

**ДИФФУЗНОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИКИ  
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ  $10^{10} < E \leq 5 \cdot 10^{14}$  эВ**

А.В. Урысон

*Получен спектр рождения гамма-квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов в области энергий  $E > 10^{10}$  эВ. Вычислены спектры гамма-излучения галактического диска в направлениях на центр и антицентр при энергиях  $10^{10} < E \leq 5 \cdot 10^{14}$  эВ. Проведено сравнение с гамма-данными, полученными на установках по исследованию широких атмосферных ливней.*

Диффузное гамма-излучение Галактики образуется главным образом в процессах с участием высокоэнергичных космических лучей. Основными механизмами его генерации являются следующие: 1) распад  $\pi^0$ -мезонов, образованных в результате взаимодействия протонов и ядер космических лучей с межзвездным газом; 2) обратное комптоновское рассеяние космических электронов на фотонах, заполняющих Галактику; 3) тормозное излучение космических электронов. В области энергии  $E > 10^{10}$  эВ тормозное излучение электронов составляет не более 10% от излучения, возникающего в результате распада  $\pi^0$ -мезонов /1/. Вклад обратного комптоновского рассеяния в регистрируемое гамма-излучение может быть значителен в интервале энергий  $E = 10^{10} - 10^{12}$  эВ. Генерация гамма-излучения с энергией  $E > 10^{12}$  эВ в процессе обратного Комpton-эффекта маловероятна по следующей причине. Электроны с энергией  $E > 10^{13}$  эВ не успевают выйти из области инжекции, так как теряют в ней энергию вследствие синхротронных потерь. Оценки показывают, что в магнитных полях вблизи источников электроны теряют половину своей энергии за время  $t \lesssim 1$  год /2/.

Поэтому, вычисляя фоновое гамма-излучение Галактики в области энергий  $E > 10^{13}$  эВ, будем предполагать, что оно генерируется в процессах распада  $\pi^0$ -мезонов, образованных при взаимодействии космических лучей с межзвездным газом.

Спектр рождения  $\pi^0$ -мезонов на один атом межзвездного газа можно вычислить по формуле /3/:

$$q_{\pi}(E) = 4\pi\eta \int_{E_p}^{\infty} j(E_p) n_H \frac{d\sigma(E, E_p)}{dE} dE_p, \quad (1)$$

где  $\eta$  – множитель, учитывающий состав космических лучей и межзвездной среды;  $j(E_p)$  – энергетический спектр протонов космических лучей;  $n_H = 1$  – концентрация межзвездного водорода;  $d\sigma(E, E_p)/dE$  – дифференциальное сечение рождения  $\pi^0$ -мезона с энергией  $E$  протоном энергии  $E_p$ .

В расчете использовалось следующее выражение для дифференциального спектра космических протонов /3, 4/:

$$j(E_p) = \begin{cases} 7,25 \cdot 10^3 E^{-2,5}, & 7 \cdot 10^9 < E < 6 \cdot 10^{10} \text{ эВ} \\ 2,00 \cdot 10^4 E^{-2,75}, & 6 \cdot 10^{10} < E < 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ} \\ 3,70 \cdot 10^6 E^{-3,1}, & E > 3 \cdot 10^{15} \text{ эВ.} \end{cases}$$

Для расчета дифференциальных сечений  $d\sigma(E, E_p)/dE$  использовалась модель кварк-глюонных струн, хорошо описывающая рост с энергией сечения взаимодействия  $pp$  и инклюзивные дифференциальные энергетические спектры вторичных пионов /5/.

Интегрирование в формуле (1) проводилось численно, ошибка составила  $\approx 5\%$ . Вычисленный спектр рождения  $\pi^0$ -мезонов представлен в табл. 1.

Спектр рождения гамма-квантов, образующихся в результате распада  $\pi^0$ -мезонов, вычислялся по формуле /3/

$$q_{\gamma}(E) dE = \int_{E_{\pi}}^{\infty} \frac{2dE [q_{\pi}(E) dE]}{\sqrt{E^2 - M^2}}, \quad (2)$$

где  $E = E + m^2/4E$ ;  $m$  — масса  $\pi^0$ -мезона;  $M$  — поперечная масса  $\pi^0$ -мезона. Интегрирование в (2) проводилось численно. Ошибка составляла  $\leq 15\%$ . Дифференциальный спектр рождения гамма-квантов  $q_{\gamma}(E)$  приведен в табл. 1. С увеличением энергии  $E$  наклон спектра  $q_{\gamma}(E)$  увеличивается от значения  $\gamma = 2,6$  при  $E = 10^{11}$  эВ до значения  $\gamma = 3,05$  при  $E \geq 10^{15}$  эВ. Это связано главным образом с ростом показателя  $\gamma_p$  при увеличении энергии.

Таблица 1

Дифференциальные спектры рождения  $\pi^0$ -мезонов, гамма-квантов от их распада и интегральная интенсивность гамма-излучения Галактики

$E_p$ эВ	$q_{\pi^0}(E) \cdot 10^{28}$ 1/см <sup>3</sup> ·с·эВ	$q_{\gamma}(E) \cdot 10^{28}$ 1/см <sup>3</sup> ·с·эВ	$I_{\gamma}(>E)$ , 1/см <sup>3</sup> ·с·ср	
			расчет	измерения
$10^{10}$	0,438	0,555		
$5 \cdot 10^{10}$	$0,761 \cdot 10^{-2}$	$0,897 \cdot 10^{-2}$		
$10^{11}$	$0,122 \cdot 10^{-2}$	$0,142 \cdot 10^{-2}$		
$5 \cdot 10^{11}$	$0,167 \cdot 10^{-4}$	$0,196 \cdot 10^{-4}$		
$10^{12}$	$0,260 \cdot 10^{-5}$	$0,302 \cdot 10^{-5}$	$3,92 \cdot 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-11}$ /8/ <sup>1</sup>
			$3,48 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-11}$ /8/ <sup>2</sup>
			$2,52 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-7}$ /9/ <sup>3</sup>
$5 \cdot 10^{12}$	$0,343 \cdot 10^{-7}$	$0,395 \cdot 10^{-7}$		
$10^{13}$	$0,529 \cdot 10^{-8}$	$0,611 \cdot 10^{-8}$		
$5 \cdot 10^{13}$	$0,688 \cdot 10^{-10}$	$0,788 \cdot 10^{-10}$		
$10^{14}$	$0,105 \cdot 10^{-10}$	$0,119 \cdot 10^{-10}$	$5,3 \cdot 10^{-13}$	$6 \cdot 10^{-12}$ /10/ <sup>4</sup>
$5 \cdot 10^{14}$	$0,120 \cdot 10^{-12}$	$0,131 \cdot 10^{-12}$	$2,6 \cdot 10^{-15}$	$(3,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-13}$ /11/ <sup>5</sup>

Полоса обзора:  $^1l = 30^\circ \div 180^\circ$ ,  $b = 5^\circ \div 10^\circ$ .  $^2l = 30^\circ \div 180^\circ$ ,  $|b| \leq 1^\circ$ .  $^3l = 79^\circ$ ,  $|b| \leq 8^\circ$ , апертура прибора  $1,3 \cdot 10^{-3}$  ср.  
 $^4l = 180^\circ \div 210^\circ$ ,  $b = 0^\circ \div (-40^\circ)$ .  $^5l = 0^\circ \div 360^\circ$ ,  $b = 13^\circ \div 73^\circ$ .

Спектр фонового гамма-излучения галактического диска можно вычислить по формуле /2/:

$$I_{\gamma}(E) = q_{\gamma}(E) / 4\pi \int d\vec{l} n_H(r) N(r). \quad (3)$$

Распределение межзвездного газа  $n_H(r)$  взято из /6/.

Распределение протонов  $N(r)$  вычислялось в рамках диффузионной модели /1/, справедливой для частиц с энергиями  $E_p \leq 10^{15}$  эВ. Рассматривая диффузию частиц в области энергий  $E_p > 10^{15}$  эВ, необходимо учитывать их дрейф поперек неоднородного магнитного поля /7/. При еще больших энергиях  $E_p > 10^{17}$  эВ протоны движутся в основном под влиянием регулярной составляющей магнитного поля. Кроме того, в этой области энергий для них становятся существенными энергетические потери (/4/, глава 5).

Поэтому в рамках рассматриваемой модели диффузное излучение галактического диска можно вычислить только в той области энергий, где оно генерируется протонами с энергией  $E_p < 10^{15}$  эВ. Это условие заведомо выполняется для гамма-квантов с энергией  $E \leq 10^{13}$  эВ. Расчеты показывают, что в этой области энергий спектр рождения  $\pi^0$ -мезонов формируют в основном протоны с  $E_p < 10^{15}$  эВ. Вклад протонов больших энергий в  $q_\pi(E)$  пренебрежимо мал ( $< 1\%$ ). В области энергий  $E_p \approx 5 \cdot 10^{14}$  эВ число  $\pi^0$ -мезонов, генерированных протонами с  $E_p > 10^{15}$  эВ, не превышает 20–25%. При интегрировании в (4) вкладом области  $E > 10^{15}$  эВ можно пренебречь вследствие крутого падения спектра рождения  $\pi^0$ -мезонов. В связи с этим диффузное гамма-излучение Галактики в рамках данной модели можно вычислить в области энергий  $E \leq 5 \cdot 10^{14}$  эВ.

Интегрирование по лучу зрения в (3) проводилось численно с шагом  $\Delta l = 500$  пс (это соответствует величине бины в распределении межзвездного водорода /6/). В нашей модели интеграл по лучу зрения в направлении на галактический центр  $L_\gamma^c = 1,13 \cdot 10^{22}$  см/ср, в направлении на антицентр  $L_\gamma^{ac} = 2,30 \cdot 10^{20}$  см/ср. Интенсивность диффузного гамма-излучения Галактики в направлениях на центр и антицентр можно получить, умножив спектр рождения гамма-квантов соответственно на  $L_\gamma^c$  и  $L_\gamma^{ac}$ .

Перейдем к сравнению с экспериментальными данными. Наблюдательный материал по гамма-излучению из галактического диска анализировался в работе /8/. Интегральный гамма-поток из различных областей Галактики изменялся также в работах /9–11/. Для сравнения с приведенными в них данными проинтегрируем спектр рождения гамма-квантов  $q_\gamma(> E)$  по полосе обзора этих установок. Полученная таким образом интегральная гамма-интенсивность, а также данные измерений из /8–11/ приведены в табл. 1.

По поводу сравнения расчета с данными /11/ при  $E > 5 \cdot 10^{14}$  эВ отметим следующее. Как было сказано выше, в рамках нашей модели интенсивность гамма-излучения можно вычислить в области энергий  $E \leq 5 \cdot 10^{14}$  эВ. Это ограничение связано с тем, что распределение протонов  $N(r)$  было получено только для энергий  $E_p < 10^{15}$  эВ. Однако преимущественными направлениями наблюдения на установке /11/ являются либо области широт  $|b| \geq 30^\circ$ , либо области галактического антицентра  $50^\circ \leq l \leq 190^\circ$ . В первом случае концентрация протонов та же, что в окрестности Земли. Во втором случае на распределение протонов влияет в основном утечка через границу. Поэтому сравнение с данными /11/ в области энергий  $E > 5 \cdot 10^{14}$  эВ правомерно.

Как видно из приведенной таблицы, вычисленные значения интегрального гамма-спектра значительно меньше данных измерений, приведенных в /9–11/. Отметим еще раз, что этот результат получен в предположении, что основным механизмом генерации гамма-излучения в области энергий  $E > 10^{13}$  эВ является распад  $\pi^0$ -мезонов. (Оценки показывают, что вклад в излучение обратного комптоновского рассеяния в этой области энергий мал.) Если уточнение данных измерений не уменьшит их существенно, то для выяснения природы диффузного гамма-излучения Галактики потребуются дальнейшие исследования.

Автор глубоко признателен О.И. Пискуновой, любезно предоставившей программы для расчета структурных функций заряженных пионов в модели кварк-глюонных струн. Автор благодарит В.А. Догеля, А.Д. Ерлыкина, С.И. Никольского и В.И. Яковлева за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Dogiel V. A., Uryson A. V. *Astron. Astrophys.*, 197, 335 (1988).
2. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. М., Наука, 1987.
3. Stephens S. A., Badhwar G. D. *Astrophys. Space Sci.*, 76, 213 (1981).
4. Астрофизика космических лучей, под ред. В.Л. Гинзбурга. М., Наука, 1984.
5. Kaidalov A. B., Piskounova O. I. *Zeit für Phys.*, 30, 145 (1986).
6. Sacher W., Schönfelder V. *Space Sci. Rev.*, 36, 249 (1983).
7. Сыроватский С. И. Препринт ФИАН № 151, М., 1969.
8. Fomin V. P. et al. *Proc. 15th ICRC, Plovdiv*, 1, 12 (1977).
9. Douthwaite J. G. et al. *Astron. Astrophys.*, 142, 55 (1985).
10. Suga K. et al. *Proc. 20th ICRC, Moscow*, 1, 310 (1987).
11. Nikolsky S. I. et al. *J. Phys. G, Nucl. Phys.*, 13, 883 (1987).

Поступила в редакцию 15 августа 1988 г.