные пояса были пересечены космическими ракетами «Пионер-1», «Пионер-3», первой советской космической ракетой, «Пионер-4», второй и третьей советскими космическими ракетами. Эти полеты положили начало систематическому исследованию радиационных поясов Земли. К настоящему времени запущены различные искусственные спутники, предназначенные для длительных исследований радиационных поясов Земли. Одним из примеров таких американских спутников является используемый автором обзора У. Россером спутник «Эксплорер-12». В Советском Союзе примером таких спутников может служить система спутников «Электрон-1» и «Электрон-2», а также «Электрон-3» и «Электрон-4».

К сожалению, автор обзора рассматривает современное состояние проблемы радиационных поясов на примере данных, полученных в основном только при полете одного спутника «Эксплорер-12». В результате такого подхода в обзоре оказалось не рассмотренным ряд важных вопросов, относящихся к радиационным поясам. Так, автор не касается реального геометрического расположения внутреннего и внешнего поясов, опускания поясов на малые высоты в районе отрицательных магнитных аномалий, изменений геометрической формы и перемещения максимумов поясов при изменении геомагнитной обстановки, в частности при сильных магнитных бурях, изменения структуры поясов при изменении солнечной активности в процессе 11-летнего цикла, энергетических спектров частиц и ряда других вопросов.

Основной вопрос о природе внешнего радиационного пояса — механизм ускорения электронов, а также ряд других теоретических вопросов остались не рассмотренными, хотя по этим разделам имеются обширные исследования как советских, так и зарубежных авторов.

В приведенном ниже списке литературы читатель найдет ответы на эти вопросы.

Ю. И. Логачев

СПИСОК РАБОТ ПО РАДИАЦИОННЫМ ПОЯСАМ ЗЕМЛИ, ВЫПОЛНЕННЫХ В СССР

1. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, Ю. И. Логачев, А. Е. Чудаков, Измерение космического излучения на искусственном спутнике Земли, ДАН СССР **120** (6), 1231 (1958).
2. С. Н. Вернов, П. В. Вакулов, Е. В. Горчаков, Ю. И. Логачев, А. Е. Чудаков, Изучение мягкой компоненты космических лучей за пределами атмосферы, сб. «Искусственные спутники Земли» (ИСЗ), вып. 2, 61 (1958).
3. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов и Ю. И. Логачев, Изучение земного корпускулярного излучения и космических лучей при полете космической ракеты, ДАН СССР **125** (2), 304 (1959).
4. С. И. Долгинов и Н. В. Пущков, Результаты измерения магнитного поля Земли на космической ракете, ДАН СССР **129**, 77 (1959).
5. В. И. Красовский, И. С. Шкловский, Ю. И. Гальперин, Е. М. Светлицкий, Обнаружение в верхней атмосфере электронов с энергией около 10 кэВ на третьем спутнике, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, 1157 (1959).
6. В. И. Красовский, И. С. Шкловский, Ю. И. Гальперин, Е. М. Светлицкий, Обнаружение в верхней атмосфере с помощью третьего спутника электронов с энергией около 10 кэВ , ДАН СССР **127**, 78 (1959).

7. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, И. П. Иваненко, А. И. Лебединский, В. С. Мурзин и А. Е. Чудаков, Возможный механизм создания «земного корпускулярного излучения» под действием космических лучей, ДАН СССР **124**, 1022 (1959).
8. И. С. Шкловский, В. И. Красовский, Ю. И. Гальперин, О природе корпускул в верхней атмосфере, Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1799 (1959).
9. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов, Ю. И. Логачев и А. Г. Николаев, Измерение радиации при полете второй космической ракеты, ДАН СССР **130** (3), 517 (1960).
10. С. Ш. Долгинов, Е. Г. Ерошенко, Л. Н. Жузгов, Н. В. Пушков и Л. О. Тюрямина, Магнитные измерения на второй советской космической ракете, ИСЗ, вып. 5, 16 (1960).
11. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, Исследование космических лучей и земного корпускулярного излучения при полетах ракет и спутников, УФН **70**(4), 585 (1960).
12. К. И. Грингауз, В. Г. Курт, В. И. Мороз, И. С. Шкловский, Ионизированный газ и быстрые электроны в окрестностях Земли и в межпланетном пространстве, ДАН СССР **132**, 1062 (1960).
13. В. М. Вахтин и Г. А. Скуриди, Об одном возможном механизме захвата заряженных частиц в магнитное поле, ДАН СССР **135** (6), 1354 (1960).
14. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров, Р. Е. Рыбчинский, Изучение межпланетного ионизованного газа, энергичных электропов и корпускулярного излучения Солнца при помощи трехэлектродных ловушек заряженных частиц на второй советской космической ракете, ДАН СССР **131**, 1301 (1960).
15. С. И. Верпов, А. Е. Чудаков, А. И. Лебединский и И. П. Иваненко, Состав земного корпускулярного излучения и возможные механизмы его возникновения, Труды Международной конференции по космическим лучам, 1960, стр. 54.
16. К. И. Грингауз, В. Г. Курт, В. И. Мороз, И. С. Шкловский, Результаты наблюдений, полученных при помощи ловушек заряженных частиц, на советских космических ракетах до $R = 100\ 000$ км, Астрон. ж. **37**(4), 716 (1960).
17. Л. В. Курносова, Т. Н. Колобянин, В. И. Логачев, Л. А. Разоренов, И. А. Сироткин, М. И. Фрадкин, Обнаружение аномалий радиации над южной частью Атлантического океана на высотах 310—340 км, ИСЗ, вып. 8, 90 (1961).
18. Е. В. Горчаков, Расположение внутреннего радиационного пояса и магнитное поле Земли, ИСЗ, вып. 9, 62 (1961).
19. Е. В. Горчаков, Внешний радиационный пояс и полярные сияния, ИСЗ, вып. 9, 66 (1961).
20. В. Л. Гинзбург, Л. В. Курносова, В. И. Логачев, Л. А. Разоренов, И. А. Сироткин, М. И. Фрадкин, Исследование интенсивности заряженных частиц во время полетов 2-го и 3-го кораблей-спутников, ИСЗ, вып. 10, 22 (1961).
21. С. Н. Вернов, И. А. Савенко, П. И. Шаврин, В. Е. Нестеров, Н. Ф. Писаренко, Внешний радиационный пояс Земли на высоте 320 км, ИСЗ, вып. 10, 34 (1961).
22. С. Н. Верпов, И. А. Савенко, П. И. Шаврин, Н. Ф. Писаренко, Обнаружение внутреннего радиационного пояса на высоте 320 км в районе Южно-Атлантической магнитной аномалии, ИСЗ, вып. 10, 40 (1961).
23. Ю. И. Логачев, Определение спектра электронов внешнего радиационного пояса при полете второй космической ракеты (12 сентября 1959 г.), Геомагн. и аэрономия **1**(4), 30 (1961).
24. Е. В. Горчаков, М. В. Терновская, К вопросу об угловом и пространственном распределении частиц в радиационном поясе, Геомагн. и аэрономия **1**(6), 897 (1961).
25. И. П. Иваненко, В. П. Шабанский, Об ускорении частиц во внешнем радиационном поясе Земли, Геомагн. и аэрономия **1**(6), 888 (1961).
26. В. И. Красовский, И. С. Шкловский, Ю. И. Гальперин, Е. М. Светлицкий, Ю. М. Кушнир, Г. А. Бордовский, Обнаружение в верхней атмосфере электронов с энергией около 10 кэв, ИСЗ, вып. 6, 113 (1961).
27. Е. В. Горчаков, О пространственном расположении внешнего радиационного пояса Земли и зоны полярных сияний, ИСЗ, вып. 8, 81 (1961).
28. Б. А. Тверской, К теории кулоновского рассеяния быстрых электронов во внешней зоне радиации Земли, Геомагн. и аэрономия **1**(6), 902 (1961).

29. В. Н. Шабанский, К вопросу о нарушении аддабатического инварианта и ускорении частиц в магнитных полях и ударных волнах. Геомагн. и аэрономия **1** (4), 483 (1961).
30. Б. А. Тверской, О влиянии внешних дрейфовых токов на магнитогидродинамическое самовозбуждение магнитного поля Земли, ДАН СССР **138**, 348 (1961).
31. С. Н. Вернов, И. А. Савенков, И. И. Шаврин, В. Е. Нестеров и Н. Ф. Писаренко, Внешний радиационный пояс на высоте 320 км, ДАН СССР **140**, 787 (1961).
32. К. И. Гриингауз и С. М. Рытов, О связи между результатами измерений с помощью ловушек заряженных частиц на советских космических ракетах и измерений магнитного поля на американском спутнике «Эксплорер-VI» и ракете «Нионер-V», ДАН СССР **135**, 48 (1961).
33. И. А. Савенков, И. И. Шаврин, Н. Ф. Писаренко, Обнаружение мягкого корпскулярного излучения на высоте 320 км в приэкваториальных широтах, Геомагн. и аэрономия **1** (6), 875 (1961).
34. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, Н. В. Вакулов, Е. В. Горчаков, Ю. И. Логачев, Измерение излучений во внешнем радиационном поясе 12 февраля 1961 года при полете ракеты в сторону Венеры, Геомагн. и аэрономия **1** (6), 872 (1961).
35. Ю. Д. Калинин, Вековые геомагнитные вариации, неравномерности суточного вращения Земли и радиационные зоны Земли, Геомагн. и аэрономия **1** (5), 593 (1961).
36. Ш. Ш. Долгипов, Л. Н. Жуэзгов, Н. В. Пушков, Л. О. Тюрина, И. В. Фрязинов, Некоторые результаты измерения постоянного магнитного поля Земли с 3-го искусственного спутника Земли над территорией СССР, Геомагн. и аэрономия **2** (6), 1061 (1962).
37. С. И. Псаев, Географическое распределение полярных сияний и радиационные пояса Земли, Геомагн. и аэрономия **2** (4), 663 (1962).
38. К. И. Гриингауз, Некоторые результаты опытов, проведенных в межпланетном пространстве с помощью ловушек заряженных частиц на советских космических ракетах, ИСЗ, вып. 12, 119 (1962).
39. С. Н. Вернов, И. А. Савенков, П. И. Шаврин, В. Е. Нестеров, Н. Ф. Писаренко, Радиационные пояса на высотах 180—250 км, ИСЗ, вып. 13, 67 (1962).
40. И. А. Савенков, П. И. Шаврин, Н. Ф. Писаренко, Мягкое корпскулярное излучение на высоте 320 км и приэкваториальных широтах, ИСЗ, вып. 13, 75 (1962).
41. С. Н. Вернов, И. А. Савенков, П. И. Шаврин, В. Е. Нестеров, Н. Ф. Писаренко, Радиационные пояса Земли на высотах 180—250 км, Геомагн. и аэрономия **2** (1), 41 (1962).
42. В. Л. Гинзбург, Л. В. Курпосова, Г. А. Разоренов, М. И. Фрадкин, Некоторые исследования ядерной компоненты космических лучей и радиационных поясов Земли, проведенные на советских спутниках и ракетах, Геомагн. и аэрономия **2** (2), 193 (1962).
43. Н. В. Вакулов, С. Н. Вернов, Е. В. Горчаков, Ю. И. Логачев, В. Е. Нестеров, А. Г. Николаев, Н. Ф. Писаренко, И. А. Савенков, А. Е. Чудаков и П. И. Шаврин, Исследование излучений при полетах спутников, космических кораблей и ракет, Изв. АН СССР, сер. физ. **26** (6), 758 (1962).
44. В. Н. Цытович, Об ускорении частиц излучением при наличии среды, ДАН СССР **142**, 319 (1962).
45. В. И. Красовский и др., Некоторые новые результаты геофизических исследований при помощи спутников «Космос-3» и «Космос-5», Геомагн. и аэрономия **3** (3), 408 (1963).
46. Ю. С. Сигов, Б. А. Тверской, О структуре пограничного слоя между магнитным полем и плазменным потоком, Геомагн. и аэрономия **3** (1), 43 (1963).
47. В. Н. Цытович, Об ускорении электропов в радиационных поясах Земли, Геомагн. и аэрономия **3** (4), 416 (1963).
48. С. Н. Вернов, И. А. Савенков, И. В. Шаврин, Н. В. Тверская, О структуре радиационных поясов Земли на высоте 320 км, Геомагн. и аэрономия **3** (5), 812 (1963).
49. М. А. Гильзбург, Головная ударная волна переди Земли и ее влияние на радиационные пояса, Геомагн. и аэрономия, **3** (6), 1127 (1963).
50. А. Ф. Ковалевский, Характеристики движения заряженной частицы в геомагнитном поле, Геомагн. и аэрономия **3** (1), 50 (1963).
51. Ш. Ш. Долгипов, Н. В. Пушков, Исследование магнитного поля в космическом пространстве, Космические исследования **1** (1), 55 (1963).

52. Ю. И. Гальперин, В. И. Красовский, Н. В. Джорджио, Т. М. Мулярчик, А. Д. Болюнова, В. В. Темный, М. Я. Маров, Исследование верхней атмосферы при помощи спутников «Космос-3» и «Космос-5», Космич. исслед. 1 (1), 126 (1963).

53. В. Д. Плетнев, Г. А. Скуридин, Об адабатических инвариантах движения заряженной частицы в стационарном неоднородном магнитном поле, Космич. исслед. 1 (3), 387 (1963).

54. В. Д. Плетнев, О распределении плотности и интенсивности заряженных частиц без учета взаимодействия в стационарном геомагнитном поле, Космич. исслед. 1 (3), 403 (1963).

55. В. М. Вахнин, Г. А. Скуридин, П. Н. Швачунов, Движение заряженных частиц в поле магнитного диполя с учетом диссипации энергии, Космич. исслед. 1 (3), 414 (1963).

56. В. И. Красовский и др., Некоторые особенности геоактивных корпускул, Геомагн. и аэрономия 3 (3), 401 (1963).

57. В. Н. Цытович, Ускорение излучением и вопросы генерации быстрых частиц в космических условиях. I, Астрон. ж. 40 (4), 612 (1963).

58. А. А. Корчак, О возможности обнаружения и изучения радиационных поясов на больших расстояниях методами радиоастрономии, ДАН СССР 158, 499 (1963).

59. С. Н. Вернов, В. Е. Нестеров, И. А. Савенков, П. И. Шаврин, К. Н. Шарвина, Географическое распределение интенсивности радиации в районе Бразильской магнитной аномалии на высоте около 300 км, Космич. исслед. 2 (3), 485 (1964).

60. С. Н. Вернов, В. Е. Нестеров, Н. Ф. Писаренко, И. А. Савенков, О. И. Савун, П. И. Шаврин, К. Н. Шарвина, Исследование радиационных поясов Земли в районе Бразильской магнитной аномалии на высотах 235—345 км, Космич. исслед. 2 (3), 492 (1964).

61. В. П. Шабаинский, Гидромагнитная и термодинамическая картина магнитной бури, Космич. исслед. 2 (4), 595 (1964).

62. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов, Е. В. Горчаков, Ю. П. Логачев, Г. И. Любимов, А. Г. Николаев, Исследование излучений при полете межпланетных автоматических станций «Марс-1» и «Луна-4», Космич. исслед. 2 (4), 633 (1964).

63. В. Н. Цытович, Ускорение излучением и вопросы генерации быстрых частиц в космических условиях. II, Астрон. ж. 41 (1), 7 (1964).

64. В. Д. Плетнев, Г. А. Скуридин, Движение заряженной частицы в стационарном магнитном поле в приближении среднего дрейфа, Космич. исслед. 2 (1), 51 (1964).

65. С. Н. Вернов, И. А. Савенков, П. И. Шаврин, В. Е. Нестеров, Н. Ф. Писаренко, М. В. Тельцов, Т. И. Первая, В. Н. Ерофеева, Некоторые результаты радиометрических измерений на высоте 200—400 км в течение 1960—1963 гг., Космич. исслед. 2 (1), 136 (1964).

66. И. А. Савенков, П. И. Шаврин, Н. Ф. Писаренко, В. Е. Нестеров, М. В. Тельцов, В. Н. Ерофеева, Измерение мягкого излучения в приэкваториальных широтах на спутнике «Космос-4», Космич. исслед. 2 (2), 150 (1964).

67. С. Н. Вернов, В. Н. Ерофеева, В. Е. Нестеров, И. А. Савенков, П. И. Шаврин, Географическое положение максимумов интенсивности частиц во внешнем радиационном поясе на малых высотах, Космич. исслед. 2 (2), 289 (1964).

68. А. К. Гайтлитис и В. Н. Цытович, Ускорение излучением и вопросы генерации быстрых частиц в космических условиях. III, Астрон. ж. 41 (3), 452 (1964).