

УДК 523.165

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В. И. Зацепин, В. И. Рубцов, Н. С. Свиржевский

Приведены новые экспериментальные данные о дифференциальном спектре Галактических электронов в энергетической области 5—160 Гэв. Показано, что в указанном энергетическом интервале дифференциальный спектр может быть представлен в виде $dN/dE = (135 \pm \pm 5) E^{-2,9 \pm 0,05} m^{-2} сек^{-1} стер^{-1} Гэв^{-1}$. Полученные данные сравниваются с данными других авторов. Обсуждается астрофизическое значение исследований энергетического спектра.

В 1968 г. были выполнены измерения энергетического спектра электронов в области энергий $E > 5$ Гэв. Принцип работы использованного прибора описан в [1]; его геометрический фактор ~ 500 см² стер.

Прибор дважды поднимался в стратосферу на высоту 32 км (остаточное давление 8 г/см²). Всего в этих двух полетах прибор находился на плато 730 мин. В течение 296 мин. над прибором находился дополнительный поглотитель из свинца толщиной около 3 радиационных единиц. 434 мин. прибор работал без этого поглотителя.

Фиг. 1 показывает распределение событий в зависимости от энергии, выделенной одиночными частицами в верхнем сцинтиляторе, служившем для определения заряда (N' — количество событий в интервале шириной 10 Мэв за 1 час). Приведенные распределения являются разностью экспериментальных распределений, полученных при работе прибора без верхнего поглотителя и с ним. Привязка горизонтальной шкалы сделана с помощью калибровки прибора μ -мезонами космических лучей, произведенной на земле (наиболее вероятное значение энергии, теряемой релятивистским μ -мезоном в верхнем сцинтиляторе, равно 10 Мэв). Считалось, что события с энерговывделением в верхнем сцинтиляторе в интервале $7 \leq I \leq 20$ Мэв вызваны однозарядными частицами, а события с $I < 7$ Мэв — фотонами.

Однозарядные частицы на фиг. 1а являются электронами с $E \geq 10$ Гэв, а на фиг. 1б — электронами с $E \geq 20$ Гэв. Процедура определения интенсивности электронов не отличалась от описанной в [1]. Для определения первичного спектра электронов в экспериментальные данные введены поправки на мертвое время электронной схемы, на электроны атмосферного происхождения, на учет роли флуктуаций энерговывделения в нижнем сцинтиляторе, служившем для измерения энергии; полученный спектр экстраполирован к границе атмосферы.

Поправка на мертвое время составляет 10%. Поправка на примесь вторичных электронов сделана исходя из определенного в данном эксперименте потока вторичных γ -квантов и расчетов [2]. Эта поправка составляет $\sim 10\%$ для $E_0 \approx 10$ Гэв и $\sim 15\%$ для $E_0 \approx 100$ Гэв, что согласуется с данными [3—6]. Флуктуации энерговывделения в нижнем сцинтиляторе приводят к завышению интенсивности электронов. Согласно [5], это завышение составляет $\sim 20\%$ и слабо зависит от энергии. Для экстраполяции к границе атмосферы интенсивность электронных событий следует увели-

чить приблизительно на 25% [5]. Из-за взаимной компенсации общая поправка составляет 5%. Метод выделения γ -квантов аналогичен методу выделения электронов [1].

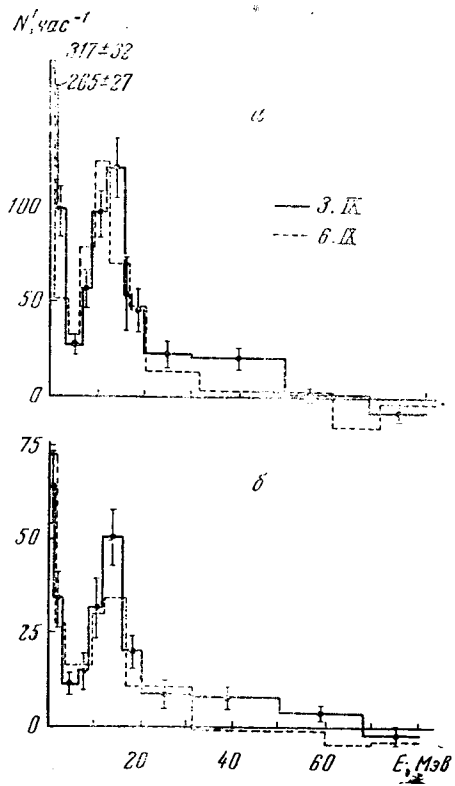
Дифференциальный спектр электронов приведен на фиг. 2. Здесь 1 — данные [7], 2 — данные [8], 3 — данные [9, 10] за 1964 и 1965 гг., 4 — данные [11], 5 — данные [12] за 1965, 1966, 1968 гг., 6 — данные настоящей работы. Кривая 2 — расчеты потока вторичных галактических электронов [13]. На этом же рисунке приведены также результаты, полученные нами ранее [1]. В данные [1] введены поправки, как это сделано теперь. Кроме того, в эти данные введена поправка, связанная с ошибочным значением принятого ранее геометрического фактора прибора ($200 \text{ см}^2 \text{ стер}$ вместо правильного значения $130 \text{ см}^2 \text{ стер}$).

Зависимость интенсивности электронов от энергии в области $E > 5 \text{ Гэв}$ хорошо представляется единым степенным законом вида $I = (135 \pm \pm 5) E^{-2,9 \pm 0,05} \text{ м}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1} \text{ Гэв}^{-1}$. Эта зависимость показана на фиг. 2 прямой 1. Видно, что между нашими данными и данными других групп имеется некоторое расхождение. Причины расхождения носят, по-видимому, методический характер и связаны с трудностью выделения электронов из общего потока космических лучей и с трудностью определения их энергии.

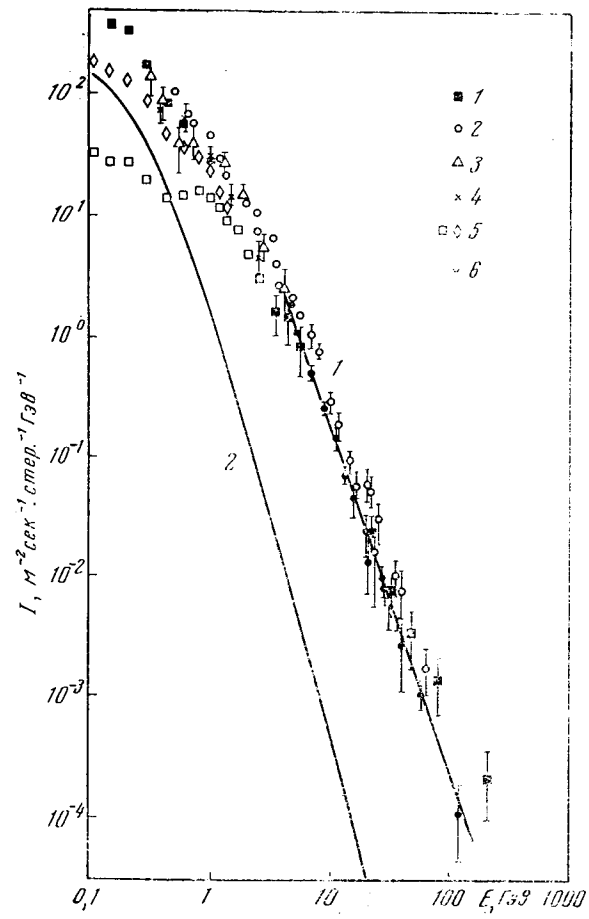
На фиг. 3 приведены некоторые новые данные для энергий $E > 5 \text{ Гэв}$: 1 — данные настоящей работы до 1969 г., 2 — наши предварительные данные за 1969 г., 3 — данные [7] до 1969 г., 4 — данные [15] за 1969 г., 5 — данные [14] за 1969 г., 6 — данные [16] за 1969 г. Из фиг. 3 видно, что данные [14] находятся в противоречии с результатами [7] и лучше согласуются с нашими данными. В работе [15] представлены новые данные для $E > 200 \text{ Гэв}$. Сами авторы полагают, что эти данные свидетельствуют в пользу существования излома в спектре при энергии $E \approx 200 \text{ Гэв}$. В [14] также предполагается, что в энергетическом спектре электронов имеется излом, но только в области $E \approx 50 \text{ Гэв}$. Это заключение сделано потому, что энергетический спектр в интервале 50—300 Гэв по измерениям [14] имеет более резкую энергетическую зависимость ($I \sim E^{-3,50 \pm 0,3}$), чем в области меньших энергий. Из фиг. 3, однако, следует, что такие выводы нельзя пока считать надежными, так как экспериментальные данные в области $E > 100 \text{ Гэв}$ имеют слишком большой разброс. Нельзя исключить, что энергетический спектр электронов представляется единым степенным законом в широком энергетическом интервале от 5 до 600 Гэв с показателем $\gamma = 2,9$. Определенно пока можно говорить лишь об изменении показателя γ в области $E < 4 \text{ Гэв}$.

Обсуждение. Магнитное поле Галактики. Как видно из фиг. 2, энергетический спектр первичных электронов становится более жестким при $E < 4 \text{ Гэв}$. Это изменение нельзя целиком объяснить солнечной модуляцией. Оценки значения показателя γ галактических электронов, основанные на данных о спектральном индексе нетеплового галактического радиоизлучения [12], дают величину $\gamma = 2,2 \div 2,4$ для энергетической области от 0,5 до 4 Гэв.

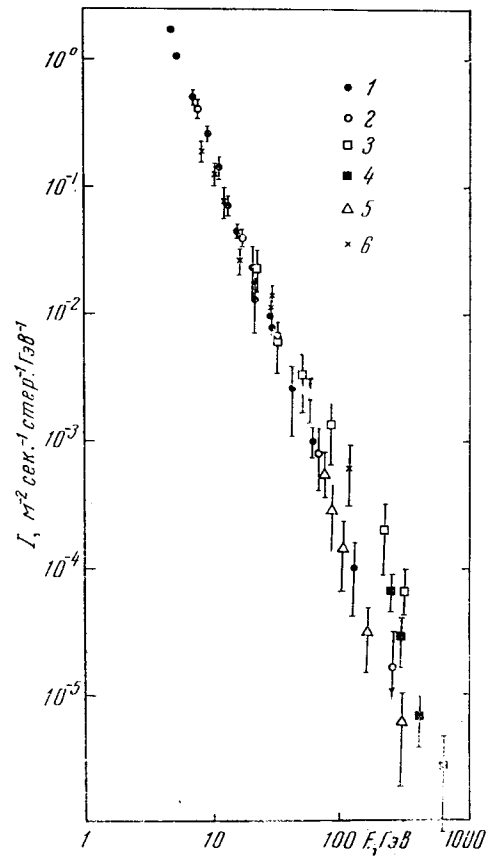
В согласии с определенной в настоящей работе интенсивностью электронов с $E = 4 \text{ Гэв}$ спектр галактических электронов для энергетического интервала 0,5—4 Гэв можно принять в виде $I = 80 E^{-2,2} \text{ электрон м}^{-2} \text{ Гэв}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \text{ сек}^{-1}$. По этому спектру и радиоастрономическим данным [17, 18] о нетепловом радиоизлучении с направлений антицентра и полюса Галактики, используя формулы работы [19], можно оценить напряженность хаотического магнитного поля в галактическом диске и в гало. Если принять размер Галактики по направлению на антицентр равным 5 *кпс*, а по направлению на полюс 10 *кпс*, то $H_d = 6 \cdot 10^{-6} \text{ э}$, а $H_r = 4 \cdot 10^{-6} \text{ э}$.



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

Пространственное распределение источников. По измерениям, выполненным у Земли, интенсивность первичных электронов оказалась выше интенсивности, рассчитанной на основании предположения о том, что значительная часть галактических электронов возникает в результате распада продуктов ядерных взаимодействий космических лучей с межзвездным газом.

Кривая 2 на фиг. 2 иллюстрирует такие расчеты, проведенные в работе [13]. Из этих результатов, а также из результатов работ [20, 21] следует, что должны существовать другие более мощные источники электронов.

Предположим, что космические электроны созданы в одном акте со спектром $N = kE^{-\beta}$. Если рассматривать электроны больших энергий, то основными причинами потерь энергии будут комптоновский эффект и магнитотормозное излучение, для которых энергетические потери имеют вид $-dE/dt = bE^2$. Расчеты показывают, что спектр электронов через время t после их возникновения будет иметь вид

$$N(E, t) = kE^{-\beta}(1 - bEt)^{\beta-2}. \quad (1)$$

Приравнявая выражение в скобках к нулю, можно найти время, за которое полностью исчезнут электроны с энергией выше выбранной. Не входя в противоречие с экспериментальными данными, можно предположить, что спектр электронов обрывается в области энергий $E \approx 10^{12}$ эв (не меньше) и оценить t_{\max} — максимальное время до акта рождения электронов. Если использовать значение напряженности магнитного поля в диске Галактики $H_d = 6 \cdot 10^{-6}$ э и принятое в настоящее время значение плотности электромагнитного излучения $W_{\phi} = 0,5$ эв/см³, то $b = 10^{-16}$ Гэв⁻¹сек⁻¹, а $t_{\max} = 3 \cdot 10^5$ лет.

В связи с этим явно несостоятельно предположение о возникновении электронной компоненты галактических космических лучей при гипотетическом взрыве галактического ядра примерно 10^8 лет назад [22], которым, вообще говоря, можно попытаться объяснить происхождение других компонент космических лучей. Предположение о рождении электронов в таком источнике около $3 \cdot 10^5$ лет назад также не годится, так как противоречит полученному из радиоастрономических данных факту о довольно равномерном распределении электронов по всей Галактике. Для такого перемешивания требуется время, большее чем 10^8 лет. Кроме того, за это время электроны просто не успеют дойти до Земли [19, 23].

Наиболее правдоподобно предположение, что источниками электронов являются оболочки Сверхновых. Электроны, выходящие из источников, изотропизируются при диффузионном движении в хаотических магнитных полях Галактики. Однако хорошо перемешаны будут только электроны небольших энергий, которые теряют малую долю энергии при комптоновских взаимодействиях и на магнитотормозное излучение.

Время существования электронов больших энергий составляет $\tau = 1/bE$ [24], поэтому электроны с энергиями, большими, чем E , не могут наблюдаться на расстояниях от источника, больших $R \propto (D/bE)^{1/2}$. Здесь D — эффективный коэффициент диффузии, равный 10^{29} см²сек⁻¹ [19, 23, 25]. Например, электроны с $E = 10^{12}$ эв могут приходить на Землю с расстояния $\leq 10^{21}$ см. Они существуют $\sim 3 \cdot 10^5$ лет. За это время в окрестности Земли с радиусом 10^{21} см вспыхивает в среднем несколько Сверхновых, если считать, что в Галактике (в объеме галактического диска, равном 10^{67} см³) вспыхивает примерно одна Сверхновая за 50 лет [19, 23].

Таким образом, электроны $E \geq 10^{12}$ эв, которые могут приходить к Земле, должны генерироваться небольшим числом источников. Число n таких

источников быстро уменьшается с энергией электронов. Расчеты показывают, что $n \sim E^{-2,5}$ (если энергию выразить в $\Gamma\text{эв}$). При очень больших энергиях, когда время жизни электронов станет меньше времени существования источника, зависимость от энергии будет $n \propto E^{-1,5}$.

Таким образом интенсивность электронов с $E \geq 10^{12}$ эв должна определяться случайным событием — возникновением (статистически маловероятным) источника в ближайшей окрестности солнечной системы.

Распространение электронов в Галактике. Связь между спектральной плотностью источников q и концентрацией электронов N в Галактике определяется диффузионным уравнением

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \nabla D \nabla N + \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{\partial E}{\partial t} N \right) = q. \quad (2)$$

Для нахождения решения этого уравнения обычно делают ряд предположений, упрощающих задачу:

1) считается, что источники равномерно распределены в галактическом диске и имеют одинаковые спектры вида $q = kE^{-\beta}$,

2) считается, что коэффициент диффузии D не зависит от энергии,

3) предполагается стационарная модель Галактики ($\partial N / \partial t = 0$). Предположение 3 подтверждается в некоторой степени сведениями о постоянстве интенсивности космических лучей за период 10^7 лет в пределах 10% или изменением интенсивности не более чем в два раза за последние 10^9 лет [26]. Оно равносильно предположению, что источники имели постоянную в среднем мощность в течение периода времени, несколько большего времени жизни электронов в Галактике, которое определяет установление равновесной плотности электронов.

Дальнейшее упрощение заключается в нахождении асимптотических решений уравнения (2) для больших и малых энергий. Решение уравнения (2) зависит от характера энергетических потерь. При больших энергиях преобладают комптоновские и магнитотормозные потери

$$-\frac{dE}{dt} = (8 \cdot 10^{-17} W_{\phi} + 2 \cdot 10^{-6} H^2) E^2 \text{ Гэв/сек}, \quad (3)$$

где W_{ϕ} — плотность электромагнитного излучения в эв/см^3 ; H — напряженность магнитного поля в эрст. Диффузионным членом уравнения в этом случае можно пренебречь ввиду небольшого времени жизни электронов.

Решением уравнения (2) будет тогда следующее выражение для концентрации электронов:

$$N = kE^{-(\beta+1)} / b(\beta - 1). \quad (4)$$

В области меньших энергий распространение электронов в Галактике определяется временем выхода их из нее. Уравнение (2) можно тогда заменить соотношением

$$\frac{NV_{\pi}}{T_{\pi}} = qV_{\pi}, \quad (5)$$

которое связывает число электронов, рождающихся в объеме диска V_{π} , и число выходящих из него (T_{π} — время, которое электроны проводят в диске). Выражение для плотности электронов в этом случае имеет вид

$$N = qT_{\pi} = kE^{-\beta} T_{\pi}. \quad (6)$$

Из сопоставления выражений (4) и (6) можно сделать вывод о том, что показатель степенного энергетического спектра электронов вблизи энергии $E_{\pi} = 1/T_{\pi} b(\beta - 1)$ должен изменяться на единицу.

1. Если предположить, что $E_{\pi} = 4 \text{ Гэв}$ (энергия, при которой наблюдается изменение формы энергетического спектра электронов), то при температуре реликтового излучения $T_p = 3^{\circ} \text{ К}$ ($b = 10^{-16} \text{ Гэв}^{-1} \text{ сек}^{-1}$) получается неразумно большое время жизни электронов до выхода из Галактики, при котором частицы проходят слой вещества $x > 100 \text{ г/см}^2$. Для получения разумного значения $x \approx 3 \text{ г/см}^2$ необходимо предположить, что или $T_p \approx 8^{\circ} \text{ К}$, или плотность межзвездного газа в диске $n_{\text{д}} \approx 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ (вместо принятого значения $n_{\text{д}} = 1 \text{ см}^{-3}$) и $n \approx 10^{-1}$ в гало.

2. Предположение о том, что $x = 3 \text{ г/см}^2$ и $T_p = 3^{\circ} \text{ К}$ ведет к излому в спектре электронов при энергии $E \approx 200 \text{ Гэв}$. Экспериментальные данные пока не дают возможности сделать заключение об изломе спектра в этой энергетической области.

Необходимо отметить, что изложенные выше расчеты могут служить лишь ориентировочными оценками. Более детальные расчеты, в которых рассматривается диффузия электронов в сферическом гало при свободной утечке их в Метагалактику и при распределении источников, близком к распределению вещества в Галактике, проведены в [25]. Из этой работы следует, что показатель γ степенного энергетического спектра электронов должен претерпевать изменения на $\Delta\gamma = 1/2$ при E_1 и E_2 , которые оцениваются следующими выражениями:

$$E_1 \ll \frac{\pi^2 D}{b r^2}, \quad E_2 \gg \frac{\pi^2 D}{b d^2}.$$

Здесь D — коэффициент диффузии; b — коэффициент, определяющий потерю энергии электронами; r — кратчайшее расстояние от Земли до границы гало; d — толщина области, где расположены источники (диск).

Изменение показателя спектра галактических электронов при $E \approx 4 \text{ Гэв}$ на $\Delta\gamma = 1/2$ вполне может соответствовать ожидаемому по этим расчетам излому спектра при E_1 . Для этого нужно предположить, что $D \gg \gg 2 \cdot 10^{28} \text{ см}^2 / \text{сек}$. Второй излом следует ожидать при довольно больших энергиях электронов ($E \gg 10^{12} \text{ эв}$).

В заключение выражаем благодарность А. Н. Чарахчьяну за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения, Ю. Ф. Чеховскому и Р. А. Евсееву за помощь в создании прибора и участие в измерениях, В. И. Обрываловой и Г. Д. Гуровой за помощь в обработке результатов измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Рубцов, В. И. Зацепин. Изв. АН СССР, сер. физ., 1967, **31**, 1233; V. I. Rubtsov, V. I. Zatsepin. Canad. J. Phys., 1968, **46**, 518.
2. J. Duthie, P. H. Fowler, A. Kaddoura, D. H. Perkins, K. Pinkau. Nuovo cimento, 1962, **24**, 122.
3. S. D. Verma. Proc. Ind. Acad. Sci., 1967, **66**, 125.
4. R. R. Daniel, S. A. Stephens. Phys. Rev. Lett., 1965, **15**, 769.
5. В. И. Рубцов. Диссертация. ФИАН, 1970.
6. С. З. Беленький. Лавинные процессы в космических лучах. ОГИЗ, Гостехиздат, 1948.
7. K. C. Anand, R. R. Daniel, S. A. Stephens. Phys. Rev. Lett., 1968, **20**, 764.
8. J. A. M. Bleeker, J. J. Burger, A. J. M. Deerenberg, A. Scheepmaker, B. N. Swanenburg, Y. Tanaka. Canad. J. Phys., 1968, **46**, 522.
9. J. L'Heureux, P. Meyer. Phys. Rev. Lett., 1965, **15**, 93.
10. J. L'Heureux. Astrophys. J., 1967, **148**, 399.

11. W. A. Oran, M. G. Glenn, J. Frye. *J. Geophys. Res.*, 1969, **74**, 1.
12. W. R. Webber, preprint ADP 43, 1968.
13. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. *Астрон. ж.*, 1964, **41**, вып. 3, 430.
14. J. Nishimura, E. Mikumo, I. Mito, K. Niu, I. Ohta, T. Taira. *Proc. XI ICCR, Budapest, 1969* (preprint).
15. K. C. Anand, R. R. Daniel, S. A. Stephens. *Proc. XI ICCR, Budapest, 1969* (preprint).
16. B. Agrinier, Y. Koechlin, B. Parlier, J. Paul, J. Vasseur, G. Boella, C. Dilworth, G. Sironi, A. Russo, L. Scarsi. *Proc. XI ICCR, Budapest, 1969* (preprint).
17. K. W. Vates, R. Wielenbinski. *Nature*, 1965, **205**, 581.
18. C. R. Purton. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1966, **133**, 463.
19. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. Пронхождение космических лучей. «Наука», 1963.
20. J. A. Deshong, R. H. Hildebrand, P. Meyer. *Phys. Rev. Lett.*, 1964, **12**, 3; R. C. Hartman, P. Meyer, R. H. Hildebrand. *J. Geophys. Res.*, 1965, **70**, 2713.
21. R. C. Hartman. *Appl. J.* 1967, **150**, 371.
22. G. R. Burbidge, F. Hoyle. *Astron. J.*, 1963, **138**, 57.
23. С. И. Сыроватский. Автореферат диссертации. ФИАН, 1967.
24. К. О. Кьеренхейер. *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 738.
25. В. Д. Догель, С. И. Сыроватский. Тр. 6-й Всесоюзной ежегодной зимней школы по космофизике, ч. II. Апатиты, 1969.
26. P. Meyer. *Enriko Fermi Inst. Nuclear Studies, Univ., Chicago*. Preprint, 68-89, 1969.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

Статья поступила
3 апреля 1970 г.