

О ПОДАВЛЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В АМОРФНОЙ СРЕДЕ И В КРИСТАЛЛЕ

Н.Ф.Шульга, С.П.Фомин

Предсказан новый эффект подавления излучения быстрых частиц в аморфной среде, существенно отличающийся от эффекта Ландау – Померанчука. Обсуждается возможность обнаружения этого эффекта в аморфной среде и в кристалле при каналировании частиц.

1. Теория Ландау – Померанчука [1] влияния многократного рассеяния на излучение релятивистских частиц в аморфной среде справедлива, если толщина мишени значительно превосходит величину зоны формирования излучения.

В настоящей работе рассмотрен процесс тормозного излучения быстрых частиц в пластинке, толщина T которой гораздо меньше зоны формирования излучения $z_{\text{эфф}}^{(1)}$. Показано, что при $T \gtrsim Lm^2/\epsilon_s^2$, где L – радиационная длина, m – масса частицы, $\epsilon_s^2 = 4\pi 137m^2$, в области ω , превосходящих характерные частоты переходного излучения, наступает эффект подавления излучения, существенно отличающийся от эффекта Ландау – Померанчука. Приведены условия возникновения этого эффекта в аморфной среде и в кристалле при каналировании частиц.

2. Энергия излученная частицей, движущейся по траектории $\mathbf{r}(t)$, в интервал частот $(\omega, \omega + d\omega)$, определяется в классической электродинамике формулой [1]

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \int |\mathbf{k} \times \mathbf{l}|^2 d\Omega, \quad (1)$$

где $d\Omega$ – элемент телесного угла в направлении волнового вектора \mathbf{k} и

$$\mathbf{l} = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i[\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}(t)]} \frac{d}{dt} \frac{\mathbf{v}(t)}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}(t)}. \quad (2)$$

Так как быстрые частицы рассеиваются в веществе в основном на малые углы, то в первом приближении вектор скорости может быть представлен в виде $\mathbf{v}(t) \approx v(1 - v_{\perp}^2/2) + \mathbf{v}_{\perp}(t)$, где v – скорость налетающей частицы и $\mathbf{v}_{\perp}(t)$ – компоненты $\mathbf{v}(t)$ в плоскости ортогональной \mathbf{v} . Угол рассеяния частицы пластинкой θ связан с $\mathbf{v}_{\perp}(t)$ соотношением $\theta = v_{\perp}(\infty)/v$. Средний квадрат угла рассеяния $\theta^2 = \epsilon_s^2 T/\epsilon^2 L$.

С увеличением энергии увеличивается величина зоны формирования излучения $z_{\text{эфф}} \sim \min[\epsilon^2/m^2\omega; (\epsilon/\epsilon_s)\sqrt{L/\omega}]$, поэтому при достаточ-

¹⁾ Прежде при исследовании процесса излучения быстрых частиц в тонкой пластинке основное внимание обращалось к изучению влияния различных факторов на переходное излучение [2 – 4].

но больших ϵ всегда может быть выполнено условие $z_{\text{эфф}} \gg T$. В этом случае можно в подинтегральном выражении (2) положить экспоненту равной единице и выполнить интегрирование в (1) по телесному углу. При этом

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi} \left\{ \frac{2\xi^2 + 1}{\xi\sqrt{\xi^2 + 1}} \ln(\xi + \sqrt{\xi^2 + 1}) - 1 \right\}, \quad (3)$$

где $\xi = \epsilon\theta/2m$. Мы видим, что спектр излучения (3) существенно зависит от соотношения между углом рассеяния θ и характерным углом излучения m/ϵ . Если $\theta^2 \ll (m/\epsilon)^2$, то после усреднения по углам рассеяния частицы θ с распределением Гаусса формула (3) дает результат Бете – Гайтлера [2]

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{2e^2}{3\pi} \frac{\epsilon_s^2 T}{m^2 L}. \quad (4)$$

Если же $\theta^2 \gg (m/\epsilon)^2$, т. е. $\epsilon_s^2 T/m^2 L \gg 1$, то

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{4e^2}{\pi} \ln \frac{\epsilon_s^2 T}{m^2 L}. \quad (5)$$

Спектр излучения в этом случае, в отличие от результатов Бете – Гайтлера (4) и Ландау – Померанчука [1, 2]

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi} \frac{\epsilon_s T}{\epsilon L} \sqrt{L\omega} \quad (6)$$

практически не зависит от толщины мишени, энергии частицы и частоты излученного фотона. Условия возникновения эффекта Ландау – Померанчука $T \gg z_{\text{эфф}}$, $\epsilon^2 \epsilon_s^2 / m^4 L \omega \gg 1$ и рассматриваемого нами эффекта $T \ll z_{\text{эфф}}$, $\epsilon_s^2 T/m^2 L \gg 1$ различны, поэтому различны и спектральные распределения (5) и (6). Согласно (5), с ростом T уменьшается интенсивность излучения с единицы пути проходимого частицей в пластинке, т. е. в этом случае имеет место подавление излучения.

Характерной особенностью рассматриваемого эффекта является слабая зависимость спектра излучения от числа соударений частицы с атомами среды. Отметим, что аналогичное явление было обнаружено в последнее время при исследовании взаимодействия адронов высокой энергии с тяжелыми ядрами. Это явление заключается в том, что сечения, множественность и другие характеристики процессов практически не зависят от числа нуклонов в ядре [5].

3. В последнее время широко обсуждается вопрос об излучении быстрых частиц в кристалле при каналировании [6, 7]. Покажем, что в условиях каналирования также имеет место эффект подавления излуче-

ния, аналогичный рассмотренному выше, причем в кристалле этот эффект возникает при гораздо меньшей энергии, чем в аморфной среде. Это делает возможным обнаружение эффекта подавления при энергиях достижимых на современных ускорителях $\epsilon \gg 10 \text{ Гэв}$.

Каналированная частица периодически отклоняется от направления первоначального движения на угол $\theta = \theta_c$, где θ_c — критический угол каналирования [8], причем рассеяние частицы происходит на длине $\sim R/\theta_c$ (R — радиус экранировки атома). При осевом каналировании $\theta_c = \sqrt{2Ze^2/\epsilon a}$, где a — постоянная решетки. Если выполняется условие $Z_{\text{эфф}} \gg R/\theta_c$, то энергия, излученная частицей при взаимодействии с цепочкой атомов кристалла, расположенной вдоль оси канала, также определяется формулой (3), в которой следует положить $\xi = \epsilon\theta_c/2m$. Таким образом,

$$\frac{dl}{d\omega} \approx \frac{2e^2}{\pi} \begin{cases} 2Ze^2\epsilon/3m^2a, & \theta_c \ll m/\epsilon \\ \ln(2Ze^2\epsilon/m^2a), & \theta_c \gg m/\epsilon \end{cases} \quad (7a)$$

Эти формулы показывают, что при $\theta_c \sim m/\epsilon$ происходит существенное изменение характера излучения каналированной частицы — с ростом энергии линейная зависимость спектра (7a) от ϵ заменяется более слабой логарифмической (7б). Из условий применимости формул (5) и (7б) следует, что в аморфной среде эффект подавления излучения наступает при энергии $\epsilon \sim m^2\sqrt{\omega L}/\epsilon_s \gg m^2a/Ze^2$ гораздо большей, чем при каналировании частиц.

Авторы выражают благодарность А.И.Ахиезеру, Е.Л.Фейнбергу, М.Л.Тер-Микаеляну, П.И.Фомину, и В.Ф.Болдышеву за полезные обсуждения затронутых в работе вопросов.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
12 декабря 1977 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук. ДАН СССР, **92**, 535, 735, 1953.
- [2] М.Л.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1969.
- [3] В.Е.Пафомов. Труды ФИАН АН СССР, **44**, 28, 1969.
- [4] Г.М.Гарибян, Я.Ши. ЖЭТФ, **70**, 1627, 1976.
- [5] Ю.П.Никитин, И.Л.Розенталь, Ф.М.Сергеев. УФН, **121**, 3, 1977.
- [6] М.А.Кумахов. ЖЭТФ, **72**, 1489, 1977.
- [7] А.И.Ахиезер, В.Ф.Болдышев, Н.Ф.Шульга. ДАН СССР, **236**, 830, 1977.
- [8] Й.Линдхард. УФН, **99**, 249, 1969.