

# ЭФФЕКТ ПОДАВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В АМОРФНОЙ СРЕДЕ

*В. А. Астапенко\**

*Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

*Н. Н. Насонов*

*Белгородский государственный университет  
308007, Белгород, Россия*

Поступила в редакцию 5 апреля 2006 г.

В рамках последовательного квантово-механического подхода рассчитан и проанализирован эффект подавления поляризационного тормозного излучения (ПТИ) быстрой заряженной частицы, движущейся в аморфной среде. Этот эффект обусловлен деструктивной интерференцией вкладов в излучение атомов конденсированного вещества вследствие их конечных размеров и хаотического расположения. Рассчитаны спектральные и угловые зависимости ПТИ на различных мишенях, демонстрирующие характерные особенности рассматриваемого явления. Установлена область наиболее яркого проявления эффекта подавления. Проведено сравнение результатов, полученных с помощью различных методов расчета.

PACS: 61.80.Jh

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Поляризационное тормозное излучение (ПТИ) представляет собой дополнительный (к традиционному механизму) канал тормозного излучения при рассеянии заряженных частиц на атомах и в среде, возникающий в результате конверсии собственного поля налетающей частицы в реальный фотон на электронах мишени [1–3]. Так же, как и при традиционном (бете-гайтлеровском) механизме, энергия ПТИ черпается из кинетической энергии излучающего заряда. Существенная разница между бете-гайтлеровским и поляризационным тормозным излучением заключается в том, что поляризационный канал не связан напрямую с ускорением налетающей частицы. Этим обуславливаются характерные черты поляризационного механизма, в частности, независимость интенсивности ПТИ от массы излучающей частицы. Кроме того, в отличие от бете-гайтлеровского канала, поляризационное тормозное излучение быстрых частиц формируется на

больших расстояниях от ядер атомов мишени, так что при достаточно высокой концентрации атомов можно ожидать проявления существенных кооперативных эффектов в ПТИ. Подобные эффекты в излучательных процессах исследовались и ранее. Например, классические электродинамические эффекты переходного излучения [4] или параметрического рентгеновского излучения [5–8] определяются когерентной по вкладу атомов мишени составляющей ПТИ [9], т. е. являются коллективными излучательными процессами.

Зависимость спектрально-угловых характеристик ПТИ от взаимного расположения атомов в мишени позволяет рассчитывать на создание метода диагностики атомной структуры вещества, основанного на измерении таких характеристик. Экспериментальные измерения спектров коллимированного ПТИ релятивистских электронов в поликристаллических образцах различных элементов показали высокую чувствительность свойств ПТИ к структуре исследуемых материалов [10, 11].

Настоящая работа посвящена исследованию ко-

\*E-mail: astval@mail.ru

оперативных явлений, возникающих в ПТИ при рассеянии зарядов в аморфном веществе. Известно, что интерференция вкладов различных атомов в процесс рассеяния рентгеновских лучей в плотной аморфной среде носит деструктивный характер [12]. Деструктивность проявляется также в процессе конверсии собственного поля налетающей частицы в реальный фотон в такой среде, что приводит, вообще говоря, к уменьшению интенсивности излучения. Впервые на возможность такого рода подавления поляризационного канала было указано в статье [13], в которой ПТИ рассчитывалось методами классической электродинамики. Эффект подавления ПТИ при рассеянии релятивистского электрона в аморфном углеороде был обнаружен в эксперименте [14].

Численные результаты работы [13] были получены на основании высокочастотного приближения для отклика атомов среды на возмущение, вызванное полем налетающей частицы. Данное приближение справедливо только для достаточно высоких энергий тормозного фотона. В то же время рассматриваемый эффект подавления существен как раз в низкочастотной части спектра. Таким образом, имеется потребность количественного описания кооперативных эффектов в ПТИ в аморфной среде на основании последовательного подхода, учитывающего динамику электронов мишени во всем диапазоне частот, углов излучения и энергий налетающей частицы. Важность такого описания обусловлена необходимостью учета эффекта подавления ПТИ при интерпретации результатов измерений свойств этого излучения, ставящих целью отмеченную выше диагностику атомной структуры материалов.

## 2. ИНТЕНСИВНОСТЬ ПТИ В АМОРФНОЙ СРЕДЕ

Как отмечалось во Введении, поляризационный механизм тормозного излучения может быть описан как процесс рассеяния виртуального фотона собственного поля налетающей частицы в реальный. В соответствии с этой интерпретацией стандартным квантово-механическим путем [1, гл. 5] можно получить следующее выражение для амплитуды ПТИ релятивистской заряженной частицы на  $j$ -ом атоме среды (всюду используем атомные единицы  $\hbar = e = m_e = 1$ ):

$$T_j = 2\pi i \delta(\omega + (\mathbf{q} - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{v}) \sqrt{\frac{2\pi}{\omega}} \frac{1}{\tilde{c}} [\mathbf{s} \cdot \mathbf{A}^{(p)}(q)] \times \\ \times \omega^2 \alpha(\omega, \mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_j), \quad \mathbf{q} = \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i + \mathbf{k}. \quad (1)$$

Здесь  $\tilde{c} = c/n(\omega)$  — фазовая скорость света в среде,  $n(\omega)$  — коэффициент преломления,  $\omega$ ,  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор излучаемого фотона,  $\mathbf{p}_{i,f}$  — начальный и конечный импульсы налетающей частицы,  $\mathbf{s}$  — единичный вектор в направлении излучения фотона,  $\mathbf{r}_j$  — радиус-вектор атомного ядра,  $\alpha(\omega, \mathbf{q})$  — динамическая обобщенная поляризуемость атома,  $\mathbf{A}^{(p)}(q)$  — вектор-потенциал электромагнитного поля рассеивающегося заряда:

$$\mathbf{A}^{(p)}(q) = \frac{4\pi\tilde{c}Z_p}{\omega} \frac{\omega\mathbf{v}/\tilde{c}^2 + (\mathbf{q} - \mathbf{k})}{(\omega/\tilde{c})^2 - (\mathbf{q} - \mathbf{k})^2}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{v}$  и  $Z_p$  — скорость и заряд налетающей частицы. Выражение (1) получено в первом борновском приближении по взаимодействию налетающей частицы с электронами мишени. Это справедливо для достаточно быстрых частиц, что и предполагается в дальнейшем. При выводе выражения (1) было проведено суммирование по поляризациям излучения, а также предположено, что атом в ходе рассеяния виртуального фотона не изменяет своего состояния. Замена  $c \rightarrow \tilde{c}$  отражает перенормировку фотонного пропагатора в результате рассеяния электромагнитного поля на электронах среды на нулевой угол (см. [1, гл. 6]), так что рассеяние фотонов, приводящее к перенормировке пропагатора, носит упругий характер. Этим оно принципиально отличается от процесса рассеяния, обуславливающего ПТИ, для которого требуется передача избытка энергии-импульса мишени. Таким образом, перечисленные выше типы рассеяния электромагнитного поля в веществе физически разделены, поэтому при вычислении интенсивности ПТИ их можно учитывать независимо.

После суммирования парциальных амплитуд (1) по атомам в единице объема вещества и интегрирования по переданному среде импульсу для дифференциальной интенсивности ПТИ, нормированной на концентрацию атомов, находим

$$\frac{dI_{amor}}{d\omega d\Omega_s} = \int_{q_{min}}^{q_{max}} T_{amor}(q) dq, \quad (3) \\ q_{min}(\omega, v, \theta) = \frac{\omega}{v} \left(1 - \frac{v}{\tilde{c}} \cos \theta\right), \quad q_{max} = 2\mu v,$$

где  $T(q)$  — парциальная интенсивность ПТИ в аморфном веществе, нормированная на концентрацию атомов  $N$ ,  $d\Omega_s$  — телесный угол в направлении излучения фотона,  $\theta = \widehat{\mathbf{p}_i \mathbf{k}}$  — угол излучения тормозного фотона,  $\mu$  — приведенная масса налетающей частицы и электрона. Парциальная интенсивность ПТИ дается формулой [15]

$$T_{amor}(q) = \frac{2Z_p^2}{\pi\tilde{c}^3 v q} S_{amor}(q) |Z_{pol}(\omega, q)|^2 I\phi(q, v, \omega, \theta), \quad (4)$$

где  $Z_{pol}(\omega, q) = \omega^2 |\alpha(\omega, q)|$  — эффективный поляризационный заряд атомов среды,  $I\phi(q, v, \omega, \theta)$  — безразмерный интеграл, определяемый равенством

$$I\phi(q, v, \omega, \theta) = \frac{q^3 v}{2\pi} \times \int d\Omega_{\mathbf{q}} \delta(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + \mathbf{q} \cdot \mathbf{v}) \frac{[\mathbf{s}, \omega \mathbf{v} / \tilde{c}^2 - \mathbf{q}]^2}{(\mathbf{q}^2 - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{q})^2}. \quad (5)$$

Интеграл (5) после громоздких алгебраических преобразований можно представить в виде функции трех переменных,

$$I\phi(q, v, \omega, \theta) = \tilde{I}\phi(x = q/(\omega/\tilde{c}), \beta = v/\tilde{c}, \theta),$$

где

$$\tilde{I}\phi(x, \beta, \theta) = \frac{x^2 f_1(x, \beta, \theta)}{\Delta^{3/2}(x, \beta, \theta)} + \frac{x^2}{4} \left[ \frac{f_2(x, \beta, \theta)}{\Delta^{1/2}(x, \beta, \theta)} - 1 \right], \quad (6)$$

$$f_1 = (x^2 + 2x_{min} \cos \theta) \times [(x^2 - x_{min}^2) \cos^2 \theta + (x_{min} - \beta)^2 \sin^2 \theta] + 4(x_{min} - \beta)(x^2 - x_{min}^2) \sin^2 \theta \cos \theta, \quad (7)$$

$$f_2 = x^2 + 2x_{min} \cos \theta, \quad x_{min} = \frac{\tilde{c}q_{min}}{\omega} = \beta^{-1} - \cos \theta, \quad (8)$$

$$\Delta = \left( x^2 - 2 \left( 1 - \frac{\cos \theta}{\beta} \right) \right)^2 + 4 \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \sin^2 \theta. \quad (9)$$

В релятивистском пределе ( $\beta \rightarrow 1$ ) функция  $\tilde{I}\phi(x, \beta, \theta)$  имеет острый максимум при выполнении равенства

$$x^{(m)} = \sqrt{2(1 - \cos \theta / \beta)} \approx 2 \sin(\theta/2),$$

причем острота максимума возрастает для больших углов излучения  $\theta \rightarrow \pi$ . В точке максимума с помощью формул (7)–(9) можно получить следующее приближенное равенство:

$$\tilde{I}\phi(x^{(m)}) \approx \tilde{\gamma} \frac{\text{tg}(\theta/2)}{2},$$

где

$$\tilde{\gamma} \approx \frac{\gamma}{\sqrt{1 + \gamma^2(1 - \varepsilon(\omega))}}$$

(полагаем  $\varepsilon(\omega) < 1$ ). Отсюда следует эффект плотности в ПТИ [16], проявляющийся в уменьшении интенсивности излучения, если  $\gamma^2(1 - \varepsilon(\omega)) > 1$ .

Функция  $S(\mathbf{q})$  в формуле (4) представляет собой нормированный структурный фактор вещества, определяемый выражением

$$S(\mathbf{q}) = N^{-1} \sum_{j,l} \langle \exp(i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_l)) \rangle = 1 + N \int [g(r) - 1] \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (10)$$

Второе равенство в выражении (10), где  $g(r)$  — парная функция корреляции атомов, относится к изотропной среде. Для структурного фактора аморфного вещества в приближении «твердых шаров», когда  $g(r) = \Theta(r - d)$  ( $d$  — средний диаметр атома,  $\Theta(x)$  тета-функция), из выражения (10) следует (см. [12])

$$S_{amor}(q) = \left[ 1 - \sigma \frac{3j_1(qd)}{qd} \right], \quad \sigma = \frac{4\pi N d^3}{3}, \quad (11)$$

где  $j_1(x)$  — сферическая функция Бесселя первого порядка. Второе слагаемое в квадратных скобках первого равенства в выражении (10) отражает факт деструктивной интерференции вкладов атомов аморфной среды в полную интенсивность ПТИ. Очевидно, что эффект подавления ПТИ, связанный с этой интерференцией, существен в случае, когда параметр  $\sigma$  близок к единице. Кроме того, для проявления этого эффекта необходимо, чтобы аргумент сферической функции Бесселя  $x = qd$  был меньше единицы. Отсюда с учетом выражения для минимального переданного среде импульса  $q_{min}$  (второе равенство в (3)) получаем

$$\omega < \frac{v}{d(1 - (v/\tilde{c}) \cos \theta)}. \quad (12)$$

Это неравенство (при выполнении условия  $\sigma \approx 1$ ) определяет спектральный диапазон подавления ПТИ в аморфной среде в зависимости от скорости налетающей частицы и угла излучения фотона. Физически условию (12) отвечают такие параметры задачи, при которых существен вклад в процесс малых переданных импульсов (больших прицельных расстояний). Тогда ПТИ носит коллективный характер, причем происходит взаимное экранирование различных атомов, уменьшающее интенсивность процесса. Это экранирование можно трактовать так же, как деструктивную интерференцию элементарных полей ПТИ, формируемых отдельными атомами.

Для характеристики влияния кооперативных эффектов на ПТИ в аморфном веществе удобно ввести отношение

$$K = \frac{dI_{amor}}{dI_{at}}$$

(коэффициент подавления излучения), где  $dI_{at}$  —

дифференциальная интенсивность ПТИ на изолированном атоме. Выражение для атомной интенсивности ПТИ следует из формул (3), (4), если в (4) положить  $S_{amor} = 1$  и  $\tilde{c} = c$ . В приближении «твердых шаров» (11)  $K$ -фактор равен

$$K(\omega, \nu, \theta) = \frac{\int_{q^{min}}^{q^{max}} \left(1 - \sigma \frac{3j_1(qd)}{qd}\right) \alpha(\omega, q) I\phi(q, \nu, \omega, \theta, \tilde{c}) \frac{dq}{q}}{\int_{q^{min}}^{q^{max}} \alpha(\omega, q) I\phi(q, \nu, \omega, \theta, c) \frac{dq}{q}}. \tag{13}$$

Если основной вклад в интенсивность ПТИ дают малые переданные импульсы, такие что  $q < d^{-1}$ , из выражения (13) следует простая оценка для коэффициента подавления: с логарифмической точностью

$$K \approx 1 - \sigma.$$

Эта оценка была получена в работе [13] в низкочастотном пределе  $\omega \rightarrow 0$  (необходимо иметь при этом в виду, что подход [13] неприменим в рассматриваемом пределе). Из нее, в частности, следует, что необходимым условием адекватности рассматриваемой модели является неравенство  $\sigma \leq 1$ .

Использование приближения «твердых шаров» (11) для расчета интенсивности ПТИ требует знания параметра

$$\sigma = 4\pi N d^3 / 3.$$

Если при этом концентрация атомов может быть легко оценена из известной плотности вещества, то при определении среднего радиуса атомов  $d$ , являющегося модельной величиной, могут возникнуть трудности, особенно в случае среды с высокой концентрацией атомов. Проиллюстрируем сказанное на примере структурного фактора жидкого кремния, для которого в работе [17] приведены результаты квантово-химических вычислений. Рассчитанная в [17] зависимость структурного фактора от переданного среде импульса  $q$  при температуре плавления кремния  $T = 1410^\circ\text{C}$  представлена на рис. 1. На нем же приведен структурный фактор жидкого кремния, рассчитанный в модели «твердых шаров» для  $\sigma = 1$ . Данное значение параметра  $\sigma$  для реальной плотности жидкого кремния  $N = 5.446 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  соответствует среднему диаметру атома  $d = 1.64 \text{ \AA}$ , который и был использован при построении штриховой кривой на рис. 1. В то же время табличная величина диаметра атома кремния составляет  $d = 2.36 \text{ \AA}$  [18]. (Заметим, что удвоенный радиус Вигнера–Зейтца

для приведенной выше концентрации атомов кремния равен  $3.27 \text{ \AA}$ ). Но при таком значении величины  $d$  параметр  $\sigma \approx 3$ , так что  $S(q \rightarrow 0) < 0$ , что находится в противоречии с положительной определенностью структурного фактора среды.

Аналогичный вывод можно сделать для аморфного углерода и других конденсированных сред легких атомов, когда модельный структурный фактор (11) порождает противоречие с числовыми значениями параметров задачи. Отметим, что использованная в работе [17] для определения  $S(q)$  функция парных корреляций  $g(r)$  заметно отличается от тета-функции модели «твердых шаров». Это отличие особенно велико на малых расстояниях  $r \approx d$ , где имеется максимум корреляционной функции:  $g \approx 2$ . Последнее обстоятельство говорит о наличии ближнего порядка в жидком кремнии при температуре плавления.

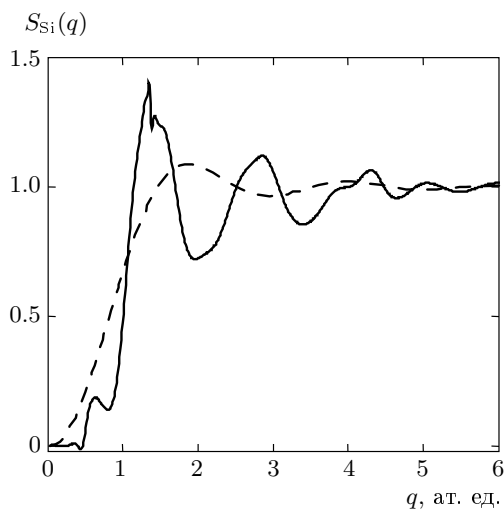
Как следует из формулы (4), для расчета интенсивности ПТИ необходимо знать явный вид функции

$$Z_{pol}(\omega, q) = \omega^2 |\alpha(\omega, q)|,$$

а также  $\text{Re} \alpha(\omega)$  (для вычисления  $\tilde{c}$ ). В дальнейшем мы будем использовать следующую аппроксимацию для обобщенной динамической поляризуемости атома:

$$\alpha(\omega, q) \approx \alpha(\omega) F(q), \tag{14}$$

где  $\alpha(\omega)$  — дипольная поляризуемость,  $F(q)$  — атомный формфактор, нормированный условием  $F(0) = 1$ . Приближение (14) можно обосновать с помощью последовательных квантово-механических расчетов в рамках метода случайных фаз с обменом [3]. Для получения зависимости мнимой части дипольной поляризуемости от частоты мы будем исходить из ее связи с сечением поглощения излучения  $\sigma_{ph}(\omega)$ , даваемой оптической теоремой:



**Рис. 1.** Структурный фактор жидкого кремния: сплошная кривая — квантово-химический расчет [17], штриховая кривая — приближение твердых шаров (11) для  $\sigma = 1$

$$\text{Im}(\alpha(\omega)) = \frac{c}{4\pi\omega} \sigma_{ph}(\omega). \quad (15)$$

В настоящей работе для определения спектральной зависимости  $\sigma_{ph}(\omega)$  используются данные по коэффициенту поглощения излучения, приведенные на веб-сайте Национального института стандартов и технологии [19]. Реальную часть поляризуемости атома можно восстановить по известной мнимой части с помощью соотношения Крамерса–Кронига, которое полезно представить в виде

$$\begin{aligned} \text{Re}(\alpha(\omega)) = \\ = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega' \text{Im}(\alpha(\omega')) - \omega \text{Im}(\alpha(\omega))}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'. \end{aligned} \quad (16)$$

Формула (16) позволяет вычислять интеграл в смысле главного значения, фигурирующий в стандартной форме соотношений Крамерса–Кронига, через интеграл с «выколотой точкой», устраняющей сингулярность подынтегрального выражения, что удобно в практических расчетах.

Сравнение результатов расчета комплексной поляризуемости по формулам (15), (16) с данными, полученными в приближении случайных фаз с обменом [3], показывает, что относительное расхождение результатов не превышает 10% в широком диапазоне частот.

В высокочастотном пределе поляризационный заряд равен числу связанных электронов атома, поскольку тогда  $\alpha(\omega) = -Z/\omega^2$  ( $Z$  — заряд ядра, рав-

ный числу связанных электронов). Расчет показывает, что выход поляризуемости на высокочастотную асимптотику в случае атома кремния происходит для энергий фотонов, больших 2 кэВ. В диапазоне  $\omega < 200$  эВ высокочастотное приближение сильно искажает реальную картину. Первый экстремум в частотной зависимости поляризационного заряда кремния соответствует энергии возбуждения подоболочки  $L_{2,3}(2p)$  (104 эВ), последний, слабо выраженный — возбуждению  $K$ -оболочки (1844 эВ) [20].

Частотная зависимость показателя преломления жидкого кремния

$$n(\omega) = \sqrt{1 + 4\pi N \text{Re} \alpha(\omega)}$$

вычислялась по формулам (15), (16) для концентрации атомов  $N = 5.446 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Заметное отличие показателя преломления от единицы имеет место в диапазоне энергий фотонов  $\omega < 500$  эВ, причем в области  $\omega > 125$  эВ показатель преломления меньше единицы. Анализ показывает, что в рассматриваемом случае показатель преломления, вычисленный в высокочастотном приближении, адекватно описывает реальную ситуацию в диапазоне энергий фотонов  $\omega > 200$  эВ. Для меньших энергий фотонов высокочастотная модель сильно искажает реальную картину. Важно подчеркнуть, что в высокочастотном приближении показатель преломления среды всегда меньше единицы, так что оно качественно неспособно описать эффекты типа черенковского излучения.

Для вычисления атомного формфактора  $F(q)$ , определяющего в рамках аппроксимации (14) зависимость обобщенной поляризуемости атома от величины переданного импульса, удобно использовать слэтеровские волновые функции атомных орбиталей. Как было показано в работе [21], вычисленный таким образом формфактор отличается от своего хартри-фоковского аналога не более чем на единицы процентов. Соответствующие формулы имеют вид

$$\begin{aligned} F(q) = \frac{1}{Z} \sum_j N_j Q(q, \beta_j, \mu_j), \\ Q(q, \beta, \mu) = \frac{[1 + (q/2\beta)^2]^\mu}{\mu q/\beta} \times \\ \times \sin \left[ 2\mu \arctg \left( \frac{q}{2\beta} \right) \right], \end{aligned} \quad (17)$$

где  $N_j$  — число эквивалентных электронов в  $j$ -ой оболочке атома,  $\beta$  и  $\mu$  — слэтеровские параметры атомных орбиталей.

### 3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Воспользуемся полученными в предыдущем разделе формулами для расчета спектрально-угловых зависимостей интенсивности ПТИ быстрого электрона, рассеивающегося в аморфной среде. Рассмотрим сначала процесс на объемном образце жидкого кремния, для которого имеются квантово-химические расчеты структурного фактора, проведенные в статье [17]. На рис. 2 представлены спектральные интенсивности ПТИ в жидком кремнии, нормированная на концентрацию среды, и при рассеянии электрона на изолированном атоме. Графики на рис. 2 построены для релятивистского электрона с лоренц-фактором  $\gamma = 10$  при угле излучения тормозного фотона  $\theta = 18^\circ$ . Максимум на спектральной зависимости для изолированного атома обусловлен увеличением поляризационного заряда атома кремния, когда энергия тормозного фотона приближается к энергии  $K$ -оболочки. Видно, что интенсивность ПТИ в жидком кремнии существенно меньше, чем в одноатомном случае во всем интервале энергий фотона вследствие обсуждавшейся выше деструктивной интерференции вкладов различных атомов. Расчет показывает, что для большего угла излучения  $\theta = 90^\circ$  и тех же остальных параметров эффект подавления ПТИ имеет место в низкоэнергетическом

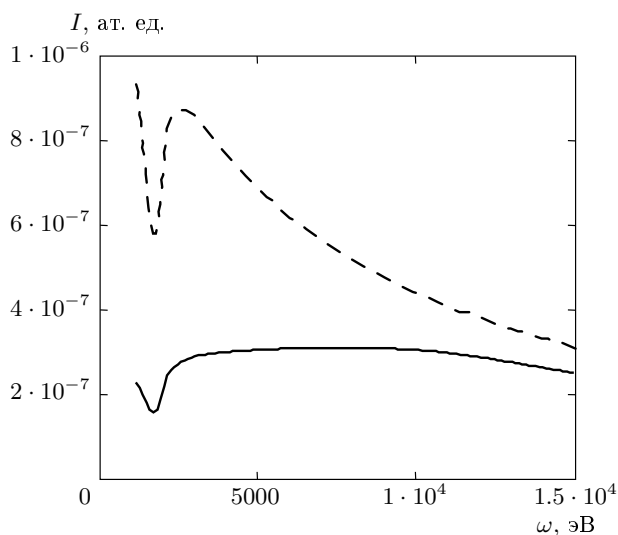


Рис. 2. Спектральная интенсивность ПТИ электрона с  $\gamma = 10$  на кремниевой мишени при угле излучения  $\theta = 18^\circ$ : сплошная кривая — излучение в жидком кремнии, штриховая кривая — ПТИ на отдельном атоме кремния

интервале  $\omega < 3$  кэВ. Данный факт соответствует неравенству (12), определяющему область существования деструктивной интерференции в ПТИ. В релятивистском случае с ростом угла излучения увеличивается минимальный переданный среде импульс и, как следствие, уменьшается роль кооперативных эффектов, вызывающих деструктивную интерференцию. Поэтому эффект подавления интенсивности ПТИ для больших углов излучения наступает при меньших частотах, когда минимальный переданный импульс достаточно мал и в элементарном излучательном акте задействовано несколько атомов среды.

В низкочастотном диапазоне ( $\omega < 1$  кэВ) ПТИ в жидком кремнии рассчитывалось для относительно малой энергии налетающего электрона ( $\gamma = 3$ ), чтобы исключить из рассмотрения влияние эффекта Вавилова–Черенкова, которое может быть весьма значительным [22]. В данном случае черенковское излучение имеет место в спектральном интервале в окрестности  $L$ -края фотопоглощения атома кремния ( $\omega \leq 125$  эВ). Из результатов расчета следует, что в низкочастотном диапазоне эффект подавления уменьшает интенсивность ПТИ почти на порядок величины по сравнению с излучением на изолированном атоме. Анализ показывает, что спектры ПТИ в рассматриваемом случае практически не изменяются при переходе к большим углам излучения. Это объясняется слабой зависимостью минимального переданного среде импульса от направления излучения фотона при данных значениях параметров.

Угловая зависимость коэффициента подавления ПТИ в аморфной среде (13) представлена на рис. 3. На нем приведены результаты расчета для электрона с фактором Лоренца  $\gamma = 100$ , рассеивающегося в жидком кремнии, и двух значений энергии фотона. Видно, что с ростом энергии фотона угловой диапазон эффекта подавления ПТИ сужается: для  $\omega = 2720$  эВ имеем  $\theta < 100^\circ$ , а для  $\omega = 8160$  эВ имеем  $\theta < 40^\circ$ . Анализ показывает, что это угловое сужение возрастает с увеличением энергии электрона. Напротив, в нерелятивистском случае оно практически отсутствует. Указанные закономерности также определяются зависимостью минимального переданного импульса (3) от параметров задачи.

Как уже отмечалось во Введении, в эксперименте [14], продемонстрировавшем эффект подавления ПТИ в аморфной среде, регистрировалось излучение электрона с энергией 5–7 МэВ, рассеивающегося на тонкопленочной мишени из аморфного углерода. Представляет интерес рассчитать в рамках рассматриваемого подхода интенсивность ПТИ для

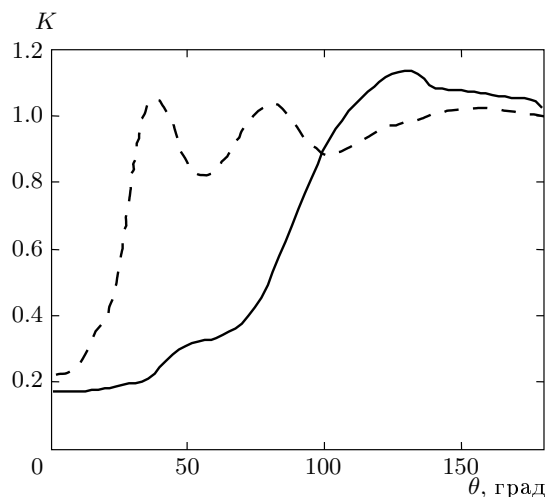


Рис. 3. Угловая зависимость коэффициента подавления ПТИ релятивистского электрона ( $\gamma = 10^2$ ) в жидком кремнии для двух значений энергии тормозного фотона: сплошная кривая —  $\omega = 2720$  эВ, штриховая кривая —  $\omega = 8160$  эВ

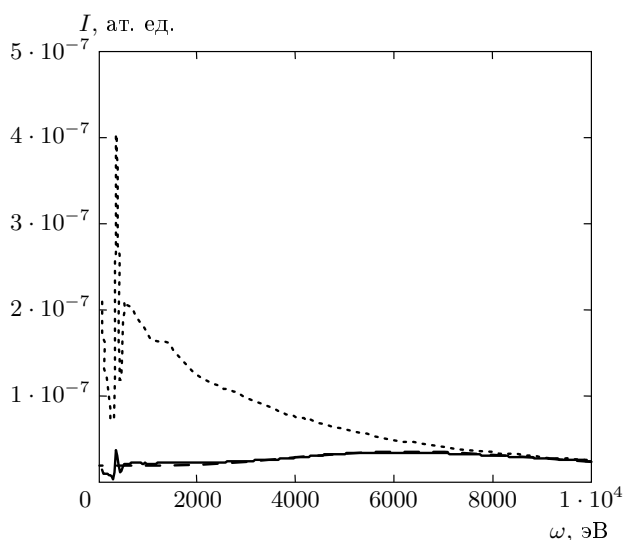


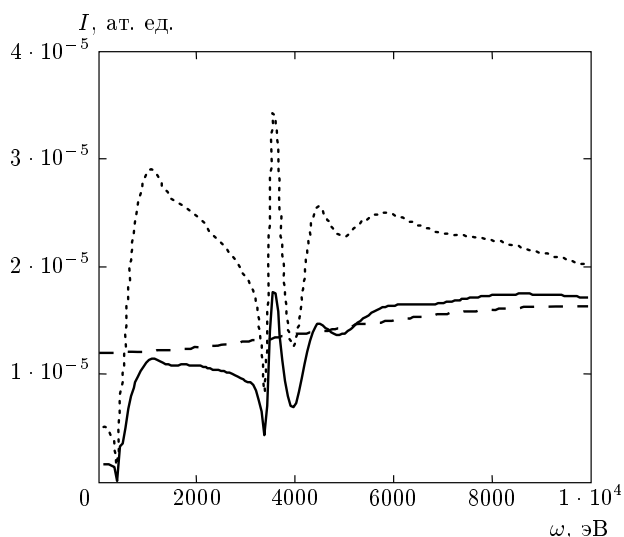
Рис. 4. Спектральная интенсивность ПТИ релятивистского электрона ( $\gamma = 10, \theta = 45^\circ$ ) на углеродной мишени: сплошная кривая — излучение на мишени из аморфного углерода, пунктир — ПТИ на атоме углерода, штриховая кривая — ПТИ на аморфном углероде в высокочастотном приближении

экспериментальных условий [14]. Соответствующие результаты приведены на рис. 4 для фактора Лоренца рассеивающегося электрона  $\gamma = 10$ , угла излучения  $45^\circ$ , плотности мишени  $\rho = 2.4$  г/см<sup>3</sup> и среднего

диаметра атома углерода  $d = 1.258$  Å, (при котором  $\sigma = 4\pi Nd^3/3 = 1$ ). На этом же рисунке показаны результаты расчета интенсивности ПТИ в аморфном углероде в высокочастотном приближении. Из вида кривых следует, что эффект подавления наиболее заметен в диапазоне энергий тормозного фотона  $\omega < 5$  кэВ, что соответствует экспериментальным данным работы [14]. Максимумы на спектральных зависимостях отвечают энергиям связи электронов K- и L-оболочек атома углерода — 296 и 16.6 эВ [20]. Видно также, что высокочастотное приближение хорошо описывает процесс в широком спектральном диапазоне вплоть до энергий фотона 300 эВ.

Анализ показывает, что погрешность вычисления интенсивности ПТИ, обусловленная неточностью модели, используемой для структурного фактора среды, зависит от параметров задачи. Эта погрешность наиболее существенна в низкочастотном диапазоне при больших углах излучения, кроме того, она возрастает с ростом энергии налетающего электрона. Сравнение результатов расчета ПТИ в жидком кремнии, полученных в модели твердых шаров и с помощью квантово-химического структурного фактора [17], дает характерную погрешность не более 20% для  $\gamma = 10$  и  $\theta = 18^\circ$ . С ростом угла излучения расчетная ошибка возрастает, но сам эффект подавления ПТИ уменьшается (рис. 3).

В случае среды из тяжелых атомов структурный фактор вещества может быть вычислен для модели твердых шаров (11) с использованием табличных значений для среднего диаметра атома. Это связано с тем, что концентрация атомов вещества из тяжелых элементов относительно низка, и поэтому параметр  $\sigma < 1$ . Например, для серебра имеем  $N = 5.85 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>,  $d = 2.88$  Å [18] и  $\sigma = 0.583$ . Расчет ПТИ на серебряной мишени показывает, что в низкочастотном диапазоне эффект подавления излучения выражен значительно более слабо по сравнению с ПТИ на мишени из аморфного углерода. Формально математически это связано с меньшим значением величины  $\sigma$ , определяющей структурный фактор среды в используемой модели «твердых шаров» (11). Физически уменьшение эффекта подавления ПТИ в средах с относительно малой концентрацией объясняется уменьшением количества атомов в области формирования элементарного излучательного акта и, соответственно, с уменьшением роли деструктивной интерференции. В области больших энергий тормозных фотонов (при тех же остальных параметрах задачи) отличие ПТИ в серебряной мишени от процесса на изолированном атоме уменьшается и практически исчезает для  $\omega > 3$  кэВ. Разница

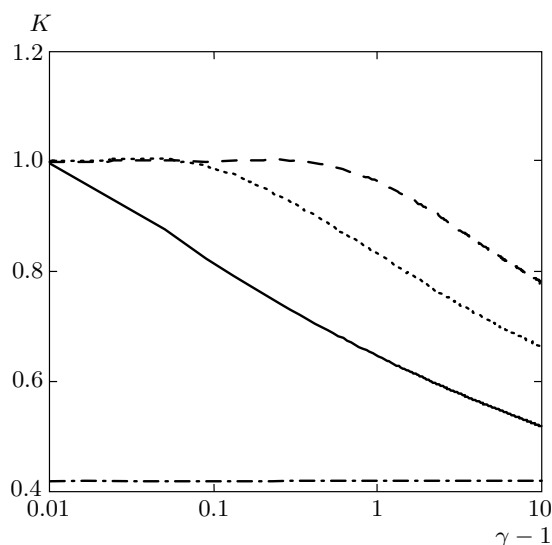


**Рис. 5.** Спектральная интенсивность ПТИ релятивистского электрона ( $\gamma = 10^3$ ,  $\theta = 18^\circ$ ) на серебряной мишени в широком частотном интервале: сплошная кривая — излучение на мишени из аморфного серебра, пунктир — ПТИ на атоме серебра, штриховая кривая — ПТИ на аморфном серебре в высокочастотном приближении

результатов использования двух моделей атомной поляризуемости (высокочастотного приближения и последовательного расчета) весьма существенна в интервале  $4.3 > \omega > 3$  кэВ, в котором лежат энергии  $L$ -подоболочек атома серебра. В этом интервале частотная зависимость поляризационного заряда имеет сильно немонотонный характер.

Последнее обстоятельство отражено на рис. 5, который представляет спектр ПТИ электрона на серебряной мишени в высокочастотной области для большей энергии налетающего электрона  $\gamma = 10^3$  и меньшего угла излучения  $\theta = 18^\circ$ . В данном случае эффект подавления более значителен особенно в низкоэнергетической части спектра. Это объясняется меньшим значением минимального переданного среде импульса, а значит, и более ярким проявлением деструктивной интерференции вкладов различных атомов аморфной среды в амплитуду поляризационного канала. Расчет показывает, что с ростом угла излучения эффект подавления ПТИ релятивистской частицы в аморфной среде становится менее заметным. Кроме того, при увеличении угла излучения максимум спектральной интенсивности процесса смещается в область меньших частот.

Как уже отмечалось, с ростом энергии налетающей частицы уменьшается минимальный пере-



**Рис. 6.** Коэффициент подавления ПТИ в аморфном серебре как функция энергии релятивистской частицы для угла излучения  $\theta = 18^\circ$  и трех значений энергии тормозного фотона  $\omega = 300$  эВ (сплошная кривая), 1 кэВ (пунктир), 3 кэВ (штриховая кривая), штрих-пунктир —  $K = 1 - \sigma$

данный среде импульс, соответственно увеличивается пространственная область формирования ПТИ, а роль кооперативных эффектов возрастает. Данное обстоятельство иллюстрирует рис. 6, на котором приведены расчетные зависимости коэффициента подавления ПТИ электрона (13) в аморфном серебре от энергии налетающей частицы (точнее от величины  $\gamma - 1$ ) для различных энергий фотона и угла излучения  $\theta = 18^\circ$ . На рис. 6 также показана прямая, соответствующая значению коэффициента подавления ПТИ, полученному в пределе малых переданных импульсов:  $K = 1 - \sigma = 0.417$ . Как и следовало ожидать, эффект подавления сильнее проявляется для меньших энергий фотона, когда велика роль деструктивной интерференции вкладов различных атомов в интенсивность процесса. Причем в низкочастотном диапазоне подавление ПТИ происходит и для нерелятивистских налетающих частиц ( $\gamma - 1 \ll 1$ ), в то время как для фотонов больших энергий ( $\omega > 1$  кэВ) интенсивность ПТИ заметно уменьшается только в случае больших  $\gamma$ . Характерной особенностью кривых на рис. 6 является наличие точек перегиба  $\gamma^*$ , таких что для  $\gamma > \gamma^*$  начинается эффект подавления ПТИ. Заметим, что для больших значений фактора Лоренца  $\gamma > 10^4$  коэффициент подавления становится меньше своей предельной величины  $K = 1 - \sigma = 0.417$  (вычисленной с



логарифмической точностью). Это связано с эффектом плотности в ПТИ, когда интенсивность процесса уменьшается в результате экранировки собственного поля налетающей частицы при  $\varepsilon(\omega) < 1$ . Последнее неравенство для серебряной мишени выполняется во всем интересующем нас частотном диапазоне  $\omega > 50$  эВ.

Аналогичные зависимости коэффициента подавления ПТИ от энергии налетающей частицы можно получить для различных углов излучения и фиксированной энергии тормозного фотона. Тогда меньшим углам излучения соответствует большее подавление интенсивности ПТИ по той же причине, что и в предыдущем случае.

Сходный эффект подавления интенсивности ПТИ в низкочастотном диапазоне имеет место при рассеянии заряженной налетающей частицы в поликристалле [23, 24]. Так же, как и в случае аморфной среды, в поликристалле для малых переданных импульсов  $q < 2\pi/a$  ( $a$  — постоянная решетки) интерференция вкладов атомов вещества в интенсивность поляризационного канала носит деструктивный характер, уменьшая интенсивность излучения. Отметим, что заметная величина коэффициента подавления в аморфной среде возможна только для релятивистских налетающих частиц (рис. 6), в то время как в поликристалле интенсивность ПТИ существенно уменьшается (в разы) по сравнению с изолированным атомом и в нерелятивистском случае [24].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Последовательный квантово-механический расчет интенсивности ПТИ, проведенный в настоящей работе, продемонстрировал важную роль эффекта подавления излучения быстрой заряженной частицы, рассеивающейся в аморфной среде. Данный эффект является следствием деструктивной интерференции вкладов в амплитуду процесса от различных атомов вещества, хаотически расположенных в области формирования элементарного излучательного акта. В соответствии с этой физической картиной подавление ПТИ должно быть тем более существенным, чем больше атомов среды находится в области формирования излучения, т. е. для малых частот, высоких энергий налетающей частицы и малых углов излучения. Этот вывод подтверждается результатами численного анализа, проведенного в данной статье для ряда мишеней и различных параметров задачи.

Использовавшийся для расчета обобщенной поляризуемости атомов среды подход позволил исследовать ПТИ в низкочастотном диапазоне  $\omega < 1$  кэВ, где деструктивная интерференция наиболее существенна и коэффициент подавления излучения велик. Показано, что подавление интенсивности ПТИ максимально для веществ, состоящих из легких атомов. Для них безразмерный параметр  $\sigma = 4\pi N d^3/3$ , характеризующий плотность упаковки атомов среды, близок к единице. Угловая зависимость коэффициента подавления наиболее выражена для релятивистских налетающих частиц и умеренных энергий фотона  $1 < \omega < 10$  кэВ. В низкочастотном диапазоне  $\omega < 1$  кэВ и для налетающих частиц относительно малых энергий ( $\gamma - 1 \leq 1$ ) эта зависимость довольно слабая.

Установлены границы применимости высокочастотного приближения, широко использовавшегося в предыдущих работах для расчета ПТИ в конденсированном веществе. Показано, что для легких атомов это приближение справедливо в диапазоне  $\omega > 100$ –200 эВ, а для тяжелых атомов для  $\omega > 1$ –2 кэВ.

Рассмотренный кооперативный эффект имеет свой аналог в ПТИ на поликристалле, когда в низкочастотном диапазоне интенсивность ПТИ значительно меньше своего значения на изолированном атоме. Существенная разница кооперативных эффектов в ПТИ на поликристалле и рассмотренного здесь явления состоит в том, что в поликристаллическом случае возможна также конструктивная интерференция вкладов атомов вещества в амплитуду излучения, приводящая к увеличению интенсивности поляризационного канала. Особенно ярко это проявляется для заряженных частиц высокой энергии ( $\gamma \gg 1$ ) в частотном интервале, соответствующем выполнению условия Брэгга для рассеяния виртуального фотона собственного поля налетающей частицы в реальный фотон [23].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (грант № РНП.2.1.1.3263).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов*, под ред. В. Н. Цытовича, И. М. Ойрингеля, Наука, Москва (1987).

2. В. А. Астапенко, Л. А. Буреева, В. С. Лисица, УФН **172**, 155 (2002).
3. А. В. Король, А. Г. Лялин, А. В. Соловьев, *Поляризаационное тормозное излучение*, Изд-во СПбГПУ, Санкт-Петербург (2004).
4. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ **16**, 15 (1946).
5. Я. Б. Файнберг, Н. А. Хижняк, ЖЭТФ **32**, 883 (1957).
6. М. Л. Тер-Микаэлян, *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*, Изд. АН Арм. ССР, Ереван (1969).
7. Г. М. Гарибян, Ян Ши, ЖЭТФ **61**, 930 (1971).
8. В. Г. Барышевский, И. Д. Феранчук, ЖЭТФ **61**, 941 (1971).
9. Н. Н. Насонов, А. Г. Сафронов, *Труды межд. симп. Излучение релятивистских электронов в периодических структурах*, Изд-во ТПУ, Томск (1993).
10. S. Blazhevich, A. Cherpurnov, V. Grishin et al., Phys. Lett. A **254**, 230 (1999).
11. Y. Takabayashi, I. Endo, K. Ueda, C. Moriushi, and A. V. Shchagin, NIM B **243**, 134 (2006).
12. Р. Джеймс, *Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей*, Изд-во иностр. лит., Москва (1950).
13. Н. Н. Насонов, А. Г. Сафронов, ЖТФ **62**, 1 (1992).
14. S. V. Blazhevich, A. S. Cherpurnov, V. K. Grishin et al., Phys. Lett. **211**, 309 (1996).
15. В. А. Астапенко, ЖЭТФ **128**, 88 (2005).
16. V. Ginzburg and V. Tsytovich, Phys. Rep. **49**, 1 (1979).
17. F. H. Stillinger and T. A. Weber, Phys. Rev. B **31**, 5262 (1985).
18. *Физические величины*, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, Энергоатомиздат, Москва (1991).
19. [http:// physics.nist.gov/PhysRefData/](http://physics.nist.gov/PhysRefData/).
20. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
21. V. P. Shevelko, I. Yu. Tolstikhina, and Th. Stolker, NIM B **184**, 295 (2001).
22. К. Ю. Платонов, И. Н. Топтыгин, ЖЭТФ **98**, 89 (1990).
23. N. N. Nasonov, NIM B **145**, 19 (1998).
24. В. А. Астапенко, ЖЭТФ **126**, 1101 (2004).