

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЛИВНЯХ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СРЕДАХ

А.И.Ахиезер, Н.Ф.Шульга

Предсказывается эффект быстрого развития электромагнитного ливня в кристалле на длинах, гораздо меньших, чем радиационная длина.

1. Известная каскадная теория электромагнитных ливней, развитая Баба и Гайтлером [1], Кардсоном и Оппенгеймером [2] и Ландау и Румером [3], относится к тому случаю, когда вещество, в котором развивается ливень, является аморфным. В этом случае вероятность $\pi(\epsilon, \omega) d\omega$ излучения фотона с частотой ω электроном с энергией ϵ и вероятность $\gamma(\omega, \epsilon) d\epsilon$ образования электрон-позитронной пары, отнесенные к единице длины, определяются известными формулами Бете – Гайтлера [3]. При этом, согласно уравнениям каскадной теории, ливень развивается на радиационной длине L .

В настоящей работе мы хотим обратить внимание на новую важную особенность развития ливня в веществе, заключающуюся в том, что в кристаллической среде, благодаря когерентным эффектам, ливень может развиваться на расстояниях гораздо меньших, чем радиационная длина L .

2. Когерентный эффект в излучении фотонов и в образовании электрон-позитронных пар в кристалле возникает в том случае, когда падающие частицы влетают в кристалл под достаточно малым углом θ к одной из кристаллографических осей. Благодаря этому эффекту сечения электромагнитных процессов в кристалле существенно отличаются от соответствующих сечений в аморфной среде.

Рассмотрим, для простоты, развитие ливня в кристалле в случае, когда ливень образует релятивистский электрон, входящий в кристалл под углом θ , удовлетворяющим условию $2Ze^2/m\theta d \ll 1$, где $Z|e|$ — заряд ядра атома, d — расстояние между атомами в цепочке и m — масса электрона. В этой области углов θ величины $\pi_c(\epsilon, \omega)$ и $\gamma_c(\omega, \epsilon)$ определяются вероятностями $\pi_c(\epsilon, \omega)$ и $\gamma_c(\omega, \epsilon)$ когерентного излучения и когерентного образования пар в кристалле [4, 5]. При достаточно высоких энергиях частиц, когда величины зон формирования тормозных квантов $l_\gamma = 2\epsilon(\epsilon - \omega)/m^2\omega$ и электрон-позитронных пар $l_{\pm} = 2\epsilon_{-}\epsilon_{+}/m^2\omega$ превосходят $2R/\theta$, где R — радиус экранировки атома, ϵ_{-} и ϵ_{+} — энергии образовавшихся электрона и позитрона, величины π_c и γ_c имеют вид [5, 6]

$$\pi_c(\epsilon, \omega) = \frac{\pi}{2l} \frac{R}{\theta d} \pi_{B-H}(\epsilon, \omega), \quad \gamma_c(\omega, \epsilon) = \frac{\pi}{2l} \frac{R}{\theta d} \gamma_{B-H}(\omega - \epsilon) \quad (1)$$

где $l = \ln 183 Z^{-1/3}$ и π_{B-H} и γ_{B-H} — вероятности Бете — Гайтлера излучения фотона и образования пар. Подставляя вероятности (1) в каскадные уравнения ливней, приходим к выводу, что радиационная длина L , относящаяся к аморфному случаю, должна быть заменена радиационной длиной $L_c = L(2l\theta d/\pi R)$, относящейся к кристаллу. Таким образом, при выполнении условий $l_\gamma \gg 2R/\theta$ и $l_{\pm} \gg 2R/\theta$, развитие ливня в кристалле должно происходить на гораздо меньшей длине, чем в аморфной среде.

3. Неравенства $l_\gamma, l_{\pm} \gg 2R/\theta$ выполняются, например, при $\epsilon \sim \omega \gtrsim 100$ ГэВ, т.е. в области энергий, типичных для космических лучей.

В космических лучах предсказываемый эффект может наблюдаться при взаимодействии частиц с кристаллитом. Обратим внимание в связи с этим на следующее обстоятельство: если размеры r зерен кристаллита будут малы $r \ll L_c$, то развитие ливня в кристаллите будет происходить так же, как и в аморфной среде. Дело в том, что в кристаллите уравнения каскадной теории должны быть усреднены по различным ориентациям зерен. Так как при $r \ll L_c$ усредненные величины π_c и γ_c совпадают с результатами Бете — Гайтлера [4], а числа фотонов и электрон-позитронных пар, образовавшихся в пределах отдельных зерен малы, то когерентные явления в развитии ливня в кристаллите проявляться не будут.

Этот вывод существенно изменяется, если размеры зерен будут сравнимы с длиной L_c . В этом случае существенное изменение ливневых функций может произойти в пределах отдельных зерен. При этом когерентные эффекты должны приводить к появлению событий, состоящих из большого числа частиц на длинах порядка L . Таким образом, для

того, чтобы обнаружить предсказываемый эффект в космических лучах, необходимо ставить эксперименты с кристаллитом, размеры зерен которого удовлетворяют условию $\tau \gtrsim L_c$.

К рассматриваемому эффекту по-видимому относятся зарегистрированные в 50-х годах в космических лучах аномально большие электромагнитные ливни в эмульсии (см. [7, 8] и ссылки там) и обнаруженные недавно укороченные каскады космических μ -мезонов [9].

4. Эффект быстрого развития электромагнитного ливня в кристалле возможен также и в области более низких энергий падающих на кристалл электронов, когда когерентный эффект имеет место только для процесса излучения низкоэнергетических фотонов. В этом случае в широком интервале энергий ливневых частиц $\gamma(\omega, \epsilon) \approx \gamma_{B-H}(\omega, \epsilon)$. При этом, если энергия падающего электрона изменяется с глубиной проникновения в кристалл t по закону $E(t)$ и толщина кристалла T удовлетворяет условию $T < L$, то из уравнения каскадной теории легко получить следующие выражения для числа образовавшихся в кристалле низкоэнергетических фотонов N_Ω с частотой $\omega \gtrsim \Omega$ и числа электронов и позитронов Π_E с энергией $\epsilon \gtrsim E$

$$N_\Omega = \int_\Omega^\infty d\omega \int_0^T dt \pi_c(E(t), \omega), \quad E(0) \gg \Omega \gg m \quad (2)$$

$$\Pi_E = 2 \int_E^\infty d\epsilon \int_\epsilon^\infty d\omega \int_0^T dt \int_0^t dt' \pi_c(E(t'), \omega) \gamma_{B-H}(\omega, \epsilon),$$

$$E(0) \gg E \gg m.$$

Полагая для оценок, что $\gamma_{B-H} \approx 1/\omega L$ и, что $\pi_c \approx R/\omega L \theta d$ при $l_\gamma \gtrsim 2R/\theta$ и $\pi_c \approx 0$ при $l_\gamma < 2R/\theta$, находим из (2), что $N_{\sim 2m} \approx \approx RT/L\theta d$ и $\Pi_{\sim 2m} \approx RT^2/L^2\theta d$.

Условия применимости формул (2) $l_\pm < d$, $E(0) \gg \omega$, $\frac{2Ze^2}{m\theta d} < 1$

выполняются, например, при $E(0) = 10$ ГэВ и $\theta = 10^{-3}$ рад, поэтому предсказываемый эффект быстрого развития ливня в кристалле может быть обнаружен и на современных ускорителях при взаимодействии электронов с монокристаллами.

Поступила в редакцию
30 июня 1980 г.

Литература

- [1] H.J.Bhabha, W.Heitler. Proc. Roy. Soc., A159, 432, 1937.
- [2] A.G. Carlson, J.R.Oppenheimer. Phys. Rev., 51, 220, 1937.
- [3] L.D.Landau, Ü.Rumer. Proc. Roy. Soc., A166, 213, 1938.
- [4] М.Л.Тер-Микаелян, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1969.
- [5] А.И.Ахиезер, В.Ф.Болдышев, Н.Ф.Шульга. ВЧАЯ, 10, 51, 1979.

- [6] А.И.Ахиезер, В.И.Трутенъ, С.П.Фомин, Н.Ф.Шульга. ДАН СССР, 249, 338, 1979.
- [7] G.V.Collins et al. Phys. Rev., 8D, 982, 1973.
- [8] А.Г.Бонч-Осмоловский, М.И.Подгорецкий. ЯФ, 29, 432, 1979.
- [9] А.Д.Ерлыкин и др. Труды ФИАН, 109, 62, 1979.
-