

ԵՐԵՎԱՆԻ ԶՐԶՐԿՅՈՒՄԻ ԲՆՈՍՏՐՏՈՒՄ
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲՆՈՍՏՐՏՈՒՄ
ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ՖԻԶԻԿԵՍԿԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

ЕФИ-311(36)-78

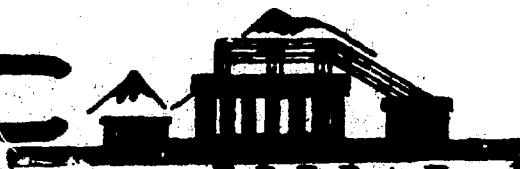
547904568

Ա.Տ.ԱՄԲԱՐՇՄՅԱՆ, ԵՆ ՏԻ

ՏՔԵՏՐ ՓՕՏՈՆՈՎ ԵՆ ՏՐԵԴԵ Տ ՍԿԵՏՈՄ
ՔԵՐԵՃՈՒԴՈՒԴՈՒՄ ԻԶԼՈՒՇԵՆԻ Ի ԿԱՏԿԱԴՆԻ ԼԻՎՆԵԻ

ԱՐՄՏ

ԵՐԵՎԱՆ



ԵՐԵՎԱՆ

1978

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-311(36)-78

А.С.АМБАРЦУМЯН, ЯН ШИ

СПЕКТР ФОТОНОВ В СРЕДЕ С УЧЁТОМ ПЕРЕХОДНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ И КАСКАДНЫХ ЛИБНЕИ

Ереван 1978

© **Ереванский физический институт, 1978**

1978

EDM-3II(36)-78

A.S.AMBARTSUMYAN, C.YANG

THE PHOTON SPECTRUM IN MEDIA WITH DUE REGARD FOR
TRANSITION RADIATION AND CASCADE SHOWERS

The spectral distribution of photons, generated by fast charged particle crossing the vacuum-medium interface is studied taking account of transition radiation and electron-photon showers formed in medium. It is shown, that the existence of showers alter the photon spectrum.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1978

БФИ-311(36)-78

УДК. 538.56:539.12

А.С.АМБАРЦУМЯН, ЯН ШИ

СПЕКТР ФОТОНОВ В СРЕДЕ С УЧЁТОМ ПЕРЕХОДНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ И КАСКАДНЫХ ЛИВНЕЙ

Проведено исследование спектрального распределения фотонов, образованных быстрой, заряженной частицей, влетевшей из вакуума в среду, с учётом как переходного излучения, так и электронно-фотонных ливней, образующихся в среде. Показано, что наличие ливней значительно видоизменяет спектр фотонов.

Ереванский физический институт
Ереван 1978

Как известно, при пересечении заряженной частицей границы раздела вакуум-среда возникает переходное излучение. С другой стороны, при прохождении через среду заряда (электрон, мюон) с начальной энергией E_0 большей некоторой критической β_c , характерной для каждого вещества ($\beta_c \sim 1600 m_e c^2 / Z$, m_e - масса электрона, Z - атомный номер вещества среды, c - скорость света), в веществе образуется электронно-фотонный ливень.

Естественно поставить вопрос, насколько распределение фотонов в среде с учётом как переходного излучения, так и каскадных ливней, отличается от соответствующих распределений в случаях, когда один из указанных процессов не принимается во внимание.

Если переходное излучение недостаточно жёсткое, то спектр фотонов в среде представляет собой аддитивную сумму спектров переходного излучения и фотонов ливня и задача является тривиальной. Однако, при достаточно больших энергиях влетающей заряженной частицы в спектре переходного излучения появляется весьма жёсткая часть [1], которая в свою очередь способна породить электронно-фотонные ливни.

Задача определения спектра фотонов на заданной глубине $t = a/L$ (a - расстояние от места наблюдения до границы в

радиационных единицах длины L) внутри вещества с учётом обоих вышеуказанных механизмов образования фотонов, вообще говоря, довольно сложна. Её можно упростить, если предположить, что переходное излучение возникает непосредственно на границе при влёте заряда из вакуума в среду. Такое предположение правомерно, если зона формирования переходных фотонов в веществе

$$Z_{вещ} = \frac{c}{\omega \sqrt{(\gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2)^2 + \mu^2 c^2/\omega^2}} \quad (1)$$

($\gamma = E_0/m_e c^2$ - лоренц-фактор, ω_0 - плазменная частота вещества, μ - линейный коэффициент поглощения при данной частоте ω) много меньше радиационной длины L , характеризующей образование ливня, т.е. если

$$Z_{вещ} \ll L. \quad (2)$$

Указанное условие выполняется, например, для свинца при $\gamma < 10^6$, а для лёгкого вещества (типа углерода) - при $\gamma < 10^7$.

При выполнении неравенства (2) спектр переходного излучения можно рассматривать как начальное условие $\Gamma(0, E)$ для каскадных уравнений (см. например [2,3]) наряду с энергетическим распределением $P(0, E)$ влетающих заряженных частиц.

Решение каскадных уравнений $\Gamma(t, E)$ без учёта ионизационных потерь имеет вид:

$$\begin{aligned} \Gamma(t, E) = & \frac{1}{2\pi E} \int \frac{c(s)}{\lambda_1(s) - \lambda_2(s)} e^{y_1 s} [e^{\lambda_1(s)t} - e^{\lambda_2(s)t}] dx + \\ & + \frac{1}{2\pi E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_E^{\infty} \frac{e^{-y_2 s}}{\lambda_1(s) - \lambda_2(s)} \{ [A(s) + \lambda_1(s)] e^{\lambda_1(s)t} - \\ & - [A(s) + \lambda_2(s)] e^{\lambda_2(s)t} \} \Gamma(0, E') dE' dx. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $s = \delta + i\chi$, $y_1 = \ln(E_0/E)$, $y_2 = \ln(E'/E)$.

$$A(s) = 1.36 \frac{d}{ds} \ln(s+1)! - 1/(s+1)/(s+2) - 0.075,$$

$$C(s) = 1/(s+2) + 1.36/s/(s+1),$$

$$B(s) = 2[1/(s+1) - 1.36/(s+2)/(s+3)], \quad E = \hbar \omega,$$

$\lambda_1(s)$ и $\lambda_2(s)$ — корни характеристического уравнения

$$\lambda^2 + \lambda[A(s) + 6_0] - C(s)B(s) = 0$$

а контур интегрирования по χ — прямая параллельная мнимой оси на расстоянии δ от неё в положительной половине комплексной плоскости. Величина $\Gamma(0, E)$ — спектр переходных фотонов на границе вакуум-среда — имеет вид [1,4]:

$$\Gamma(0, E) = \frac{1}{137\pi E} \left\{ \frac{|g|^2 - \delta^{-4}}{|g - \delta^{-2}|^2} \ln |g\delta^2| + \left(\frac{2g''\delta^{-2}}{|g - \delta^{-2}|^2} - \frac{g'}{g''} \right) \times \right. \\ \left. \times \arctg \frac{g'}{g''} - 1 \right\},$$

где $g = g' + ig''$, $g' = \omega_0^2/E^2 + \gamma^2$, $g'' = -\frac{\mu c}{E}$. Интегрирование в (3) по E' проводится от E до E_0 , т.к. интегральные операторы в уравнениях каскадной теории в силу физически очевидных условий действуют только на энергии большие или равные E , а при $E' > E$ переходное излучение отсутствует.

Вид фотонного спектра при наличии как переходных фотонов, так и каскадного ливня, зависит от величины t . Как показывают численные оценки, при $t > 1$ ливень играет основную роль, и вклад переходного излучения сводится к поправкам $\sim 1\%$ для малых ω . При $t \ll 1$ основным является переходное излучение. Интерес представляет область $t \lesssim 1$, в которой и проведены соответствующие численные расчёты величины $\Gamma(t, E)$ для свинца. На рис. 1 и 2 приведены кривые частотного распределения спектра фотонов с учётом переходного механизма (пунктирная кривая)

и без такого учёта (сплошная) для энергий первичной частицы $E_0 = 5 \cdot 10^5$ Мэв (рис. 1) и $E_0 = 5 \cdot 10^6$ Мэв (рис. 2). Как видно из рисунков, вклад переходных фотонов значителен при малых ω , и увеличивается с ростом энергии первичной частицы. Такое поведение частотного распределения естественно, т.к. спектр переходного излучения практически простирается лишь до граничной частоты $\omega_{ip} = \omega_0 \gamma$. При больших частотах полный спектр имеет чисто ливневую природу. Отношение общих чисел квантов от 1 Мэв до ω_{ip} с учётом и без учёта переходного излучения составляет 2,6 и 3,2 при $E_0 = 5 \cdot 10^5$ и $5 \cdot 10^6$ соответственно.

Любопытно отметить, что результаты численного расчёта показали, что для вычисления функций распределения в каскадной теории, например $\Gamma(t, E)$, при граничных условиях $\Gamma(0, E) = 0$ и $t < I$ вместо точной формулы (первое слагаемое выражения (3)) можно использовать формулу

$$\Gamma(t, E) = H(s_0) \frac{\exp(\gamma_1 s_0 + \lambda_1(s_0)t)}{E \sqrt{t}} \quad (4)$$

где $H(s) = C(s) / [\lambda_1(s) - \lambda_2(s)] / \sqrt{2\pi \lambda_1'(s)}$, а s_0 определяется из условия $\frac{d}{ds} \lambda_1(s_0) = -\gamma_1 / t$. Формула (4) получается из интегрирования первого слагаемого формулы (3) методом перевала в предположении $t > I$ (см. [2]). Однако спектры, вычисленные по формуле (4), и при $t < I$ хорошо совпадают со спектрами, полученными из точной формулы.

Теперь обсудим вопрос влияния каскадных ливней на переходное излучение в стопке пластин, расположенных в вакууме. Исходя из уравнений каскадной теории можно показать, что в смысле ливнеобразования стопка пластин адекватна одной пласти-

не с толщиной, равной суммарной толщине пластин стопки. Переходное же излучение возникает на всех границах раздела вакуум-среда. Однако, для того чтобы это излучение не было подавлено каскадным ливнем, суммарная толщина пластин $a_{\text{экв}} = a \cdot N$ (a - толщина пластины, N - число пластин) должна быть меньше радиационной длины λ .

Авторы выражают искреннюю благодарность Г.М.Гарибяну, обратившему наше внимание на рассмотренный вопрос и проявлявшему постоянный интерес к работе.

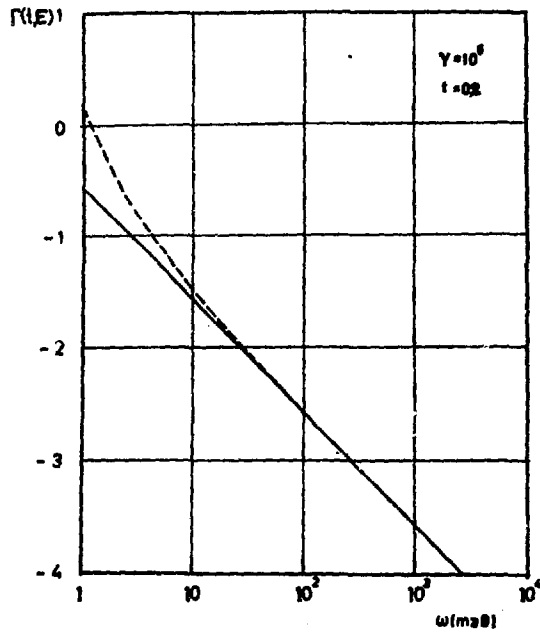


Рис. 1

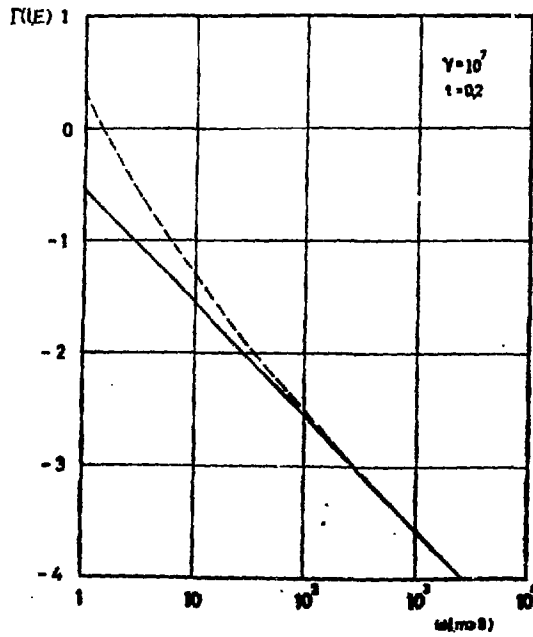


Рис. 2

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Частотный спектр фотонов (величина $\Gamma(t, E)$ в Мэв^{-1}) с учетом переходного излучения (пунктирная кривая) и без такого учета (сплошная) при $E_0 = 5 \cdot 10^5 \text{ Мэв}$ и $t = 0,2$.

Рис.2 То же, что и на рис.1 при $E_0 = 5 \cdot 10^6 \text{ Мэв}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.М.Гарибян, Ян Ши. Письма в ЖЭФ, 24, 269 , 1976.
2. С.З.Беленький. "Лавинные процессы в космических лучах" ОГИЗ ГОСТЕХИЗДАТ. 1948.
3. И.П.Иваненко. "Электромагнитные каскадные процессы". Издательство Московского Университета, 1972.
4. В.Г.Барышевский, Нго Дань Ньан. ЯФ, 20, 1219, 1974.

Рукопись поступила 26-го апреля 1978г.



Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 288

ВФ-03372

Тираж 299

Подписано к печати 29/VI-78г.

Формат издания 60x84/16

0,7 уч.изд.л. Ц.5 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер. Маркрянэ 2

индекс 3624