ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА РЕЗОНАНСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

М.Л.Тер-Микаелян

При равномерном движении заряженных частиц в среде с периодически меняющейся электронной плотностью, излучение возникающее на различных неоднородностях может когерентно складываться только при выполнении определенных фазовых соотношений, весьма похожих на соответствующее условие появления излучения Вавилова – Черенкова в однородной среде [1]. Действительно нерелятивистская частица движущаяся равномерно вдоль изменения свойств среды будет излучать частоты целые кратные частоте пролета периода среды. Для релятивистских частиц необходимо учесть допплеровский сдвиг и тогда необходимое условие появления излучения (условие резонанса) можно записать следующим образом

$$\omega\,(1 - \frac{v}{c}\sqrt{\epsilon}\cos\theta) = \frac{2\pi v}{\ell}r\,. \qquad (1)$$

Здесь v – скорость частицы, θ – угол излучения кванта, ℓ – период среды, r – целое число, ϵ – диэлектрическая постоянная среды.

Если частица рассеивается, то условие (1), (которое соответствует закону сохранения продольной компоненты импульса) будет нарушаться, поскольку при многократном рассеянии импульс может быть передан также и отдельным ядрам среды. Обратное значение минимального продольного импульса определяет когерентную длину, т.е. длину траектории частицы, с которой происходит излучение фотонов. Используя (1) в пределе больших частот и релятивистских энергий получаем:

$$\ell_{\text{ког}} = \frac{2c}{\omega\left(1 - \frac{v^2}{c^2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - \frac{2\pi r v}{\ell\omega}\right)} \qquad (2)$$

Через ω_0^2 обозначена ленгмюровская частота. Введенную таким образом когерентную длину нужно понимать несколько условно, поскольку для области частот излучаемых резонансным образом она принимает отрицательное значение. Теперь нужно сформулировать критерий влияния многократного рассеяния на резонансное излучение [2]. Если средний квадрат угла многократного рассеяния на когерентной длине (берется естественно абсолютное значение $\ell_{\text{ког}}$) порядка или больше, чем характерный угол излучения резонансных квантов, который порядка $\theta_{\text{из}}^2 \approx 4\pi v r/\ell$, то можно ожидать существенного изменения старых результатов. Эти условия выполняются в экспериментах, проведенных Арутюняном с сотрудниками [3, 4], которые стимулировали проведение этой работы. Влияние рассеяния проявляется двояким образом: с одной стороны рассеяние будет нарушать когерентность и, следовательно, собственно резонансное излучение будет уменьшаться, с другой стороны, рассеяние будет приводить к появлению тормозного излучения. Расчет излучения проведен на примере периодической косинусоидальной среды. Предположим, что плотность ядер постоянна, а изменение диэлектрической постоянной среды осуществляется колебаниями электронной плотности. Используя методику Мигдала [5] для учета влияния многократного рассеяния, получим для излученной энергии частоты ω в единицу времени при движении в среде с диэлектрической постоянной

$$\epsilon = \epsilon_n + \Delta\cos\frac{2\pi Z}{\ell} \tag{3}$$

выражение

$$dI_\omega = -\frac{2e^2\omega}{\pi}\sum_{r=-\infty}^{r=+\infty}\frac{|I_r(B)|^2}{\ell_{\text{ког}}}\Phi(S), \tag{4}$$

где $I_r(B)$ – функция Бесселя r-ого порядка, аргумент которой равен $B = \ell\Delta\omega/4\pi c$. Функция $\Phi(S)$ для положительных S связана с функцией Мигдала, введенной в работе [5] следующим соотношением $\Phi(S) = -\Phi_M(S)/24S^2$. Величина S равна

$$S = \frac{c}{4\ell_{\text{ког}}\sqrt{\omega q}}, \tag{5}$$

где $q = E_s^2 c/|8E^2|$ средний квадрат угла многократного рассеяния на 1 *см* умноженный на $c/8$. Абсолютное значение величины S порядка отношения угла излучения к углу многократного рассеяния на когерентной длине. Следовательно, если S много больше единицы отклонения от ранее полученных формул [1, 2] будут малы. Действительно, используя разложение $\Phi(S)$ для $|S| >> 1$ получим

$$dI_\omega(|S| >> 1) = -\frac{2e^2 d\omega}{\pi}\sum_{r=-\infty}^{r=+\infty}\frac{|I_r(B)|^2}{\ell_{\text{ког}}}\left\{-\frac{\pi}{2}\operatorname{sign}\ell_{\text{ког}} + \frac{\pi}{2} - \frac{2}{3}\frac{q\omega\ell_{\text{ког}}^2}{c^2}\right\} \tag{6}$$

Область отрицательных $\ell_{\text{ког}}$ есть область резонансных квантов и первые два члена в фигурных скобках приводят к формуле полученной ранее в пренебрежении рассеянием, третий член всегда отрицателен и уменьшает интенсивность резонансных квантов.

Область положительных $l_{\text{ког}}$ есть область тормозных квантов и третий член в фигурных скобках формулы приводит в этом случае к положительному вкладу в излучение. Другой предельный случай формулы (4) будет соответствовать большому рассеянию. Предельная формула имеет вид

$$dI_{\omega}(|S| \ll 1) = \frac{2e^2}{\pi c}\sqrt{q\omega}\,d\omega \sum_{r=-\infty}^{r=+\infty} |I_r(B)|^2. \tag{7}$$

Если условие $|S| \ll 1$ выполняется для всех гармоник, то суммируя функции Бесселя приходим к точной формуле для интенсивности тормозного излучения в пределе больших энергий с учетом как многократного рассеяния так и поляризации среды.

В зависимости от конкретного эксперимента полное излучение фотонов определенной частоты в периодической среде может как увеличиваться так и уменьшаться благодаря влиянию многократного рассеяния. Аналогичного типа формулы можно легко получить и для других периодических сред.

Автор благодарен Е.Л.Фейнбергу, И.М.Франку, В.Л.Гинзбургу, Ф.Р.Арутюняну и М.И.Рязанову за любезные обсуждения.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Поступило в редакцию
21 мая 1968 г.

Литература

[1] М.Л.Тер-Микаелян. ДАН СССР, 134, 318, 1960.

[2] М.Л.Тер-Микаелян. Nucl. Phys., 24, 43, 1961.

[3] Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, А.А.Франгян. ЖЭТФ, 52, 1121, 1967.

[4] Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, А.А.Франгян. Письма ЖЭТФ, 4, 277, 1966.

[5] А.Б.Мигдал. ДАН СССР, 96, 49, 1954.