для духовых полей и полей  $B_{\sigma^{*}}$  (при  $\lambda = 1$ )

$$m_{1,2}^2 = \Omega^2, \quad m_z^2 = 2\Omega^2, \quad m_A^2 = 0.$$

Лагранжиан (1) (при калибровке λ=1) приводит к следующим выражениям для сверток полей:

$$(B^{j}_{\sigma} B^{k}_{\sigma'}) = g^{jk} \frac{\delta_{\sigma\sigma'}}{p^{2} - M^{2}_{\sigma}}, \quad (B^{\varkappa}_{\sigma} B^{j}_{\sigma'}) = 0,$$
$$(B^{\varkappa}_{\sigma} B^{\varkappa}_{\sigma'}) = (C_{\sigma} \overline{C}_{\sigma'}) = \frac{\delta_{\delta\delta'}}{p^{2} - m^{2}_{\sigma}}.$$

Здесь p<sup>2</sup> — квадрат четырехимпульса.

Поскольку все свертки при больших  $p^2$  ведут себя как  $(p^2)^{-1}$ , то модель векторных калибровочных полей, задаваемая лагранжианом (1), оказывается перенормируемой. С другой стороны, инвариантность действия относительно преобразований (2) обеспечивает унитарность матрицы рассеяния в физическом секторе, т. е. делает модель физически содержательной.

Таким образом, введение пятой компактной координаты позволяет построить перенормируемую модель массивных калибровочных полей, не прибегая к механизму Хиггса.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] Славнов Д. А. //Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. **30**, № 4. С. 85. [2] Хуанг К. Кварки, лептоны и калибровочные поля. М., 1985. [3] Вессні С., Rouet A., Stora R. H.//Ann. of Phys. (N. Y.). 1976. **98**. Р. 287. [4] Индурайн Ф. Квантовая хромодинамика. М., 1986.

Поступила в редакцию 07.09.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 3

# АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

#### УДК 549.121.7

### МОДИФИКАЦИЯ СПЕКТРА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ФОТОННОМ ПОЛЕ СТЕПЕННОГО СПЕКТРА

И. П. Иваненко, В. В. Сизов

(НИИЯФ)

Исследуется изменение формы спектра высокоэнергетичного гамма-излучения по мере его прохождения через фотонное поле степенного спектра (рентгеновское излучение в активной зоне компактных гамма-источников). Устанавливается связь между характеристиками поля и спектра гамма-излучения.

Большинство известных в настоящее время компактных гамма-источников одновременно являются источниками рентгеновского излучения. Высокоэнергетичное излучение, проходя через область генерации излучения меньшей энергии, взаимодействует с ним и порождает электронно-фотонный каскад. Если путь, проходимый гамма-излучением в низкоэнергетичном фотонном поле, значительно превышает длину свободного пробега гамма-кванта, спектр гамма-излучения может заметно отличаться от исходного [1]. В настоящей работе на основе численного и аналитического расчетов дается качественный анализ и оценивается величина этого эффекта.

Предположим, что пучок гамма-квантов, проходящий через фотонное поле, первоначально имеет степенной спектр, ограниченный со стороны малых и больших энергий:

$$J(E) = J_0/E^{\gamma}, \quad E_1 \leq E \leq E_2$$

7\*

91

Фотонное поле будем считать изотропным, также имеющим степенной спектр, ограниченный сверху и снизу. Плотность фотонного поля запишем в виде

$$n(\omega) d\omega = n_0 \frac{\omega_1^{\alpha}}{\omega^{\alpha+1}} d\omega, \quad \omega_1 \le \omega \le \omega_2.$$
<sup>(1)</sup>

Здесь  $n_0$  — параметр, имеющий размерность фотон/см<sup>3</sup>. Такая запись плотности поля позволяет ввести обычным образом каскадную единицу длины  $t_0 = (4\pi r_0^2 n_0)^{-1}$ ,  $r_0 = e^2/mc^2$ ,  $mc^2$  — энергия покоя и e — заряд электрона. В дальнейшем глубина t измеряется в каскадных единицах, энергия — в единицах МэВ.

Будем учитывать два вида взаимодействия каскадных частиц с фотонным полем: фоторождение пар и обратный эффект Комптона. Вид спектров каскадных гамма-квантов в основном определяется энергетической зависимостью полного сечения фоторождения пар, которая в свою очередь зависит OT произведения  $\omega_1 E$  и отношения  $\omega_1/\omega_2$  [2] при α>0 имеет характерный «крыше-И подобный» с максимумом вид при  $\omega_1 E \approx 2m^2 c^4$  (рис. 1). При  $\omega_1 E \gg m^2 c^4$  сечение приблизительно пропорционально 1/Е, а при  $m^2 c^4 / \omega_2 \ll E \ll m^2 c^4 / \omega_1$  пропорционально  $E^{\alpha}$ . Наконец, при  $\omega_2 E \ll m^2 c^4$  сечение обращается в нуль (поглощение гамма-квантов отсутствует).

На рис. 2 показаны спектры каскадгамма-квантов после прохождения в ных фотонном поле различной толщины: OT  $t = 10^{5}$ . t=0(исходный спектр) до Для примера выбраны следующие значения паполя: α=0,5, раметров фотонного  $\omega_2/\omega_1 \simeq$ 



lg(ω,Ε)



Рис. 2

=10<sup>2</sup>, а для исходного спектра взято  $E_1 = \omega_2$ ,  $\omega_1 E_2 = 10^4$ ,  $\gamma = 1,5$  (рнс. 2, *a*) и  $\gamma = 2$  (рнс. 2, *b*). Чтобы показать вклад каскадных процессов в формирование спектра, на рис. 2, *b* для соответствующих глубин пунктирными линиями нанесены спектры «чистого поглощения», соответствующие обычному экспоненциальному ослаблению пучка с глубиной при отсутствии каскадного размножения.

Как видно из рис. 2, при энергиях, значительно превышающих порог фоторождения пар  $E_{th} = m^2 c^4/\omega_2$ , каскадные спектры расположены ниже исходного (но выше спектров чистого поглощения) и с увеличением глубины стремятся к нулю. При приближении к порогу спектры испытывают подъем, связанный с уменьшением поглощения (см. выше), и при энергиях ниже порога (поглощение отсутствует) распо-



a

-2

-4

-6

ложены над исходным спектром, причем тем выше, чем больше глубина, значительно превосходя исходный спектр, если он достаточно жесткий ( $\gamma \leq 1,5$ , см. рис. 2, *a*).

Рассмотрим изменение формы спектров с глубиной при энергии выше  $E_{\rm th}$ . На малых глубинах каскадные спектры расположены близко к исходному, причем тем ближе, чем выше энергия, поскольку фотонное поле заданной толщины является прозрачным для высокоэнергетичных частиц с достаточно большой длиной свободного пробега. На больших глубинах (много больше длины свободного пробега гаммакванта данной энергии) каскадные спектры теряют зависимость от формы исходного спектра. Такие спектры, форма которых определяется не граничными условиями, а каскадным процессом, мы называем стандартными [3].

В области энергии выше пороговой в форме стандартных спектров явно выделяются два участка. При  $\omega_1 E \gg m^2 c^4$  стандартные спектры пропорциональны 1/E (на рис. 2 эти участки спектров горизонтальны). Форма спектров не зависит от значения параметров  $\alpha$  н  $\gamma$ . В области  $m^2 c^4 / \omega_2 \ll E \ll m^2 c^4 / \omega_1$  стандартные спектры приблизительно пропорциональны  $1/E^{\alpha+2}$ . Сравнивая поведение стандартного спектра с поведения сечения поглощения, нетрудно определить правило, связывающее две эти зависимости: если сечение поглощения гамма-квантов пропорциональны  $E^{\alpha}$ , то спектры гамма-квантов на достаточно большой глубине пропорциональны  $E^{-2-\alpha}$ . При некоторых упрощающих предположениях можно показать справедливость этого соотношения для произвольного *n*-го момента по глубине  $\Gamma_n(E)$  функции  $\Gamma(E, t)$ , а следовательно, и для самой функции. Следуя [4], запишем дифференциальное сечение порождения пар в виде

 $\varphi(E, E') dE' \approx \mu_{\Gamma}(E) dE'/E$ 

(при больших энергиях гамма-квантов спектр вторичных частиц приблизительно можно считать плоским). В случае, когда  $\mu_{P,\Gamma}$  являются константами, не зависящими от энергии, решением системы каскадных уравнений будет функция  $\tilde{\Gamma}_n(E) \sim 1/E^2$  [4]. В общем случае, очевидно,  $\Gamma_n(E)\mu_{\Gamma}(E) = \tilde{\Gamma}_n(E)$ , т. е.

 $\Gamma_n(E) = \widetilde{\Gamma}_n(E)/\mu_{\Gamma}(E) \sim E^{-2-\alpha}.$ 

Таким образом, при прохождении большой толщины поля со спектром (1) спектр гамма-излучения в диапазоне  $m^2c^4/\omega_2 \ll E \ll m^2c^4/\omega_1$  становится круче спектра фотонного поля (спектральные индексы отличаются на единицу).

Описанные закономерности не могут объяснить все особенности наблюдаемых спектров гамма-излучения компактных источников, однако ясно, что каскадные процессы могут вносить заметный вклад в механизм формирования спектров этих объектов.

# ЛИТЕРАТУРА

[1] Aharonian F. A., Kirillov-Ugrumov V. G., Vardanian V. V.// //Astroph. Space Sci. 1985. 115. Р. 201. [2] Никишов А. И.//ЖЭТФ. 1961. 41. С. 543. [3] Ivanenko I. P., Sizov V. V.//Proc. XXI Cosmic. Ray Conf. Adelaida, 1990. V. 2. Р. 420. [4] Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах. М., 1948.

> Поступила в редакцию 13.10.89