

01:02

©1992 г.

О ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЗАРЯДА В КОНДЕНСИРОВАННОМ ВЕЩЕСТВЕ

Н.Н.Насонов, А.Г.Сафронов

Рассмотрено излучение, возбуждаемое движущейся в аморфной атомной среде быстрой заряженной частицей вследствие рассеяния кулоновского поля частицы на атомных электронах (поляризационное тормозное излучение). Предсказан эффект подавления этого излучения в конденсированной среде, возникающий благодаря конечности размера атома. Исследованы спектрально-угловые свойства поляризационного тормозного излучения как в отсутствие излучения Вавилова-Черенкова, так и в условиях проявления черенковского эффекта.

Введение

Быстрая заряженная частица, прямолинейно и равномерно движущаяся в однородной атомной среде, излучает даже в области энергии фотонов ω , в которой не выполнено условие излучения Вавилова-Черенкова. Причиной излучения в рассматриваемых условиях является эффект рассеяния кулоновского поля движущегося заряда на атомных электронах среды. Обсуждаемое излучение называется переходным тормозным [1] или поляризационным тормозным излучением [2,3].

В традиционном подходе к поляризационному тормозному излучению (ПТИ) исследуется взаимодействие быстрой заряженной частицы с отдельным атомом. В некоторых работах (в том числе и в цитируемых) влияние атомов среды на взаимодействие быстрой частицы с выделенным атомом учитывалось заменой вакуумной функции Грина фотона на гриновскую функцию, содержащую диэлектрическую проницаемость среды $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})$. В работе [4] показано, что учет влияния диэлектрической проницаемости среды приводит к качественным изменениям свойств ПТИ при выполнении условия излучения Вавилова-Черенкова.

Следует, однако, иметь в виду, что диэлектрическая функция $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})$, определяющая только когерентный отклик электронов среды на внешнее электромагнитное возмущение, не описывает влияние на ПТИ эффектов, обусловленных дискретностью атомистической структуры вещества. Между тем в настоящей работе будет показано, что дискретность структуры вещества может в определенных условиях приводить к своеобразному эффекту подавления ПТИ, не имеющему аналога в физике

обычного тормозного излучения заряженной частицы в среде. Предсказываемый эффект связан с наличием корреляции между положениями атомов в аморфной среде (ближний порядок).

Анализ ПТИ проводится ниже на основе микроскопического подхода [5-9], в котором учитывается взаимодействие быстрой заряженной частицы с каждым атомом среды. В работе учитывается упругое и неупругое рассеяние кулоновского поля быстрого заряда на атомных электронах, а также эффекты локального микроскопического поля [10]. Используется система единиц, в которой положено $\hbar = c = 1$.

Электромагнитное поле быстрого заряда в аморфной среде

Рассмотрим структуру электромагнитного поля, создаваемого быстрой заряженной частицей, движущейся по классической траектории $\mathbf{r}_q(t)$ в аморфном веществе. Исходим из уравнений Максвелла

$$\text{rot rot } \mathbf{E} + \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} + 4\pi \sum_{\alpha} \mathbf{j}^{(\alpha)} + 4\pi q \mathbf{v}_q \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_q) \right\} = 0, \quad (1)$$

где $\mathbf{j}^{(\alpha)}$ — индуцированный полем заряда ток α -го атома среды, который определим как квантово-механическое среднее от оператора тока

$$\mathbf{j}^{(\alpha)} = -\frac{e}{m} \sum_{\beta=1}^z \left\{ e \mathbf{A}^{(\alpha)} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\alpha} - \mathbf{r}_{\alpha\beta}) + \right. \\ \left. + \frac{i}{2} \nabla_{\alpha\beta} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\alpha} - \mathbf{r}_{\alpha\beta}) + \frac{i}{2} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\alpha} - \mathbf{r}_{\alpha\beta}) \nabla_{\alpha\beta} \right\}, \quad (2)$$

где \mathbf{r}_{α} — координаты ядра α -го атома; $\mathbf{r}_{\alpha\beta}$ — координаты β -го электрона в α -м атоме; $\mathbf{A}^{(\alpha)}$ — вектор-потенциал локального микроскопического электромагнитного поля, действующего на α -й атом [10] (поле $\mathbf{A}^{(\alpha)}$ создается внешней быстрой частицей и всеми атомами среды, кроме α -го).

Решение уравнений (1) будем искать с помощью разложения поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ в интегралы Фурье

$$\mathbf{E} = \int d^3 k d\omega \mathbf{E}_{\mathbf{k}\omega} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t}, \quad \mathbf{E}_{\mathbf{k}\omega} \simeq \mathbf{E}_{\mathbf{k}\omega}^{tr} = \sum_{\lambda=1}^2 \mathbf{e}_{\lambda\mathbf{k}} \cdot E_{\lambda\mathbf{k}}. \quad (3)$$

В формуле (3) учтено, что в интересующем нас рентгеновском диапазоне частот электромагнитное поле является практически поперечным, $\mathbf{e}_{\lambda\mathbf{k}}$ — единичные векторы поляризации, $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_{\lambda\mathbf{k}} = 0$. Подстановка разложения (3) в уравнения (1) приводит к следующему соотношению:

$$(k^2 - \omega^2) E_{\lambda\mathbf{k}} - 4\pi i \omega \sum_{\alpha} \mathbf{e}_{\lambda\mathbf{k}} \mathbf{j}_{\mathbf{k}\omega}^{(\alpha)} = \frac{i\omega q}{4\pi^3} \int_{-\infty}^{\infty} dt \mathbf{e}_{\lambda\mathbf{k}} \mathbf{v}_q e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}_q}, \quad (4)$$

в котором Фурье-образы атомных токов $\mathbf{j}_{\mathbf{k}\omega}^{(\alpha)}$ необходимо выразить через $E_{\lambda\mathbf{k}}$. С этой целью усредним выражение (2) с помощью электронных волновых функций $|\alpha\rangle$, вычисленных в первом порядке теории возмущений по энергии взаимодействия $H_{int}^{(\alpha)} = \int d^3 r \hat{\mathbf{j}}^{(\alpha)} \mathbf{A}^{(\alpha)}$

$$|\alpha\rangle = \sum_{n \geq 0} \left\{ \delta_{n0} - i \int_{-\infty}^t dt' e^{i\omega_{n0}t'} \langle \alpha, n | H_{int}^{(\alpha)} | 0, \alpha \rangle \right\} e^{-iE_n t} |n, \alpha\rangle. \quad (5)$$

Здесь $|n, \alpha\rangle$ — волновая функция n -го состояния α -го атома, $\omega_{n0} = E_n - E_0$ — разность энергий n -го и основного состояний. Из (2) и (5) получаем интегральную связь между $j_{\mathbf{k}\omega}^{(\alpha)}$ и $E_{\lambda\mathbf{k}}$

$$4\pi i \omega \mathbf{e}_{\lambda\mathbf{k}} j_{\mathbf{k}\omega}^{(\alpha)} = - \int d^3 k' \sum_{\lambda'=1}^2 G_{\lambda\lambda'}^{(\alpha)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') E_{\lambda'\mathbf{k}'},$$

$$G_{\lambda\lambda'}^{(\alpha)} = \frac{e^2}{2\pi^2 m} e^{i(\mathbf{k}' - \mathbf{k})\mathbf{r}_\alpha} \left\{ F(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \mathbf{e}_{\lambda\mathbf{k}} \mathbf{e}_{\lambda'\mathbf{k}'} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{m} \sum_{n \geq 1} \left[\frac{\mathbf{e}_{\lambda\mathbf{k}} \mathbf{M}_{n0}^*(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{e}_{\lambda'\mathbf{k}'} \mathbf{M}_{n0}(\mathbf{k}')}{\omega_{n0} - \omega - i\gamma_{n0}} + \frac{\mathbf{e}_{\lambda\mathbf{k}} \mathbf{M}_{n0}^*(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{e}_{\lambda'\mathbf{k}'} \mathbf{M}_{n0}(\mathbf{k}')}{\omega_{n0} + \omega + i\gamma_{n0}} \right] \right\},$$

$$F(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) = \langle \alpha, 0 | \sum_{\beta=1}^z e^{i(\mathbf{k}' - \mathbf{k})\mathbf{r}_{\alpha\beta}} | 0, \alpha \rangle, \quad \mathbf{M}_{n,m}(\mathbf{k}) = \langle \alpha, n | \sum_{\beta=1}^z e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_{\alpha\beta}} \nabla_{\alpha\beta} | m, \alpha \rangle. \quad (6)$$

Первое слагаемое в фигурных скобках (6), пропорциональное атомному форм-фактору $F(\mathbf{k}' - \mathbf{k})$, описывает процесс упругого взаимодействия электромагнитного поля с атомом, остальные слагаемые соответствуют неупругим процессам.

Для дальнейшего анализа необходимо получить из системы (4), (6) замкнутое уравнение для полного микроскопического поля $E_{\lambda\mathbf{k}}$. С этой целью заметим, что локальное микроскопическое поле $E_{\lambda\mathbf{k}}^{(\alpha)}$, действующее на α -й атом, может быть выражено через полное микроскопическое поле $E_{\lambda\mathbf{k}}$, поле излучения α -го атома

$$\varepsilon_{\lambda\mathbf{k}}^{(\alpha)} = \frac{4\pi i \omega}{k^2 - \omega^2} \mathbf{e}_{\lambda\mathbf{k}} j_{\mathbf{k}\omega}^{(\alpha)}$$

и поле

$$E_{\lambda\mathbf{k}}^{(g)} = \frac{i\omega q}{4\pi^3} \int dt \frac{\mathbf{e}_{\lambda\mathbf{k}} \mathbf{v}_q}{k^2 - \omega^2} e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}_q},$$

создаваемое быстрой заряженной частицей. Имеем

$$E_{\lambda\mathbf{k}}^{(\alpha)} = E_{\lambda\mathbf{k}} - \varepsilon_{\lambda\mathbf{k}}^{(\alpha)} = E_{\lambda\mathbf{k}}^{(g)} + \sum_{\alpha' \neq \alpha} \varepsilon_{\lambda\mathbf{k}}^{(\alpha')}. \quad (7)$$

С помощью соотношений (7) нетрудно получить из (4) и (6) уравнение для $E_{\lambda\mathbf{k}}$

$$(k^2 - \omega^2) E_{\lambda\mathbf{k}} + \int d^3 k' \sum_{\lambda'=1}^2 G_{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') E_{\lambda'\mathbf{k}'} = \frac{i\omega q}{4\pi^3} \int_{-\infty}^{\infty} dt \mathbf{e}_{\lambda\mathbf{k}} \mathbf{v}_q e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}_q} +$$

$$+ \int d^3 k' \sum_{\alpha} \sum_{\lambda'=1}^2 G_{\lambda\lambda'}^{(\alpha)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \cdot \varepsilon_{\lambda' \mathbf{k}'}^{(\alpha)}, \quad G = \sum_{\alpha} G^{(\alpha)} \quad (8)$$

и бесконечную систему уравнений для определения микроскопических полей $\varepsilon_{\lambda\mathbf{k}}^{(\alpha)}$

$$(k^2 - \omega^2)\varepsilon_{\lambda\mathbf{k}}^{(\alpha)} + \int d^3 k' \sum_{\lambda'=1}^2 G_{\lambda\lambda'}^{(\alpha)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \left\{ E_{\lambda' \mathbf{k}'}^{(q)} + \sum_{\alpha' \neq \alpha} \varepsilon_{\lambda' \mathbf{k}'}^{(\alpha')} \right\} = 0. \quad (9)$$

Функция $G_{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ в уравнении (8) описывает процесс рассеяния кулоновского поля быстрой частицы на атомных электронах. Выделим из $G_{\lambda\lambda'}$ когерентную составляющую $\langle G_{\lambda\lambda'} \rangle$ (величина $\langle G \rangle$ получается усреднением функции G по положениям всех атомов среды), описывающую преломляющие свойства среды,

$$G_{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \equiv \langle G_{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \rangle + \tilde{G}_{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \equiv g(\omega, \mathbf{k})\delta_{\lambda\lambda'}\delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) + \tilde{G}_{\lambda\lambda'},$$

$$g(\omega, \mathbf{k}) = \omega_0^2 \left\{ z - \frac{1}{3m} \sum_{n \geq 1} \overline{|\mathbf{M}_{n0}(\mathbf{k})|^2} \left(\frac{1}{\omega_{n0} - \omega - i\gamma_{n0}} + \frac{1}{\omega + \omega_{n0} + i\gamma_{n0}} \right) \right\}, \quad (10)$$

где $\omega_0^2 = (4\pi e^2 n_0)/m$, n_0 — плотность атомов среды.

Подстановка (10) в уравнение (8) приводит к заменам в левой части уравнения $\omega^2 \rightarrow k_0^2 = \omega^2 \varepsilon(\omega, \mathbf{k})$ ($\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 - g(\omega, \mathbf{k})/\omega^2$ — диэлектрическая проницаемость атомной среды), $G_{\lambda\lambda'} \rightarrow \tilde{G}_{\lambda\lambda'}$.

Обратимся теперь к анализу системы уравнений (9). Нетрудно убедиться, что данная система может быть сведена к замкнутому уравнению для любой из величин $\varepsilon_{\lambda\mathbf{k}}^{(\alpha)}$

$$(k^2 - \omega^2)\varepsilon_{\lambda\mathbf{k}}^{(\alpha)} - \int \frac{d^3 k'}{k'^2 - \omega^2} \int d^3 k'' \sum_{\alpha' \neq \alpha} \sum_{\lambda'=1}^2 \sum_{\lambda''=1}^2 G_{\lambda\lambda'}^{(\alpha)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') G_{\lambda' \lambda''}^{(\alpha)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}'') \times \\ \times \varepsilon_{\lambda'' \mathbf{k}''}^{(\alpha')} + \dots = - \int d^3 k' \sum_{\lambda'=1}^2 G_{\lambda\lambda'}^{(\alpha)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') E_{\lambda' \mathbf{k}'}^{(q)} + \dots, \quad (11)$$

где многоточиями обозначены слагаемые, содержащие более высокие степени функций $G_{\lambda\lambda'}^{(\alpha)}$ (для получения уравнения (11) достаточно выразить величины $\varepsilon_{\lambda' \mathbf{k}'}^{(\alpha')}$ в уравнении (9) через другие поля $\varepsilon_{\lambda' \mathbf{k}'}^{(\alpha')}$ с помощью этого же уравнения и затем многократно повторить процедуру).

Второе слагаемое в левой части уравнения (11), а также слагаемые, обозначенные многоточием, описывают влияние на излучение выделенного α -го атома всех остальных атомов среды. Для оценки этого влияния заменим функции $G_{\lambda\lambda'}^{(\alpha)}$ в уравнении их средними значениями. При этом левая часть уравнения принимает вид

$$\left\{ k^2 - \omega^2 - \frac{1}{N} \frac{g^2(\omega, \mathbf{k})}{k^2 - \omega^2} + \dots \right\} \varepsilon_{\lambda \mathbf{k}}^{(\alpha)}. \quad (12)$$

Согласно (12), при достаточно больших N (N — полное число атомов) влияние соседних атомов на дисперсию излучаемых выделенным атомом фотонов мало, поэтому уравнение (11) можно решать итерациями. Ограничиваясь решением уравнения (11) в главном приближении, получаем из (8) и (11) окончательное уравнение, определяющее фурье-образ микроскопического электромагнитного поля быстрого заряда в аморфной среде,

$$(k^2 - k_0^2) E_{\lambda \mathbf{k}} + \int d^3 k' \sum_{\lambda'=1}^2 \tilde{G}_{\lambda \lambda'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') E_{\lambda' \mathbf{k}'} = \frac{i\omega q}{4\pi^3} \int dt e^{i\omega t} \left\{ \mathbf{e}_{\lambda \mathbf{k}} \mathbf{v}_q e^{-i\mathbf{k} \mathbf{r}_q} - \int \frac{d^3 k'}{k'^2 - \omega^2} \int \frac{d^3 k''}{k''^2 - \omega^2} \sum_{\alpha} \sum_{\lambda'=1}^2 \sum_{\lambda''=1}^2 G_{\lambda \lambda'}^{(\alpha)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') G_{\lambda' \lambda''}^{(\alpha)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}'') \mathbf{e}_{\lambda'' \mathbf{k}''} \mathbf{v}_q e^{-i\mathbf{k}'' \mathbf{r}_q} \right\}. \quad (13)$$

Второе слагаемое в левой части уравнения (13) описывает процесс рассеяния электромагнитного поля атомами среды. Согласно (13), в рассматриваемом приближении эффекты локального микроскопического поля сводятся к перенормировке источника поля, связанного с током быстрого заряда.

Ввиду хаотического расположения атомов в аморфной среде не происходит когерентного сложения рассеянных полей, поэтому эффект рассеяния в рассматриваемых условиях является слабым [11]. Малым является и влияние эффекта локального поля, что следует непосредственно из уравнения (13). С учетом изложенного решение уравнения (13) определим итерациями.

Для дальнейшего анализа необходимо выполнить преобразование Фурье $E_{\lambda} = \int d^3 k E_{\lambda \mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \mathbf{r}}$. Поскольку интерес представляет поле излучения в волновой зоне, то интегрирование по углам вектора \mathbf{k} может быть выполнено методом стационарной фазы [12] в соответствии с формулой

$$E_{\lambda} = \int d^3 k E_{\lambda \mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \mathbf{r}} \rightarrow \frac{2\pi}{ir} \int_{-\infty}^{\infty} dk k E_{\lambda \mathbf{k} \mathbf{n}} e^{ikr}, \quad (14)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор в направлении излучения.

Интеграл по k в (14) берется с помощью вычетов, причем необходимо учитывать только полюсы, соответствующие расходящимся от заряда сферическим волнам. В результате получаем следующее выражение для поля излучения:

$$E_{\lambda} = \frac{i\omega q}{2\pi} \int dt e^{i\omega t} \left\{ \mathbf{e}_{\lambda \mathbf{n}} \mathbf{v}_q e^{-i k_0 \mathbf{n} \mathbf{r}_q} \int \frac{d^3 k'}{k'^2 - k_0^2} \sum_{\lambda'=1}^2 G_{\lambda \lambda'}(k_0 \mathbf{n}, \mathbf{k}') \mathbf{e}_{\lambda' \mathbf{k}'} \mathbf{v}_q e^{-i\mathbf{k}' \mathbf{r}_q} - \int \frac{d^3 k'}{k'^2 - \omega^2} \int \frac{d^3 k''}{k''^2 - \omega^2} \sum_{\alpha} \sum_{\lambda'=1}^2 \sum_{\lambda''=1}^2 G_{\lambda \lambda'}^{(\alpha)}(k_0 \mathbf{n}, \mathbf{k}') G_{\lambda' \lambda''}^{(\alpha)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}'') \times \right.$$

$$\left. \begin{aligned} & \times e_{\lambda'' k''} \mathbf{v}_q e^{-i\mathbf{k}'' \mathbf{r}_q} \\ & \left. \right\} \frac{e^{i\mathbf{k}_0 r}}{r}. \end{aligned} \quad (15)$$

Микроскопическое поле E_λ в формуле (15) является, вообще говоря, случайной величиной. Легко видеть, что первое слагаемое в (15) описывает среднее макроскопическое электромагнитное поле (неслучайное), создаваемое быстрым зарядом, движущимся по траектории $\mathbf{r}_q(t)$ в среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 - g(\omega, \mathbf{k})/\omega^2$. Второе слагаемое в (15) описывает случайную добавку, обусловленную рассеянием среднего макроскопического поля заряда (на это указывает перенормировка импульса рассеиваемого фотона $\omega \rightarrow k_0$ в обсуждаемом слагаемом формулы (15) на флуктуациях электронной плотности среды). Данная составляющая полного поля E_λ соответствует поляризованному тормозному излучению быстрого заряда в аморфной среде атомов. Последнее слагаемое в (15) обусловлено эффектами локального микроскопического поля.

Спектрально-угловое распределение интенсивности излучения быстрого заряда в аморфной среде

Воспользуемся выражением (15) для вычисления спектрально-углового распределения интенсивности излучения. Исходим из общей формулы

$$\frac{d\varepsilon}{d\omega d\Omega} = r^2 \cdot \sum_{\lambda=1} \langle |E_\lambda|^2 \rangle, \quad (16)$$

где ε — полная энергия излучения, угловые скобки означают усреднение по положениям всех атомов среды и по всем траекториям быстрого заряда в среде.

Усреднение по траекториям, которые формируются в процессе многократного рассеяния быстрого заряда на атомах среды, позволяет учесть в энергии излучения составляющую, обусловленную тормозным механизмом излучения. Цель настоящей работы — выяснить особенности поляризованного тормозного излучения в конденсированной среде, возникающего и при равномерном прямолинейном движении заряда. Поэтому для упрощения дальнейшего анализа полагаем в формуле (15) $\mathbf{r}_q = \mathbf{v} \times t$. Ограничиваясь в (16) основными слагаемыми, содержащими низшие степени функции рассеяния $G_{\lambda\lambda'}$, получаем формулу для спектрально-углового распределения интенсивности излучения, состоящую из трех слагаемых,

$$\frac{dI_{\mathbf{n}\omega}}{d\omega d\Omega} = \sum_{j=1}^3 \frac{dI_{\mathbf{n}\omega}^{(j)}}{d\omega d\Omega}. \quad (17)$$

Первое слагаемое в (17)

$$\frac{dI_{\mathbf{n}\omega}^{(2)}}{d\omega d\Omega} = \frac{v_q^2 \omega}{2\pi} \sin^2 \theta \delta \left(\cos \theta - \frac{\omega}{k_0 v} \right), \quad \mathbf{n}\mathbf{v} = v \cos \theta \quad (18)$$

описывает спектрально-угловое распределение интенсивности излучения Вавилова–Черенкова. Для простоты в (18) k_0 считается действительной величиной. Учет влияния поглощения на характеристики излучения Вавилова–Черенкова проведен в [13].

Спектрально-угловое распределение интенсивности поляризованного тормозного излучения описывается выражением

$$\frac{dI_{\mathbf{n}\omega}^{(2)}}{d\omega d\Omega} = \frac{q^2\omega^2}{2\pi} \int \frac{d^3k'}{k'^2 - k_0^2} \int \frac{d^3k''}{k''^2 - k_0^{*2}} \sum_{\lambda, \lambda', \lambda''=1}^2 \mathbf{e}_{\lambda' \mathbf{k}' \mathbf{v}} \cdot \mathbf{e}_{\lambda'' \mathbf{k}'' \mathbf{v}} \langle \tilde{G}_{\lambda\lambda'}(k_0 \mathbf{n}, \mathbf{k}) \times \times \tilde{G}_{\lambda\lambda''}^*(k_0 \mathbf{n}, \mathbf{k}'') \rangle \delta \left[\omega - \frac{1}{2}(\mathbf{k}' + \mathbf{k}'') \mathbf{v} \right]. \quad (19)$$

Последнее слагаемое в (17), учитывающее влияние эффектов локального поля, имеет вид

$$\frac{dI_{\mathbf{n}\omega}^{(3)}}{d\omega d\Omega} = -\frac{q^2\omega^2}{\pi} \operatorname{Re} \int \frac{d^3k'}{k'^2 - \omega^2} \int \frac{d^3k''}{k''^2 - \omega^2} \sum_{\alpha} \sum_{\lambda, \lambda', \lambda''=1}^2 \mathbf{e}_{\lambda \mathbf{n} \mathbf{v}} \cdot \mathbf{e}_{\lambda'' \mathbf{k}'' \mathbf{v}} \times \times \langle G_{\lambda\lambda'}^{(\alpha)}(k_0 \mathbf{n}, \mathbf{k}') G_{\lambda'\lambda''}^{(\alpha)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}'') \rangle \delta \left[\omega - \frac{1}{2}(\mathbf{k}'' + k_0 \mathbf{n}) \mathbf{v} \right]. \quad (20)$$

Приступая к анализу формул (19) и (20), упростим прежде всего функции $G_{\lambda\lambda'}^{(\alpha)}$, определяющие структуру излучения. Будем интересоваться излучением в области энергий фотонов $\omega \lesssim R^{-1}$ (R — радиус электронной экранировки в атомной модели Томаса–Ферми), в которой матричные элементы $M_{n0}(\mathbf{k})$ можно вычислять в дипольном приближении ($M_{n0}(\mathbf{k}) \rightarrow -|\omega_{n0} \cdot \mathbf{m} \cdot \langle \alpha, n | \mathbf{r} | 0, \alpha \rangle$). Для атомного форм-фактора $F(\mathbf{g})$ будем использовать простую аппроксимацию $F = z(1 + g^2 R^2)^{-1}$, следующую из статистической модели атома с экспоненциальной экранировкой. Предполагая поляризуемость атома изотропной, введем в рассмотрение величины сил осцилляторов атомных переходов $f_{n0} 2m\omega_{n0} |\langle \alpha, n | 0, \alpha \rangle|^2$. При этом использование правила сумм для f_{n0} приводит к стандартному выражению для диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon = 1 - g(\omega, \mathbf{k})/\omega^2$, определенной формулой (10),

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 - g(\omega, \mathbf{k})/\omega^2 \rightarrow 1 + \sum_{n \geq 1} \frac{\omega_{n0}^2 f_{n0}}{\omega_{n0}^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma_{n0}}. \quad (21)$$

Рассмотрим вначале формулу (20). Усредняемая в первой части этой формулы величина зависит от координат только одного атома, поэтому усреднение по \mathbf{r}_{α} проводится тривиально, а усреднение по ориентациям атомов в пространстве существенно упрощается в рассматриваемых условиях дипольного приближения. Имеем

$$\langle G_{\lambda\lambda'}^{(\alpha)}(k_0 \mathbf{n}, \mathbf{k}') G_{\lambda'\lambda''}^{(\alpha)}(\mathbf{k}', \mathbf{k}'') \rangle = \frac{e^2\omega_0^2}{2\pi^2 m N} \left\{ \left[\frac{z}{1 + |\mathbf{k}' - k_0 \mathbf{n}|^2 R^2} - - \sum_{n \geq 1} \frac{\omega_{n0}^2 f_{n0}}{\omega_{n0}^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma_{n0}} \right]^2 \cdot \mathbf{e}_{\lambda \mathbf{n}} \mathbf{e}_{\lambda' \mathbf{k}'} \cdot \mathbf{e}_{\lambda'' \mathbf{n}} \mathbf{e}_{\lambda' \mathbf{k}''} \right\} \delta(\mathbf{k}'' - k_0 \mathbf{n}). \quad (22)$$

Подстановка выражения (22) в формулу (20) приводит после суммирования по поляризациям к следующему результату:

$$\begin{aligned} \frac{dI_{\mathbf{n}\omega}^{(3)}}{d\omega d\Omega} = & -\frac{vq^2\omega}{2\pi} \frac{e^2}{\pi^2 m} \cdot \operatorname{Re} \frac{\omega_0^2}{(1-v^2\cos^2\theta)k_0^2} \int \frac{d^3k'}{k'^2 - k_0^2 v^2 \cos^2\theta} \times \\ & \times \left\{ \left[\frac{z}{1+|\mathbf{k}' - k_0\mathbf{n}|^2 R^2} - \sum_{n \geq 1} \frac{\omega_{n0}^2 f_{n0}}{\omega_{n0}^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma_{n0}} \right]^2 \times \right. \\ & \left. \times \left[\sin^2\theta - \frac{1}{k'^2 v^2} (\mathbf{k}'\mathbf{v} - \mathbf{k}'\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \cos\theta)^2 \right] \right\} \times \left(\cos\theta - \frac{\omega}{k_0 v} \right). \quad (23) \end{aligned}$$

Наиболее существенной характеристикой формулы (23) является наличие множителя

$$\delta \left(\cos\theta - \frac{\omega}{k_0 v} \right),$$

связывающего энергию излучаемого фотона ω с углом излучения θ условием излучения Вавилова–Черенкова (см. формулу (18)). Таким образом, в рассматриваемой задаче учет отличия действующего на выделенный атом электромагнитного поля от полного микроскопического поля приводит к незначительному (в этом легко убедиться, оценив интеграл по d^3k' в (23)) изменению интенсивности черенковского излучения.

Наибольший физический интерес представляет составляющая излучения быстрого заряда в среде, описываемая формулой (19).

Эффект подавления поляризационного тормозного излучения быстрого заряда в конденсированной среде

При анализе формулы для спектрально-углового распределения интенсивности поляризационного тормозного излучения (20) заметим, что усредняемая функция в правой части формулы зависит от координат всех атомов среды, поэтому результат усреднения зависит от взаимного расположения атомов. При усреднении будем полагать, что расстояние между ядрами различных атомов $|\mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}_{\alpha'}|$ превышает некоторый средний диаметр атома a (величина a существенно больше радиуса электронного экранирования R). По существу принятое ограничение снизу на расстояние между центрами соседних атомов означает учет взаимодействия атомов в простейшей модели твердых шаров. Результат усреднения имеет вид

$$\begin{aligned} \langle \tilde{G}_{\lambda\lambda'}(k_0\mathbf{n}, \mathbf{k}') \tilde{G}_{\lambda\lambda''}^*(k_0\mathbf{n}, \mathbf{k}'') \rangle = & \frac{e^2\omega_0^2}{2\pi} \times \\ & \times \left\{ \left| \frac{z}{1+|\mathbf{k}' - k_0\mathbf{n}|^2 R^2} - \sum_{n \geq 1} \frac{\omega_{n0}^2 f_{n0}}{\omega_{n0}^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma_{n0}} \right|^2 \times \right. \\ & \left. \times [1 - \sigma Q(|\mathbf{k}' - k_0\mathbf{n}|a)] \mathbf{e}_{\lambda\mathbf{n}} \mathbf{e}_{\lambda'\mathbf{k}'} \mathbf{e}_{\lambda\mathbf{n}} \mathbf{e}_{\lambda''\mathbf{k}''} \right\} \delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k}''), \\ Q(x) = & \frac{3}{x^3} (\sin x - x \cos x), \quad \sigma = \frac{4\pi}{3} n_0 a^3. \quad (24) \end{aligned}$$

Влияние корреляций между положениями различных атомов в аморфной среде на поляризационное тормозное излучение учитывается в (24) слагаемым, пропорциональным коэффициенту σ . Согласно (24), указанные корреляции приводят к уменьшению излучения. Отметим, что предсказываемый эффект может проявляться только в конденсированной среде. Действительно, коэффициент σ в (24) имеет величину порядка $(a/l)^3$, где l — среднее расстояние между атомами среды. В разреженной среде, в которой размер атома a мал по сравнению с l , коэффициент $\sigma \ll 1$. При этом эффект подавления практически не проявляется, поскольку корреляционная функция $Q(|\mathbf{k}' - k_0 \mathbf{n}|a)$ в (24) ограничена неравенством $Q \leq 1$.

Оценим величину эффекта. Подстановка (24) в формулу (19) приводит к следующему выражению для спектрально-углового распределения интенсивности поляризационного тормозного излучения:

$$\begin{aligned} \frac{dI_{\mathbf{n}\omega}^{(2)}}{d\omega d\Omega} &= \frac{q^2 e^2 \omega_0^2 \omega^2}{4\pi^3 m} \int \frac{d^3 k'}{|k'^2 - k_0^2|^2} \times \\ &\times \left\{ \left| \frac{z}{1 + |\mathbf{k}' - k_0 \mathbf{n}|^2 R^2} - \sum_{n \geq 1} \frac{\omega_{n0}^2 f_{n0}}{\omega_{n0}^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma_{n0}} \right|^2 \times \right. \\ &\times \left[v^2 - \frac{(\mathbf{k}'\mathbf{v})^2}{k'^2} - \left(\mathbf{n}\mathbf{v} - \frac{\mathbf{k}'\mathbf{v} \cdot \mathbf{k}'\mathbf{n}}{k'^2} \right)^2 \right] [1 - \sigma Q(|\mathbf{k}' - k_0 \mathbf{n}|a)] \Big\} \delta(\omega - \mathbf{k}'\mathbf{v}). \quad (25) \end{aligned}$$

Анализ формулы (25) показывает, что наиболее ярко эффект подавления поляризационного тормозного излучения проявляется в рентгеновской области частот $\omega \gg J$ (J — средний потенциал ионизации атома). При выполнении условия $\omega \gg J$ основным в (25) становится слагаемое, отвечающее упругому взаимодействию быстрой частицы с атомными электронами. В указанной области энергий излучаемых фотонов диэлектрическая проницаемость атомной среды $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})$, определенная формулой (21), принимает вид $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) \rightarrow 1 - z\omega_0^2/\omega^2$. С учетом изложенного формулу (25) можно существенно упростить

$$\begin{aligned} \frac{dI_{\mathbf{n}\omega}^{(2)}}{d\omega d\theta \sin \theta} &= \frac{z^2 e^2 q^2 \omega_0^2}{4\pi^2 m} \int_0^\infty \frac{dx}{1+x} \frac{x}{(x+\rho)^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \times \\ &\times \left[1 - \frac{(\sqrt{x} \cos \theta - \sin \theta \cos \varphi)^2}{1+x} \right] \cdot \frac{1 - \sigma \cdot Q(\kappa a)}{(1 + \kappa^2 R^2)^2}, \\ \kappa &= \omega \sqrt{x - 2\sqrt{x} \sin \theta \cos \varphi + 2(1 - \cos \theta) + \frac{1}{4}\rho^2}. \quad (26) \end{aligned}$$

В приведенной формуле $\rho = \gamma^{-2} + z\omega_0^2/\omega^2 \ll 1$, $\gamma = (1 - v^2)^{1/2} \gg 1$. Легко видеть, что эффект подавления поляризационного тормозного излучения может проявляться в области частот ω , в которой выполнено условие $\kappa(\omega, x, \theta)a < 1$. Остановимся прежде всего на анализе предельного случая

$\omega \rightarrow 0$, допускаяющего аналогичное исследование. В рассматриваемом пределе из (26) следует простая формула

$$\frac{dI_{n\omega}^{(2)}}{d\omega d\theta \sin \theta} = \frac{z^2 e^2 q^2 \omega_0^2}{4\pi m} \ln \left(\frac{1}{\rho} \right) (1 - \sigma)(1 + \cos^2 \theta), \quad (27)$$

непосредственно указывающая на возможность существенного подавления излучения в конденсированной среде, в которой коэффициент может принимать значение порядка единицы.

В более общем случае (26) область частот ω , в которой может проявиться эффект подавления излучения, существенно зависит от угла излучения θ . Действительно, основной вклад в интеграл в формуле (26) вносят значения переменной интегрирования в интервале $\rho \lesssim x \lesssim 1$, поэтому, например, в случае больших углов излучения $\theta \sim 1$ эффективный переданный в процессе поляризационного тормозного излучения импульс $\kappa(\omega, x, \theta)$ примерно равен ω , согласно (26). При этом из условия проявления эффекта подавления излучения $\kappa a < 1$ следует неравенство $\omega < a^{-1}$. С другой стороны, в случае $\theta \ll 1$ эффективные переданные импульсы $\kappa(\omega, \theta, x)$ лежат в области $\omega \sqrt{\theta^2 + \rho} \lesssim \kappa \lesssim \omega$ (отметим, что минимальный переданный импульс $\kappa_{\min} = \omega \gamma^{-1} \sqrt{1 + \gamma^2 z \omega_0^2 / \omega^2}$ соответствует максимальному прицельному параметру $b_{\max} = \kappa_{\min}^{-1}$ столкновения релятивистского заряда с электроном среды, сопровождающегося рассеянием псевдофотона с энергией ω из кулоновской шубы релятивистского заряда). Поскольку $\kappa_{\min} \leq \omega$, то необходимое условие проявления эффекта подавления поляризационного тормозного излучения $\kappa a < 1$ выполняется при $\theta \ll 1$ в существенно более широком интервале частот ω по сравнению со случаем больших углов излучения.

Проиллюстрируем изложенное численными расчетами спектрально-углового распределения поляризационного тормозного излучения. Рассмотрим спектральное распределение поляризационного излучения вперед ($\theta = 0$). В этом случае формула (26) несколько упрощается и принимает вид

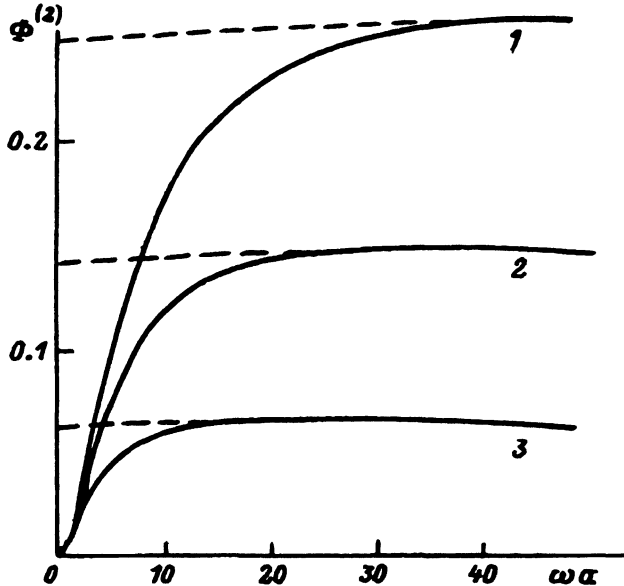
$$\left. \frac{dI_{n\omega}^{(2)}}{d\omega d\sigma \sin \theta} \right|_{\theta=0} = \frac{z^2 e^2 q^2 \omega_0^2}{2\pi m} \Phi^{(2)}(\sigma, \delta, \rho, \omega, a),$$

$$\Phi^{(2)} = \int_0^\infty \frac{dx \cdot x}{(1+x)^2} \frac{1 - \sigma \cdot Q(\omega a \sqrt{x})}{(\rho+x)^2 (1 + \omega^2 a^2 \delta^2 x)^2}, \quad (28)$$

где $\delta = R/a$.

Кривые на рисунке иллюстрируют поведение функции $\Phi^{(2)}(\omega a)$, рассчитанной при $\sigma = 1$, $\rho = 10^{-4}$ и различных значениях параметра δ . Пунктиром показана зависимость $\Phi^{(2)}(\omega a)$ в случае $\sigma \rightarrow 0$; $\delta^2 = 0.005$ (кривая 1), 0.02 (кривая 2), 0.08 (кривая 3).

Отметим, что обсуждаемый эффект подавления поляризационного тормозного излучения аналогичен хорошо известному в физике рассеяния рентгеновских лучей в веществе эффекту уменьшения сечения рассеяния рентгеновских лучей в конденсированной среде в области малых частот [14]. Как и в исследуемом процессе поляризационного излучения,



эффект [14] проявляется при учете корреляций между положениями атомов среды. Указанные корреляции являются причиной деструктивной интерференции элементарных сферических волн, излучаемых отдельными атомами среды под воздействием поля внешней рентгеновской волны (в случае поляризационного тормозного излучения в качестве внешней волны выступает псевдофотон из кулоновского поля быстрой заряженной частицы).

Выше исследовалось поляризационное тормозное излучение быстрого заряда в рентгеновской области частот, больших по сравнению с характерными атомными частотами. В области более низких частот резко возрастает влияние на процесс поляризационного тормозного излучения дисперсии диэлектрической проницаемости атомной среды (21). Наиболее ярко такое влияние проявляется в окрестности резонансных частот $\omega \approx \omega_{n0}$, вблизи которых может быть выполнено условие излучения Вавилова-Черенкова [4]. В работе [4] исследовался спектр поляризационного тормозного излучения быстрого заряда, возникающего в процессе упругого рассеяния поля заряда на атомных электронах в условиях проявления эффекта Вавилова-Черенкова. Ниже мы рассмотрим спектрально-угловое распределение поляризационного излучения в тех же условиях, причем с учетом неупругих процессов.

Рассмотрим поляризационное излучение вблизи одной из резонансных частот ω_{n0} . При этом в общей формуле (25) можно оставить лишь по одному соответствующему слагаемому в сумме по n . Заметим также, что учет дисперсии диэлектрической проницаемости принципиально важен только в сомножителе $|k'^2 - k_0^2|^{-2}$ в формуле (25) [4]. Ограничиваясь для простоты анализом излучения вперед ($\theta = 0$), получаем из (25) следующую относительно простую формулу:

$$\left. \frac{dI_{n\omega}^{(2)}}{d\omega d\theta \sin \theta} \right|_{\theta=0} = \frac{e^2 q^2 \omega_0^2}{2\pi m} \int_0^\infty \frac{dx \cdot x}{(1+x)^2} \frac{1}{\left| x + \frac{1}{v^2} - \varepsilon(\omega) \right|^2} \left\{ \left| \frac{z}{1 + \omega^2 R^2 x} \right. \right.$$

$$-\frac{\omega_{n0}^2 f_{n0}}{\omega_{n0}^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma_{n0}} \Big|_{\theta=0}^2 \left[1 - \sigma Q(\omega a \sqrt{x}) \right] \Big\}. \quad (29)$$

Поскольку обычно $J \ll 1/R$, то с учетом условия $\omega \ll J$ в правой части формулы (29) можно пренебречь величиной Q . Полагая для простоты $\sigma \ll 1$, получаем из (29) следующую формулу:

$$\frac{dI_{n\omega}^{(2)}}{d\omega d\theta \sin \theta} \Big|_{\theta=0} \approx \frac{e^2 q^2 \omega_0^2}{2\pi m} \left\{ z^2 + 2z \operatorname{Re} \left(\frac{\omega_{n0}^2 f_{n0}}{\omega_{n0}^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma_{n0}} \right) \right\} \times \\ \times \left\{ \ln \frac{1}{\sqrt{(\xi' - \gamma^{-2})^2 + (\xi'')^2}} + \pi \frac{\xi' - \gamma^{-2}}{\xi''} \eta(\xi' - \gamma^{-2}) \right\}, \quad (30)$$

где $\varepsilon(\omega) = 1 + \xi' + i\xi''$, $\eta(\xi)$ — функция Хевисайда.

Результат (30) подтверждает вывод [4] о резком возрастании интенсивности ПТИ при переходе скорости частицы через черенковский барьер $\gamma > 1/\sqrt{\xi'}$. Кроме этого, формула (30) указывает на важность учета неупругого рассеяния поля заряда на атомных электронах, вклад которого в ПТИ в окрестности резонансных частот $\omega \approx \omega_{n0}$ сравним по величине с вкладом упругого рассеяния.

Отметим, что последнее слагаемое в формуле (30) обратно пропорционально мнимой части диэлектрической проницаемости ξ'' . Таким образом, при выполнении условия излучения Вавилова–Черенкова в непоглощающей среде интенсивность спектрально-углового распределения ПТИ формально обращается в бесконечность (аналогичный результат имеет место и для спектрального распределения ПТИ) [4].

Указанное обстоятельство является общим затруднением теории излучения быстрых заряженных частиц в случайно-неоднородных средах (см., например, [2]). Недавно к этому вопросу было вновь привлечено внимание в работе [15]. Подробный анализ вопроса выходит за рамки настоящей работы. Тем не менее в следующем, заключительном разделе работы мы кратко остановимся на обсуждении возможного пути преодоления указанного затруднения.

О поляризационном тормозном излучении быстрого заряда в непоглощающей среде в условиях излучения Вавилова–Черенкова

Напомним, что флуктуационное поле ПТИ определялось выше как результат рассеяния электромагнитного поля быстрой заряженной частицы, движущейся в неслучайной среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})$, на флуктуациях электронной плотности (см. формулу (15)).

В случае невыполнения условия излучения Вавилова–Черенкова поле равномерно и прямолинейно движущегося заряда является близким, поэтому формирование рассеянного излучения происходит в основном в конечном объеме вещества, что обуславливает конечную величину интенсивности ПТИ. При ускоренном движении быстрой заряженной частицы в тех же условиях возникает поле тормозного излучения, занимающее бесконечный объем. Однако ПТИ, возникающее вследствие рассеяния

тормозного излучения, имеет конечную интенсивность, поскольку когерентное сложение фотонов ПТИ происходит в рассматриваемом случае только в пределах длины когерентности фотона тормозного излучения.

В условиях излучения Вавилова–Черенкова поле черенковского излучения занимает бесконечный объем, причем формально бесконечной является и длина когерентности черенковских фотонов. Суммирование в рамках использованного в настоящей работе подхода вклада черенковских фотонов в рассеянное поле приводит с учетом изложенного к расходящемуся выражению для интенсивности ПТИ (легко убедиться, что интенсивность ПТИ, возникающего вследствие рассеяния одной волны, всегда конечна).

Заметим теперь, что реальное среднее поле быстрого заряда в случайно-неоднородной среде отличается от найденного в работе из общего уравнения (13) в нулевом приближении по флуктуациям электронной плотности. Среднее поле должно быть затухающим вследствие рассеяния на флуктуациях электронной плотности, т.е. постоянная распространения фотона среднего поля должна содержать мнимую часть и отличаться от величины k_0 из выражения (15).

Благодаря затуханию среднего поля индуцируемое этим полем ПТИ формируется в конечном объеме вещества с характерным размером порядка длины экстинкции. При этом интенсивность ПТИ оказывается конечной даже в условиях излучения Вавилова–Черенкова.¹

Возвращаясь к общему уравнению (13), разделим электромагнитное поле $E_{\lambda k}$ на среднюю $\bar{E}_{\lambda k}$ и флуктуационную $\tilde{E}_{\lambda k}$ составляющую ($E_{\lambda k} \equiv \bar{E}_{\lambda k} + \tilde{E}_{\lambda k}$, $\langle \tilde{E}_{\lambda k} \rangle = 0$). При этом для величин $\bar{E}_{\lambda k}$ и $\tilde{E}_{\lambda k}$ из (13) следуют связанные уравнения

$$(k^2 - k_0^2)\bar{E}_{\lambda k} + \int d^3 k' \sum_{\lambda'=1}^2 \langle \tilde{G}_{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \tilde{E}_{\lambda'k'} \rangle = \frac{i\omega q}{2\pi^2} \mathbf{e}_{\lambda k} \mathbf{v} \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}),$$

$$(k^2 - k_0^2)\tilde{E}_{\lambda k} + \int d^3 k' \sum_{\lambda'=1}^2 \left\{ \tilde{G}_{\lambda\lambda'} \bar{E}_{\lambda'k'} + \tilde{G}_{\lambda\lambda'} \tilde{E}_{\lambda'k'} - \langle \tilde{G}_{\lambda\lambda'} \tilde{E}_{\lambda'k'} \rangle \right\} = 0. \quad (31)$$

При переходе от уравнения (13) к системе (31) опущены малосущественные слагаемые, учитывающие эффекты локального поля, и положено $\mathbf{v}_q(t) = \mathbf{v} = \text{const}$.

Выразим случайное поле $\tilde{E}_{\lambda'k'}$ в правой части первого уравнения (31) через значение этой величины, следующее из второго уравнения системы, и затем многократно повторим процедуру. В результате получим замкнутое уравнение для среднего поля $\bar{E}_{\lambda k}$

$$(k^2 - k_0^2)\bar{E}_{\lambda k} + \int d^3 k' \sum_{\lambda'=1}^2 F_{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \bar{E}_{\lambda'k'} = \frac{i\omega q}{2\pi^2} \mathbf{e}_{\lambda k} \mathbf{v} \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}), \quad (32)$$

где ядро $F_{\lambda\lambda'}$ представляется в виде ряда по возрастающим степеням функций $G_{\lambda\lambda'}$

$$F_{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = - \int \frac{d^3 k''}{k''^2 - k_0^2} \sum_{\lambda''=1}^2 \left[\langle \tilde{G}_{\lambda\lambda''}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'') \tilde{G}_{\lambda''\lambda'}(\mathbf{k}'', \mathbf{k}') \rangle - \right.$$

¹ Приведенное соображение принадлежит Б.М.Болотовскому.

$$-\int \frac{d^3 k'''}{k'''^2 - k_0^2} \sum_{\lambda'''=1}^2 \left[\langle \tilde{G}_{\lambda\lambda''} \tilde{G}_{\lambda''\lambda'''} \tilde{G}_{\lambda'''\lambda'} \rangle - \dots \right]. \quad (33)$$

Аналогичным образом получаем из (31) уравнение, связывающее флуктуационную составляющую поля $\tilde{E}_{\lambda\mathbf{k}}$ со средней составляющей $\bar{E}_{\lambda\mathbf{k}}$,

$$\tilde{E}_{\lambda\mathbf{k}} = \frac{1}{k^2 - k_0^2} \int d^3 k' \sum_{\lambda''=1}^2 \Phi_{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \bar{\mathbf{k}}') \bar{E}_{\lambda'\bar{\mathbf{k}}'},$$

$$\Phi_{\lambda\lambda'} = -\tilde{G}_{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') + \int \frac{d^3 k''}{k''^2 - k_0^2} \sum_{\lambda''=1}^2 \left[\tilde{G}_{\lambda\lambda''} \tilde{G}_{\lambda''\lambda'} - \langle \tilde{G}_{\lambda\lambda''} \tilde{G}_{\lambda''\lambda} \rangle - \dots \right]. \quad (34)$$

Обратимся вначале к анализу уравнения для среднего поля (32). Используя соотношение (6), определяющее функцию, нетрудно показать, что $F_{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \sim \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$. Таким образом, интегральное уравнение (32) является в рамках рассматриваемой модели алгебраическим. Существенно, что матрица $F_{\lambda\lambda'}$ (в общем случае, по-видимому, недиагональная) может быть вычислена с помощью уравнения (33) с любой степенью точности. Эта матрица определяет поправку к закону дисперсии электромагнитных волн в усредненном веществе $k^2 = k_0^2 = \omega^2 \varepsilon(\omega, k)$. Согласно (33), обусловленная рассеянием электромагнитного поля поправка представлена в виде ряда по возрастающим степеням постоянной электромагнитного взаимодействия $e^2 = 1/137$. Ограничиваясь учетом первого слагаемого в правой части (33) (именно это приближение используется при вычислении потерь энергии быстрой заряженной частицы в случайной среде методом реакции среднего поля [16]), получим из (32) и (33) следующее выражение для среднего поля:

$$\bar{E}_{\lambda\mathbf{k}} = \frac{i\omega q}{2\pi^2} \frac{\mathbf{e}_{\lambda\bar{\mathbf{k}}}\mathbf{v}}{k^2 - k_*^2} \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}), \quad k_*^2 = k_0^2 + F' + iF'',$$

$$F' + iF'' = \frac{z^2 e^2 \omega_0^2}{2\pi m k} \int_0^\infty \frac{dk' k'}{(1 + k'^2 R^2)^2} [1 - \sigma Q(k'a)] \int_{-1}^1 dx \times$$

$$\times \left[1 - \frac{1}{2} \frac{k'^2(1-x^2)}{k'^2 + k^2 + 2kk'x} \right] \left[\frac{P.V.}{x + \frac{k'^2 + k^2 - k_0^2}{2kk'}} + i\pi \delta \left(x + \frac{k'^2 + k^2 - k_0^2}{2kk'} \right) \right]. \quad (35)$$

При выводе (35) в функциях $G_{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$, входящих в коррелятор $\langle \tilde{G}_{\lambda\lambda''} \tilde{G}_{\lambda''\lambda'} \rangle$, учтены для простоты только слагаемые, описывающие упругое рассеяние поля заряда на атомных электронах. Поэтому выражение (35) может быть использовано только вне окрестности резонансных частот. Согласно (35), постоянная распространения среднего поля k_* действительно содержит мнимую часть, описывающую процесс затухания среднего поля вследствие рассеяния на флуктуациях электронной плотности.

Поставив выражение для среднего поля $\bar{E}_{\lambda k}$ из (35) в формулу (34) и проведем интегрирование по d^3k (отметим при этом, что в соответствии с (34) случайное поле $\bar{E}_{\lambda}(r)$ является незатухающим в отличие от среднего поля). Легко видеть, что первый член ряда, определяющего величину \bar{E}_{λ} , отличается от соответствующего слагаемого в общей формуле для электромагнитного поля быстрого заряда в случайной среде (15) только заменой одного сомножителя в подынтегральной функции $(k'^2 - k_0^2)^{-1} \rightarrow (k'^2 - k_*^2)^{-1}$. Благодаря указанной замене интенсивность ПТИ оказывается конечной даже в условиях излучения Вавилова-Черенкова в непоглощающей среде.

Дальнейшие вычисления полностью совпадают с проведенными выше. В частности, остается справедливым результат (30), в котором в качестве x'' следует использовать величину F''/ω^2 .

Таким образом, учет затухания среднего поля быстрого заряда в аморфной атомной среде вследствие рассеяния на флуктуациях электронной плотности среды полностью снимает проблему расходимости сечения поляризационного тормозного излучения заряда в условиях излучения Вавилова-Черенкова.

В заключение авторы выражают благодарность Б.М.Болотовскому, А.А.Рухадзе и Я.Б.Файнбергу за обсуждения затронутых в работе вопросов.

Список литературы

- [1] Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1980. 360 с.
- [2] Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов / Под ред. В.Н.Цытовича, И.Н.Острингеля. М.: Наука, 1987. 335 с.
- [3] Амусья М.Я. Тормозное излучение. М.: Энергоатомиздат, 1990. 208 с.
- [4] Платонов К.Ю., Топтыгин И.Н. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. Вып. 1(7). С. 89-95.
- [5] Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Госатомиздат, 1961. 244 с.
- [6] Лапко В.П., Насонов Н.Н. // Тез. докл. XIX Всесоюз. совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1989. С. 105.
- [7] Платонов К.Ю., Топтыгин И.Н., Флейшман Г.Д. // УФН. 1990. Т. 160. № 4. С. 59-69.
- [8] Лапко В.П., Насонов Н.Н. // ЖТФ. 1990. Т. 70. Вып. 5. С. 160-162.
- [9] Насонов Н.Н. // УФЖ. 1991. Т. 36. № 1. С. 44-51.
- [10] Климонтович Ю.Л. Статистическая теория неравновесных процессов в плазме. М., 1964. 281 с.
- [11] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [12] Пафомов В.Е. // Тр. ФИАН СССР. 1969. Т. 44. С. 28-167.
- [13] Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: Наука, 1987.
- [14] Иверонова В.И., Реевевич Г.П. Теория рассеяния рентгеновских лучей. М., 1972. 243 с.
- [15] Флейшман Г.Д. // УФН. 1991. Т. 161. № 1. С. 165-185.
- [16] Тамойкин В.В. // Радиофизика. 1971. Т. 14. № 2. С. 285-292.

Харьковский физико-технический институт

Поступило в Редакцию
17 декабря 1991 г.