

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИСКУССТВЕННЫЕ
СПУТНИКИ
ЗЕМЛИ

Выпуск 6

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

К. И. ГРИНГАУЗ, В. Г. КУРТ, В. И. МОРОЗ и И. С. ШКЛОВСКИЙ

**ИОНИЗОВАННЫЙ ГАЗ И БЫСТРЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ
В ОКРЕСТНОСТИ ЗЕМЛИ И В МЕЖПЛАНЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ**

(Представлено академиком А. Л. Минцем 1 III 1960)

Как показывает рассмотрение экспериментального материала, полученного при полете второй советской космической ракеты (¹, рис. 3 и 4), первая половина ее траектории может быть разбита на четыре участка: 1) участок до $R = 22\ 000$ км (R — расстояние от поверхности Земли), где во всех ловушках с отрицательным и нулевым потенциалом зарегистрированы значительные положительные коллекторные токи, между тем как в ловушке с потенциалом относительно корпуса $+15$ в имеют место либо очень малые отрицательные токи, либо токи, равные нулю; 2) участок $22\ 000$ км $< R < 50\ 000$ км, где коллекторные токи всех ловушек колеблются между нулем и некоторыми отрицательными значениями ($I_k < 6 \cdot 10^{-10}$ а); 3) участок $50\ 000$ км $< R < 70\ 000$ км, где во всех ловушках одновременно имеют место отрицательные токи, причем наибольшие зарегистрированные значения -10^{-9} а, а верхняя граница токов опускается до $-3 \cdot 10^{-10}$ а; 4) участок, где $R > 70\ 000$ км, на котором токи всех ловушек колеблются между нулевыми значениями и величинами, близкими к $5 \div 6 \cdot 10^{-10}$ а (которые, по-видимому, определяют максимальную величину фототока с внутренней сетки на коллектор). Общая картина результатов согласуется для всех трех полетов советских космических ракет.

Для оценки концентрации ионов по данным измеренных коллекторных токов ловушек существенное значение имеет знание электрического потенциала контейнера относительно среды, зависящего от ряда факторов, в том числе от величины потока энергичных электронов N_e во втором радиационном поясе, максимум которого, как известно, лежит на удалениях от Земли, соответствующих нашему первому участку. Важные выводы о величине N_e можно сделать по данным измерений токов в трехэлектродных ловушках.

С этой точки зрения особый интерес представляет анализ изменений токов в ловушке « $+15$ в». Если температура плазмы не слишком высока (например, $T \leq 10^5$ °К), то положительные ионы на эту ловушку попадать, очевидно, не могут. Однако потоки электронов с энергией $E \geq 200$ эв должны регистрироваться в этой ловушке. Если принять оценки потоков электронов с энергией $E > 20$ кэв в области максимума внешнего радиационного пояса $10^9 \div 10^{11}$ см² сек⁻¹ (²⁻⁷), то токи в ловушке « $+15$ в» должны быть порядка $5 \cdot 10^{-9} \div 5 \cdot 10^{-7}$ а. Между тем на первом участке отрицательные токи в этой ловушке (за вычетом фототока с внутренней сетки) не превышают $1 \cdot 10^{-10}$ а. Отсюда следует, что верхняя граница потока электронов с энергией $E > 200$ эв в области внешнего радиационного пояса должна быть $N_e \leq 2 \cdot 10^7$ см⁻² сек⁻¹ (N_e — поток на 1 см² в полусфере).

Отсутствие больших отрицательных токов в ловушке « $+15$ в» в максимуме внешнего радиационного пояса можно было бы попытаться объяснить предположением о значительной вторичной электронной эмиссии с коллектора под действием бомбардировки последних электронами.

не превышают $1 \cdot 10^{-10}$ а. Отсюда следует, что верхняя граница потока электронов с энергией $E > 200$ эв в области внешнего радиационного пояса должна быть $N_e \leq 2 \cdot 10^7$ см⁻²·сек⁻¹ (N_e — поток на 1 см² в полусфере).

Отсутствие больших отрицательных токов в ловушке «+15 в» в максимуме внешнего радиационного пояса можно было бы попытаться объяснить предположением о значительной вторичной электронной эмиссии с коллектора под действием бомбардировки последнего электронами радиационного пояса. Однако вторичные электроны не могут иметь достаточную энергию для преодоления тормозящего поля, имеющегося между внутренней сеткой ловушки и коллектором.

Точно так же не удается объяснить малые значения отрицательных токов в ловушке «+15 в» при прохождении через максимум внешнего радиационного пояса компенсацией тока «радиационных» электронов током положительных ионов плазмы при большом отрицательном потенциале корпуса контейнера. Последний мог бы быть обусловлен значительным током радиационных электронов на корпус контейнера.

Однако рассмотрение зависимости тока ловушки «+15 в» от N_e при любой плотности плазмы показывает, что такая компенсация для данной ловушки невозможна. На рис. 1 дан пример такой зависимости для $n_i = 10^3$ см⁻³. При $N_e \rightarrow \infty$ отрицательный ток ловушки $I_k \rightarrow \frac{1}{4} j_\phi S$, где j_ϕ —

плотность фототока с поверхности контейнера, S — сечение ловушки. Принятое значение плотности фототока $j_\phi = 2,5 \cdot 10^{-10}$ а·см⁻² является скорее заниженным, чем завышенным. Для ловушек «0 в» (а также «-5 в») компенсация, как видно из рис. 1, возможна только при некотором вполне определенном соотношении n_i и N_e , т. е. только на малом участке траектории, так как характеристики плазмы и потока радиационных электронов (определяющие потенциал контейнера) меняются в широких пределах и притом независимо. В действительности же показания токов всех ловушек практически не чувствуют вхождения в область внешнего радиационного пояса.

Малая величина токов ловушки «+15 в» на первом участке траектории позволяет сделать единственный вывод: потоки электронов с энергией большей чем 200 эв в области внешнего радиационного пояса не превосходят $2 \cdot 10^7$ см⁻²·сек⁻¹. Этот результат существенно противоречит представлению о больших потоках электронов с $E \approx 20 \div 30$ кэв в максимуме внешнего радиационного пояса. Наблюдавшаяся скорость счета в опытах [2—5] объяснялась авторами потоком рентгеновского излучения, возникающего в корпусе контейнера и в экранах счетчиков под действием сравнительно мягких электронов ($E \approx 20 \div 30$ кэв). Как мы полагаем, наблюдавшаяся скорость счета должна объясняться значительно меньшими потоками гораздо более жестких электронов. В связи с этим в максимуме внешнего радиационного пояса плотность кинетической энергии электронов должна быть на много порядков меньше плотности энергии геомаг-

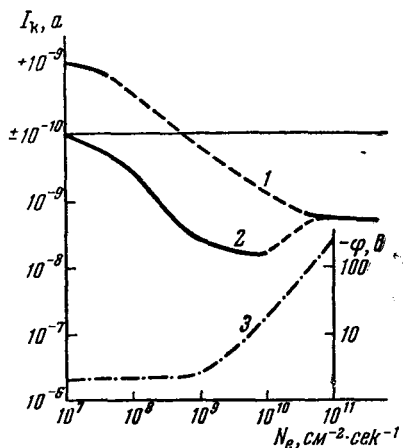


Рис. 1. Зависимость коллекторных токов I_k ловушек с $\phi_{g2} = 0$ (кривая 1) и $\phi_{g2} = +15$ в (кривая 2) и потенциала контейнера ϕ (кривая 3) от потока радиационных электронов N_e при концентрации ионов плазмы $n_i = 10^3$ см⁻³.

нитного поля, а минимум напряженности магнитного поля, найденный на высоте 14 000 км [7], по-видимому, не связан с диамагнетизмом энергичных электронов в радиационном поясе.

В области $50\,000 < R < 70\,000$ км отрицательные токи всех ловушек, достигающие 10^{-9} а, можно объяснить только потоками электронов с энергией $E > 200$ эв $N_e \approx 10^8 \div 2 \cdot 10^8$ см⁻²·сек⁻¹. Так как в области второго радиационного пояса $N_e \leq 2 \cdot 10^7$ см⁻²·сек⁻¹, мы приходим к представлению о наличии третьего, самого внешнего пояса (или оболочки),

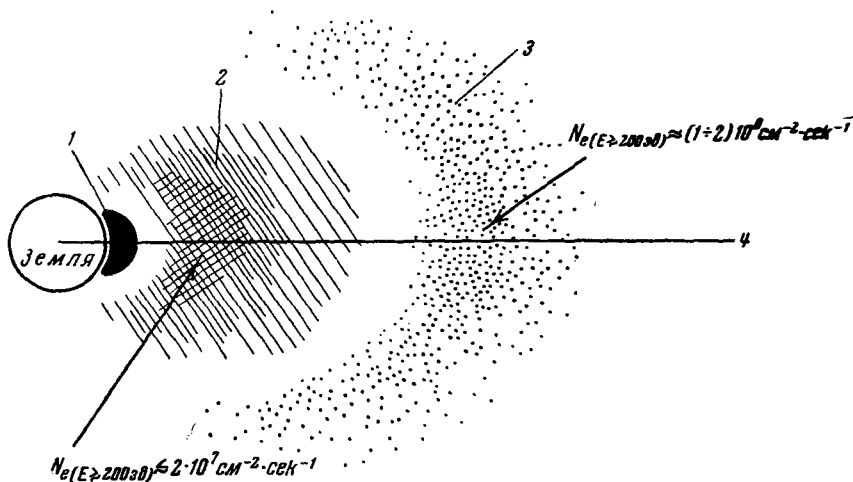


Рис. 2. Схема расположения радиационных поясов.

1 — «внутренний» пояс; 2 — «внешний» пояс; 3 — третий пояс; 4 — геомагнитный экватор

состоящего из электронов сравнительно небольших энергий. То обстоятельство, что предыдущие эксперименты не обнаружили этого самого внешнего пояса, можно объяснить весьма незначительным содержанием в нем электронов сравнительно высоких энергий ($E \geq 100$ кэв).

На рис. 2 приведена предлагаемая нами схема пространственного распределения радиационных поясов, окружающих Землю, учитывающая новые результаты, приведенные выше. Внутренняя граница третьего пояса проведена по силовым линиям магнитного поля, аналогично тому, как это делалось для первого и второго поясов [3, 5]. Результаты измерений, полученные на первой советской космической ракете (содержавшие меньше информации), дают основание полагать, что внутренняя граница третьего пояса находилась 2 января 1959 г. ниже ($R \approx 30\,000$ км).

Заметим, что согласно экспериментам [8], выполненным на третьем советском искусственном спутнике, на сравнительно низких высотах ($R = 1800$ км) над умеренными геомагнитными широтами были непосредственно зарегистрированы потоки электронов с энергией $E \approx 10$ кэв, достигающие $3 \cdot 10^8$ см⁻²·сек⁻¹. Это может означать, что в области радиационных поясов концентрация мягких электронов имеет минимум. Однако следует считаться с тем обстоятельством, что эксперимент [8] не был одновременным с описываемым в настоящем сообщении.

Можно показать, что при таких малых потоках электронов в радиационных поясах, как приведенные выше, они не оказывают никакого влияния на потенциал корпуса ракеты, который определяется фотоэффектом от ультрафиолетовой солнечной радиации и токами плазмы. Расчеты показы-

вают, что при таких условиях потенциал корпуса отличается от нуля не более, чем на несколько вольт, если концентрация ионов плазмы $n_i \geq 10 \text{ см}^{-3}$, а ее температура не слишком высока (например, $T = 10^4 \text{ }^\circ\text{К}$).

Из показаний ловушки с нулевым потенциалом на первом участке траектории можно количественно оценить концентрацию ионов плазмы. Большой разброс («модуляция») показаний токов ловушек с нулевым и отрицательным потенциалом объясняется в основном эффектом изменения ориентации ловушек по отношению к вектору скорости контейнера

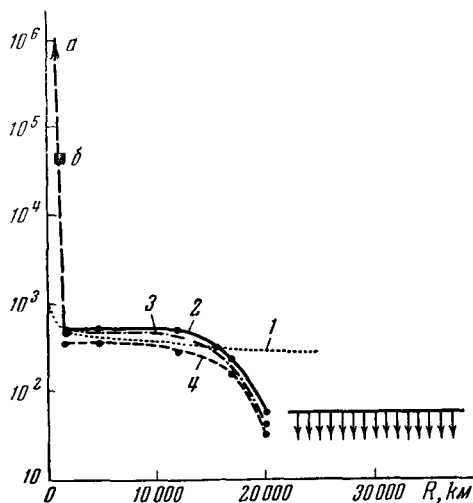


Рис. 3. Зависимость концентрации ионов n_i от расстояния R до поверхности Земли.

1 — теоретическое распределение при $T = 1,8 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$; 2, 3, 4 — результаты экспериментов при T , равном соответственно $1,8 \cdot 10^3$, 10^4 ; $5 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{К}$; точки а и б соответствуют измерениям на высотах 470 [12] и 800 км (третий ИСЗ)

при его вращении. Если считать ионы плазмы протонами (для чего имеют серьезные основания), то их тепловые скорости близки к скорости контейнера. Результаты вычислений зависят от принятой температуры плазмы. На рис. 3 приведена зависимость n_i от R при температурах плазмы $T = 1,8 \cdot 10^3$; 10^4 и $5 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{К}$ (большие температуры исключены, во всяком случае при $R < 10\,000 \text{ км}$, так как они противоречат наблюдаемой глубине модуляции). Эти оценки сделаны по максимальным значениям токов, с целью, насколько это возможно, освободиться от эффекта изменения ориентации ловушек. Однако, как понятно из рассмотрения кривых рис. 3 статьи [1], ошибки в концентрации, связанные с неполным учетом указанного эффекта, могут достигать значительной величины; вполне возможна, например, ошибка в 2 раза.

Из рис. 3 следует, что исследуемая плазма не является межпланетным ионизованным газом. Это протяженная оболочка, являющаяся ионизованной компонентой самой внешней части земной атмосферы, так называемой геокороны. Обращает на себя внимание заметное увеличение градиента плотности «геокорональной» плазмы, начиная с $R \sim 15\,000 \text{ км}$, между тем как на меньших расстояниях плотность меняется незначительно. Существенно, что на резкий «обрыв» плотности указывает падение токов во всех ловушках и, таким образом, он не может быть объяснен ошибками из-

за ориентации. Вполне естественно, что в разных ловушках токи падают по-разному, так как на эффект, связанный с реальным изменением концентрации, накладывается зависимость от ориентации и от потенциала внешней сетки.

На рис. 3 приведена теоретическая кривая (I) для относительного распределения концентрации водородной плазмы при $T = 1800^\circ\text{K}$, полученная по барометрической формуле с учетом кривизны слоев. Сравнение теоретической кривой с результатами эксперимента показывает, что наблюдаемый (для $R < 15\ 000$ км) малый градиент концентрации «геокорональной» плазмы легко объясняется, между тем как «обрыв» концентрации n_i , начинающийся вблизи $R \approx 15\ 000$ км, требует специального анализа. Этот вопрос будет обсуждаться отдельно. Если считать геокорональную плазму азотно-кислородной, то концентрация менялась бы мало по сравнению с рис. 3. Для объяснения части кривой с малым градиентом потребуется температура $T \approx 15\ 000^\circ\text{K}$. Заметим, что явление увеличения градиента осталось бы и при большем значении принятой плотности фототока с контейнера (например $j_\phi \sim 2 \cdot 10^{-9}$ а·см⁻²), только на расстоянии порядка 20 000–22 000 км оценка концентрации возросла бы до $n_i \approx 100$ см⁻³.

Для расстояний $R > 22\ 000$ км может быть оценена только верхняя граница n_i . Последняя находится в пределах 30–60 см⁻³ в зависимости от различных предположений о свойствах среды. Эта величина заведомо ниже верхней границы (600 см⁻³), найденной из измерений поляризации зодиакального света (например, [9]). Отсюда можно заключить, что поляризованная компонента зодиакального света обусловлена рассеянием солнечного света на пылинках, а не на свободных электронах, как полагали Бер и Зидентофф [9]. В. Г. Фесенков [10] и Ван де Холст [11] показали, что поляризация пылевой компоненты может быть достаточно высокой.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров, Р. Е. Рыбчинский. Докл. АН СССР, 131, 1301, 1960; Сб. «Искусственные спутники Земли», настоящий выпуск, стр. 101.
2. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Бакулов, Ю. И. Логачев. Докл. АН СССР, 125, 304, 1959.
3. J. A. Van Allen, L. A. Frank. Nature, 183, 430, 1959.
4. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков и др. Докл. АН СССР, 130, 517, 1960.
5. J. A. Van Allen, L. A. Frank. Nature, 184, 219, 1959.
6. J. A. Van Allen, C. E. McIlwain, G. H. Ludwig. J. Geoph. Res., 64, 271, 1959.
7. С. Ш. Долгинов и Н. В. Пушков. Докл. АН СССР, 129, 77, 1959.
8. В. И. Красовский, И. С. Шкловский, Ю. И. Гальперин, Е. М. Светлицкий. Докл. АН СССР, 127, 78, 1959.
9. A. Behr, H. Siedentopf. Zs. Astrophys., 32, 19, 1953.
10. В. Г. Фесенков. Астрон. журнал, 35, 513, 1958.
11. H. C. van de Hulst. Light Scattering by small Particles. London, 1957.
12. К. И. Грингауз. Докл. АН СССР, 120, 1234, 1958; Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 1, изд-во АН СССР, 1958, стр. 62.