

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Г. М. ГАРИБЯН, Л. А. ГЕВОРГЯН, ЯН ШИ

Получена формула для спектральной интенсивности рентгеновского переходного излучения, образованного в неупорядоченной неоднородной среде типа пенопласта. Произведено усреднение этой формулы по толщинам стенок и пор. Показано, что если отношение среднего квадратичного отклонения толщин стенок к квадрату зоны формирования в веществе плюс аналогичное отношение для вакуумных прослоек много меньше отношения среднего периода неупорядоченной среды к зоне формирования в вакууме, то излучение в неупорядоченной среде будет мало отличаться от излучения в регулярной стопке с соответствующим числом пластин.

Переходное излучение образуется всякий раз, когда равномерно и прямолинейно движущаяся заряженная частица пролетает через неоднородность среды. Много работ было посвящено теоретическому и экспериментальному исследованию переходного излучения, возникающего в среде с периодически расположенными неоднородностями (см. [1]). В работе [2] впервые было экспериментально наблюдалось переходное излучение, образованное в простейшей неупорядоченной неоднородной среде — пенопласте. Для рентгеновских частот эффективные поперечные размеры электромагнитного поля ультрарелятивистской заряженной частицы значительно меньше размеров пор в пенопласте. Кроме того, интенсивность рентгеновского переходного излучения почти не зависит от угла влета заряда в вещество [3]. Поэтому для теоретического рассмотрения рентгеновского переходного излучения ультрарелятивистского заряда в пенопласте и в других аналогичных неупорядоченных неоднородных средах хорошей моделью является система хаотически расположенных пластин с произвольными толщинами. В несколько иной постановке вопрос о влиянии неточностей толщин пластин и их расстановки на образование излучения рассматривался в работе [4].

Пусть частица с зарядом e пролетает со скоростью v перпендикулярно пластинам из одинакового вещества и с толщинами a_n (n — номер пластины). Пластины расположены в вакууме с расстоянием b_n между n -ой и $(n+1)$ -ой пластинами. Тогда методом, изложенным в [1], можно получить формулу для Фурье-компоненты поперечной составляющей электрического поля в вакууме после N -ой пластины

$$E_{N1}(\vec{k}) = \frac{e i x}{2\pi^2} \exp i[\varphi_0 \sum_{k=1}^{N-1} (a_k + b_k) + \varphi_0 a_N] (\Lambda_0^{-1} - \Lambda^{-1}) \times \\ \times \sum_{m=0}^{N-1} [1 - \exp(i\delta_m)] \exp(iA_m), \quad (1)$$

где

$$\delta_m = -\varphi a_{m+1}, \quad A_m = -\varphi \sum_{k=m+2}^N a_k - \varphi_0 \sum_{k=m+2}^N b_{k-1},$$

$$\varphi_0 = \frac{\omega}{v} - \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \chi^2 \right)^{1/2}, \quad \varphi = \frac{\omega}{v} - \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - \chi^2 \right)^{1/2},$$

$$\Lambda_0 = \chi^2 + \frac{\omega^2}{v^2} - \frac{\omega^2}{c^2}, \quad \Lambda = \chi^2 + \frac{\omega^2}{v^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon,$$

χ — поперечная составляющая волнового вектора $\vec{k}$, $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ — диэлектрическая постоянная вещества пластин.

Число квантов переходного излучения после N -ой пластины будет определяться формулой

$$\frac{dN_{\text{кв}}}{d\omega} = \frac{2}{137 \pi \omega} \int \left| \frac{1}{1 - \beta^2 + \vartheta^2 + (\omega_0^2 - 2ic\omega\mu)/\omega^2} - \frac{1}{1 - \beta^2 + \vartheta^2} \right|^2 \times$$

$$\times \left| \sum_{m=0}^{N-1} \exp(iA_m) [1 - \exp(i\delta_m)] \right|^2 \vartheta^3 d\vartheta, \quad (2)$$

где ω_0 — плазменная частота, $\mu = \omega\varepsilon''/2c$ — линейный коэффициент поглощения по амплитуде поля, ϑ — угол излучения, $\beta = v/c$.

Вычислим среднее значение величины (2). При этом будем считать все a_k и b_k независимыми между собой случайными величинами с заданными распределениями, одинаковыми для разных номеров k . Пусть $a_k = \bar{a} + \Delta a_k$, $b_k = \bar{b} + \Delta b_k$. Разложим сумму, входящую в формулу (2), в ряд по степеням Δa_m и Δb_m . Далее произведем усреднение величины (2) по всем возможным значениям Δa_m и Δb_m , считая, что $\overline{\Delta a_m} = \overline{\Delta b_m} = 0$ и $\overline{\Delta a_m^n} = \overline{\Delta a^n}$, $\overline{\Delta b_m^n} = \overline{\Delta b^n}$ ($n = 2, 3, \dots$). В том случае, когда поглощение мало, так что имеет место неравенство

$$N\mu \bar{a} \ll 1, \quad (3)$$

можно положить μ равным нулю. Условие (3) для пенопласта, состоящего из легких элементов, выполняется для достаточно большого числа N . Таким образом, для первых членов ряда имеем

$$\frac{dN_{\text{кв}}}{d\omega} = \frac{8}{137 \pi} \int \left(\frac{1}{1 - \beta^2 + \vartheta^2 + \omega_0^2/\omega^2} - \frac{1}{1 - \beta^2 + \vartheta^2} \right)^2 \times$$

$$\times \left\{ \sin^2 \frac{\varphi \bar{a}}{2} \left[\frac{\sin^2 NX}{\sin^2 X} - \frac{\varphi^2 \overline{\Delta a^2} + \varphi_0^2 \overline{\Delta b^2}}{4} \cos NX \right] \times \right.$$

$$\times \frac{(N+1) \sin(N-1)X - (N-1) \sin(N+1)X}{\sin^2 X} \Bigg] +$$

$$+ \frac{\varphi^2 \overline{\Delta a^2}}{4} \left[N \cos \varphi \bar{a} - \frac{\sin \varphi \bar{a}}{\sin X} \left(N \cos X - \frac{\sin 2NX}{2 \sin X} \right) \right] \Bigg\} \vartheta^3 d\vartheta, \quad (4)$$

где $X = (\bar{\varphi}a + \varphi_0 \bar{b})/2$. В последней формуле не выписаны члены, содержащие высшие степени вторых моментов $\overline{\Delta a^2}$ и $\overline{\Delta b^2}$, а также высшие моменты $\overline{\Delta a^n}$, $\overline{\Delta b^n}$ ($n > 2$).

Вообще говоря, мы должны вычислять среднее число квантов переходного излучения в неупорядоченной среде по формуле (4). Однако при больших N , но таких, чтобы выполнялось условие (3), формула (4) может быть упрощена. Действительно, величина, выписанная в фигурных скобках формулы (4), состоит из двух слагаемых, ведущих себя по-разному. При достаточно большом N первое слагаемое можно записать в виде

$$N\pi \sin^2(\bar{\varphi}a/2) \sum_n \delta(X - n\pi) [1 - N(\varphi^2 \overline{\Delta a^2} + \varphi_0^2 \overline{\Delta b^2})/2], \quad (5)$$

в то время, как второе слагаемое не имеет δ -образного характера. Поэтому при интегрировании по конечному интервалу углов ϑ вклад от второго слагаемого можно не учитывать. При этом остальные члены ряда, не выписанные в формуле (4), после указанного интегрирования будут содержать высшие степени величины $N(\varphi^2 \overline{\Delta a^2} + \varphi_0^2 \overline{\Delta b^2})/2$. Если считать, что роль высших моментов мала, то при

$$\frac{1}{2} (\varphi^2 \overline{\Delta a^2} + \varphi_0^2 \overline{\Delta b^2}) \ll \frac{1}{N} \quad (6)$$

мы можем ограничиться первым слагаемым в (4), записанным в виде (5).

Заметим, что если в формуле (5) взять только первый член в квадратных скобках и подставить в формулу (4), то мы получим известную формулу [1] для рентгеновского переходного излучения в стопке регулярно расположенных пластин с $a = \bar{a}$ и $b = \bar{b}$. Таким образом, мы видим, что переходное излучение в рассматриваемой модели неупорядоченной неоднородной среды при выполнении условия (6) мало отличается от излучения в регулярной стопке с соответствующими a и b .

Условие (6) означает, что отношение среднего квадратичного отклонения толщин пластин к квадрату зоны формирования в веществе плюс аналогичное отношение для вакуумных прослоек должно быть меньше обратного числа слоев.

Для того, чтобы выяснить, какое минимальное N следует брать в (5) и (6), примем во внимание, что согласно [5] отношение $\sin^2 NX / \sin^2 X$ может быть заменено на сумму δ -функций, если

$$\frac{1}{N} \ll \frac{\omega(\bar{a} + \bar{b})(1 - \beta^2)}{4\pi v}. \quad (7)$$

Для того, чтобы условия (6) и (7) имели место одновременно, необходимо, чтобы отношение среднего периода неупорядоченной среды к зоне формирования в вакууме было значительно больше суммы,

стоящей в левой части неравенства (6). В этом случае излучение в нерегулярной стопке с соответствующим числом слоев N будет почти совпадать с излучением в регулярной стопке. Но, как видно из (5), излучение в нерегулярной стопке несколько меньше.

При этом следует еще иметь в виду, что из-за случайного характера величин a_k и b_k величина (2) также является случайной. Отклонение этой величины от своего среднего значения (4) будет тем меньше, чем больше число N . Поэтому в случае пенопласта спектр излучения будет тем ближе к спектру регулярной стопки, чем для большего числа N будет выполняться неравенство (6).

Ереванский физический институт

Поступила 3.IV.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Гарибян. Труды международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, 1970, том 2, стр. 524; *Adventures in experimental physics*, а-1972, р. 120.
2. А. I. Alkhanian, K. M. Avakian, G. M. Garibian, M. P. Lortkian, K. K. Shikhiarov. *Phys. Rev. Lett.*, 25, 635 (1970); *Изв. АН АрмССР*, 5, 267 (1970).
3. Г. М. Гарибян. *ЖЭТФ*, 38, 1814 (1960).
4. М. А. Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Ереван, 1969.
5. Г. М. Гарибян. *ЖЭТФ*, 60, 39 (1971).

ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ ՀԱՌԱԳԱՅՐՈՒՄԸ ԱՆԿԱՆՈՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Գ. Մ. ԴԱՐԻԲՅԱՆ, Լ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, ՑԱՆ ՇԻ

Ստացված է բանաձև պինոպլաստի տիպի անկանոն անհամասեռ միջավայրում ռենտգենյան անցումային ճառագայթման սպեկտրալ ինտենսիվության համար: Կատարված է այդ բանաձևի միջինացում ըստ պատերի և ծակոտիների հաստության: Ցույց է տրված, որ եթե պատերի հաստության միջին քառակուսային շեղման և նյութում ձևավորման զոտու քառակուսու հարաբերությանը զումարած նույն տիպի հարաբերություն դատարկ միջնաշերտերի համար շատ անգամ փոքր է անկանոն միջավայրի միջին պարբերության և դատարկությունում ձևավորման զոտու հարաբերությունից, ապա անկանոն միջավայրում ճառագայթում քիչ է տարբերվում այն ճառագայթումից, որն ստացվում է համապատասխան թվով կարգավորված թիթեղների շերտում:

THE TRANSITION RADIATION IN AN IRREGULAR NONUNIFORM MEDIUM

G. M. GARIBIAN, L. A. GEVORGIAN, C. YANG

A formula for the spectral intensity of X-ray transition radiation formed in an irregular nonuniform medium of a styro foam type is derived. This formula is averaged over the wall and pore thicknesses. It is shown that if the ratio of mean-square deviation of the wall thickness to the square of the formation zone in the medium plus the analogous ratio for vacuum layers is much smaller than the ratio of mean period of the irregular medium to the formation zone in vacuum, the radiation of the irregular medium will but slightly differ from the radiation of a regular lamination with a corresponding number of plates.