

УДК: 524.6—7

ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ  
СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ГАЛАКТИКЕ

Ф. А. АГАРОНЯН, А. С. АМБАРЦУМЯН

Поступила 11 апреля 1985

Принята к печати 20 августа 1985

Рассмотрено формирование спектра электронов сверхвысоких энергий в галактическом диске и в гало. Обнаружено различное поведение спектра электронов в рамках моделей захвата в гало или в диске в области энергий  $E \gtrsim 10^6$  ГэВ, обусловленное учетом релятивистских поправок в энергетических потерях электронов при обратном комптоновском рассеянии. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

1. *Введение.* Экспериментальное обнаружение первичного космического излучения с энергией квантов  $E_\gamma > 10^6$  ГэВ свидетельствует о наличии источников космических лучей сверхвысоких энергий (к.л.с.в.) галактического происхождения [1, 2]. Если гамма-кванты имеют вторичное происхождение, т. е. являются продуктом взаимодействия к.л.с.в. с окружающей средой — а в этом едва ли приходится сомневаться, — то в источнике должны присутствовать электроны сверхвысоких энергий. Действительно, если гамма-кванты имеют «электронное» происхождение, то они могут образовываться в результате комптоновского рассеяния электронов, ускоренных непосредственно в источнике, на низкочастотных фотонах\*. Если же они имеют «протонное» происхождение, т. е. являются продуктами распада  $\pi^0$ -мезонов, то генетически связанные с ними электроны (от распада  $\pi^\pm$ -мезонов) рождаются с таким же спектром и примерно в таком же количестве. Кроме того, взаимодействие гамма-квантов с реликтовым излучением (РИ), приводит к обильному образованию  $e^\pm$ -пар в межзвездном пространстве. К примеру, светимость наиболее «надежного» источника, г.к.с.в. Суг X-3 составляет  $L_x (E_\gamma \gtrsim 10^6 \text{ ГэВ}) \gtrsim 10^{37}$  эрг/с [3, 4]. Светимость электронов сверхвысоких энергий (э.с.в.) должна быть

\* В условиях больших плотностей низкочастотных фотонов и магнитного поля в возможных источниках ускорения к.л. другие процессы образования гамма-квантов сверхвысоких энергий (г.к.с.в.) являются менее эффективными.

по крайней мере такого же порядка, поскольку малый свободный пробег г.к.с.э. из-за взаимодействия с РИ ( $\lambda \sim 10$  кпс) приводит к тому, что практически все гамма-кванты «застревают» в галактике, трансформируясь в электроны той же энергии.

2. *Формирование спектра электронов в межзвездной среде.* В межзвездной среде энергетическое распределение электронов со спектром инжекции  $N_0(E)$ , в результате энергетических потерь и утечки из галактики трансформируется, принимая вид [5]:

$$N(E) = |B(E)|^{-1} \int_{E'} N_0(E') \times \\ \times \exp \left\{ - \int_{E'}^E |B(E'')|^{-1} [T^{-1}(E'') + \tau^{-1}(E'')] dE'' \right\} dE', \quad (1)$$

где  $B(E)$  — сумма энергетических потерь,  $\tau(E)$  — время жизни электронов,  $T(E)$  — время жизни электронов, обусловленное катастрофическими потерями, при которых электрон в первом же акте взаимодействия теряет энергию порядка своей собственной.

В области энергий  $E > 10$  ГэВ в энергетических потерях электронов вкладом от потерь на ионизацию и тормозное излучение при взаимодействии с межзвездным газом можно пренебречь (см., например, [6]). В этой области энергий существенными становятся потери, обусловленные магнитным полем (синхротронные потери), взаимодействием электронов с фотонным полем (комптоновские потери), а также утечкой электронов из галактики. Начиная с энергий  $E > 10^2$  ГэВ, синхротронные и комптоновские потери становятся настолько большими, что потерями за счет утечки можно пренебречь. В этой области энергий равновесный спектр электронов будет иметь простой вид

$$N(E) \sim E^{-2} \int N_0(E) dE, \quad (2)$$

поскольку как синхротронные, так и комптоновские потери растут пропорционально  $E^2$ . В случае степенного спектра инжекции  $N_0(E) \sim E^{-\alpha}$  равновесный спектр электронов имеет также степенной вид, но с показателем  $\alpha + 1$ :

$$N(E) \sim E^{-(\alpha+1)}. \quad (3)$$

Однако в интересующей нас области энергий возможно существенное отклонение поведения энергетических потерь от вида  $dE/dt \sim E^2$ . Действи-

тельно, энергетические потери складываются из потерь на синхротронное излучение и комптоновское рассеяние:

$$dE/dt = (dE/dt)_{\text{синхр.}} + (dE/dt)_{\text{компт.}} \quad (4)$$

Скорость синхротронных потерь равна [7]:

$$(dE/dt)_{\text{синхр.}} = -\frac{32}{9} \pi r_0^2 c \gamma^2 W_H, \quad (5)$$

где  $r_0$  — классический радиус электрона,  $c$  — скорость света,  $W_H = H^2/8\pi$  — энергетическая плотность магнитного поля. Формула (4) справедлива вплоть до энергий  $E \lesssim 10^{10}/H$  ГэВ, т. е. она заведомо верна при любых разумных значениях энергии электронов в межзвездной среде ( $H \sim 10^{-5} + 10^{-6}$  Гс). Для комптоновских потерь ситуация иная. В томпоновском пределе, когда выполняется условие  $b = 4 \times E\omega/(mc^2)^2 \ll 1$  ( $\omega$  — энергия фотона), потери описываются формулой, аналогичной (5); в которой вместо плотности магнитного поля должна быть энергетическая плотность фотонов —  $W_\Phi$ . Когда же  $b \gg 1$ , то, в силу падающего характера сечения Клейна—Нишины, зависимость скорости потерь от энергии становится логарифмической (см., например, [8, 9]):

$$(dE/dt)_{\text{компт.}} = -\frac{\pi r_0^2}{\omega^2} W_\Phi (mc^2)^2 c (\ln b - 11/6). \quad (6)$$

В общем случае комптоновские потери определяются формулой [9]:

$$(dE/dt)_{\text{компт.}} = -\frac{2\pi r_0^2}{\omega^2 b} W_\Phi (mc^2)^2 c \left[ \left( 6 + \frac{b}{2} + \frac{6}{b} \right) \ln(1+b) - 2Li\left(\frac{1}{1+b}\right) - \ln^2(1+b) - \frac{(11/12)b^3 + 8b^2 + 13b + 6}{(1+b)^2} \right], \quad (7)$$

где  $Li$  — дилогарифмическая функция. В случае  $H \ll (8\pi W_\Phi)^{1/2}$  и  $b \gg 1$  равновесный спектр электронов, как видно из формул (6) и (1), оказывается более жестким, чем спектр инжекции:

$$N(E) \sim E^{-(\alpha+1)}/\ln E. \quad (8)$$

В межзвездной среде энергетические потери за счет комптоновского рассеяния обусловлены взаимодействием с РИ и оптическими фотонами, для которых условие  $b \gg 1$  выполняется при  $E \gtrsim 10^5$  ГэВ и  $E \gtrsim 50$  ГэВ, соответственно. Следовательно, при определении равновесного спектра электронов в межзвездной среде в области сверхвысоких энергий необходим корректный учет комптоновских потерь.

На рис. 1 приведены кривые энергетических потерь электронов в случае, когда электроны захвачены в галактическом диске и в гало. При расчетах использовались следующие параметры: а) в диске — плотность инфракрасных и оптических фотонов  $W_0 \approx 1$  эВ/см<sup>3</sup>, напряженность магнитного поля  $H = 3 \cdot 10^{-6}$  Гс; б) в гало —  $W_0 \approx 0.1$  эВ/см<sup>3</sup>,  $H = 5 \cdot 10^{-7}$  Гс; энергетическая плотность РИ с температурой 2.7 К° —  $W_{\text{РИ}} = 0.25$  эВ/см<sup>3</sup>. Как видно из рисунка, отклонение скорости потерь от закона  $E^2$  наблюдается как для диска, так и для гало. В последнем случае это особенно четко проявляется при энергиях  $E \sim 10^4$ — $10^6$  ГэВ, поскольку в гало плотность магнитного поля существенно меньше плотности РИ. Эта особенность, несомненно, должна отразиться на виде равновесного спектра электронов в области сверхвысоких энергий.

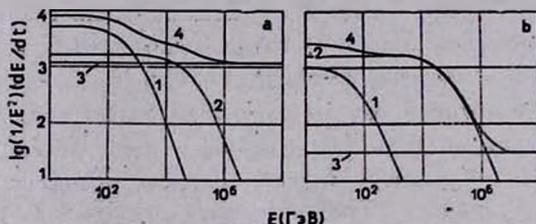


Рис. 1. Скорость энергетических потерь электронов в диске (а) и в гало (б). Кривые 1 и 2 — потери, обусловленные комптоновским рассеянием на оптических фотонах и РИ, соответственно; кривая 3 — синхротронные потери; кривая 4 — суммарные энергетические потери.

3. *Результаты расчетов.* На рис. 2 приведены кривые, определяющие равновесный спектр электронов, рассчитанные для случаев диска и гало. Время жизни к.л. для диска и гало равно  $1.15 \cdot 10^{14}$  с и  $3 \cdot 10^{14}$  с, соответственно. Спектр инжекции имеет вид  $N_{01}(E) = E^{-2.7}$ , в соответствии с работой [10]. При этих параметрах, как показано в [10], достигается наилучшее согласие с экспериментальными данными в области энергий  $E \lesssim 10^2$  ГэВ. На рис. 3 приведена расчетная кривая равновесного спектра электронов при захвате в диске вместе с имеющимися экспериментальными данными [10, 11]. В области энергий  $E > 10^2$  ГэВ энергетические потери, обусловленные утечкой частиц из области захвата, как уже указывалось, не влияют на равновесный спектр электронов, который определяется лишь спектром инжекции и параметрами, характеризующими область захвата (интенсивность магнитного поля, плотность и средняя энергия излучения). Если бы потери определялись видом  $dE/dt \sim E^2$ , мы вправе были бы ожидать степенной зависимости с показателем дифференциального спектра  $\alpha = 3.7$  в области энергий  $E > 10^2$  ГэВ. Однако, как видно из рис. 3, такая зависимость наблюдается лишь при энергиях  $E > 10^5$  ГэВ,

при которых определяющими становятся синхротронные потери, пропорциональные  $E^2$  (см. рис. 1). На рис. 3 приведен также теоретический спектр из работы [10], при расчете которого не учитывались релятивистские поправки в энергетических потерях при обратном комптоновском рас-

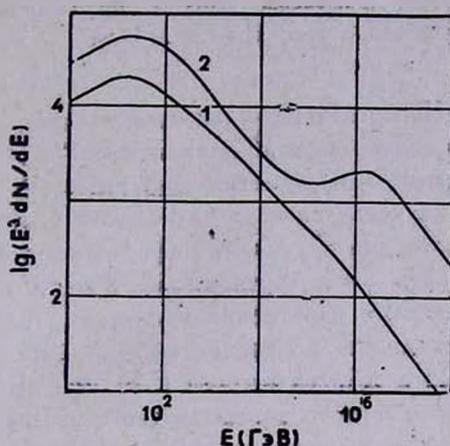


Рис. 2. Равновесный спектр электронов для моделей захвата в диске (1) и в гало (2).

сеянии. Из сравнения двух кривых, построенных при одних и тех же исходных предположениях о спектре инжекции и параметрах, характеризующих область захвата, следует, что релятивистские поправки начинают играть существенную роль уже в области  $E \sim 10^2$  ГэВ. Учет этих поправок при-

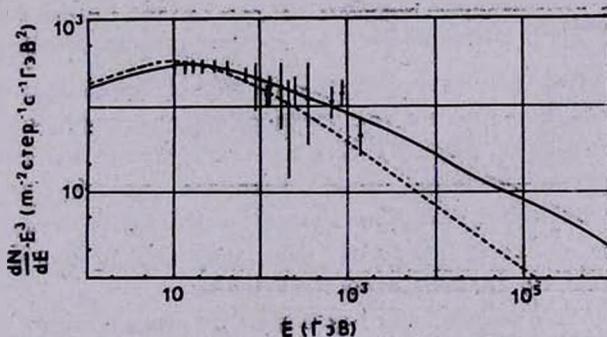


Рис. 3. Дифференциальный энергетический спектр электронов. Сплошная кривая—равновесный спектр, рассчитанный для модели захвата электронов в диске; штрихованная кривая — спектр, взятый из работы [10].

водит к лучшему согласию с имеющимися экспериментальными данными. Отличие в поведении спектров, как и следовало ожидать, становится еще более существенным в случае гало, где энергетическая плотность магнитного поля значительно меньше энергетической плотности РИ.

Отметим, что для корректного расчета равновесного спектра электронов в области энергий  $E \sim 10^6$  ГэВ необходимо учитывать рождение  $e^\pm$ -пар при взаимодействии вторичных гамма-квантов с энергией  $\sim 10^6$  ГэВ, образованных при комптоновском рассеянии, с РИ. Однако, в первом приближении, этим процессом можно пренебречь, поскольку при  $E \sim 10^6$  ГэВ комптоновское рассеяние подавлено по сравнению с синхротронными потерями (см. рис. 1).

4. *Обсуждение.* Из приведенных расчетов следует, что спектр электронов в области сверхвысоких энергий должен иметь особенность, связанную со сложным характером зависимости энергетических потерь от энергии. Экспериментальное изучение спектра электронов в этой области энергий открывает возможности для получения информации о параметрах, определяющих область захвата. В частности, на рис. 2 видно резкое отличие между ожидаемыми спектрами электронов в случаях, если они захвачены в гало и в диске. Возможность получения экспериментальных данных о виде спектра электронов в области энергий  $E \sim 10^6$  ГэВ может быть связана с измерением интенсивности синхротронного излучения, генерируемого этими электронами в области жесткого рентгена (порядка 50 КэВ и 10 КэВ для диска и гало, соответственно). Принципиальная возможность регистрации электронов сверхвысоких энергий вблизи Земли путем выделения широких атмосферных ливней (ШАЛ) электромагнитного происхождения (по аномально малому содержанию мюонов), к сожалению, представляется маловероятной. Действительно, на Тянь-шаньской комплексной установке ШАЛ был получен поток частиц, инициируемых ШАЛ, с аномально малым содержанием мюонов и  $E \geq 6 \cdot 10^6$  ГэВ —  $8.3 \pm 2.9 \cdot 10^{-13}$  частиц/см<sup>2</sup>·с [12]. В то же время, как следует из рис. 3, ожидаемый поток электронов в этом диапазоне энергий не может превосходить  $10^{-16}$  частиц/см<sup>2</sup>·с (иначе имело бы место противоречие с экспериментальными данными в области малых энергий). Это означает, что а) найденный в Тянь-шаньском эксперименте поток имеет фотонное происхождение; б) регистрация электронов сверхвысоких энергий с помощью методики изучения ШАЛ не представляется реальной, поскольку ШАЛ, инициируемые электронами и фотонами, должны быть идентичны.

В заключение отметим, что в работе [13] предлагается принципиально новый метод регистрации электронов с  $E_e \sim 10^4 \div 10^5$  ГэВ по синхротронному рентгеновскому излучению в геомагнитном поле Земли.

THE FORMATION OF SUPERHIGH ENERGY  
ELECTRON SPECTRUM IN GALAXY

F. A. AHARONIAN, A. S. AMBARTSUMIAN

The formation of superhigh energy electron spectrum in the disk of galaxy and halo is considered. A different behaviour of the electron spectrum within the framework of capture models in disk or halo, in the energy region  $E \geq 10^5$  GeV is revealed due to the account of relativistic corrections in the energy loss of electrons during the inverse Compton scattering. A comparison with the existing experimental data is carried out.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Азаронян, Э. А. Мамиджян, С. Н. Никольский, Е. И. Тукиш, Изв. АН СССР, сер. физ., 48, 2196, 1984.
2. F. A. Aharontan, E. A. Mamtdjantan, S. I. Ntkolsky, E. I. Tuktsh, 19-th ICRC, San Diego, 1985.
3. W. Stamm, M. Samorski, 18-th ICRC, Bangalore, v. 1, 1983, p. 131.
4. S. Lloyd-Evans, A. Watson, Nature, 305, 784, 1983.
5. В. Л. Гинзбург, С. Н. Сыроватский, Происхождение космических лучей, Изд. АН СССР, М., 1963.
6. С. Хаякава, Физика космических лучей, т. 2, Мир, М., 1974.
7. Л. М. Озерной, О. Ф. Прилуцкий, И. Л. Розенталь, Астрофизика космических лучей, Атомиздат, М., 1973.
8. G. R. Blumental, R. G. Gould, Rev. Mod. Phys., 42, 237, 1970.
9. F. A. Aharontan, A. M. Atoyan, Astrophys. Space Sci., 79, 321, 1981.
10. D. Muller, J. Tang, 18-th ICRC, Bangalore, v. 2, 1983, p. 60.
11. J. Nishimura, 17-th ICRC, Paris, v. 2, 1981, p. 94.
12. J. N. Stamenov, S. Z. Ushev, S. I. Ntkolsky, V. I. Yakovlev, 18-th ICRC, Bangalore, v. 6, 1983, p. 54.
13. S. A. Stephens, V. K. Balasubrahmanyam, Proc. Cosmic Rays Conf., Univ. Utah, ed. T. I. Geisser, 1983, p. 196.