ПОВЕРХНОСТЬ. РЕНТГЕНОВСКИЕ, СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, 2023, № 3, с. 63–68

УДК 538.9

ЭФФЕКТЫ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ С ГЕНЕРАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОННЫХ И ФОНОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

© 2023 г. Е. А. Мазур[a, b, *]

[a] *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, 123182 Россия*

[b] *Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, 115409 Россия*

**e-mail: eugen_mazur@mail.ru*

Поступила в редакцию 20.06.2022 г.
После доработки 10.08.2022 г.
Принята к публикации 10.08.2022 г.

Рассмотрены эффекты резонансного рассеяния быстрых релятивистских лептонов при малом угле влета относительно выделенной кристаллографической плоскости. Одновременно рассмотрены с единой точки зрения процессы излучения и генерации возбуждений в кристаллах коллимированным пучком каналированных лептонов, влетающим в монокристалл под малыми углами (как больше, так и меньше линдхардовского θ_L). Теоретически исследованы процессы комбинационного рассеяния монохроматической электромагнитной волны на каналированных релятивистских лептонах (электронах, позитронах), испытывающих эффект резонансного рассеяния при малом угле влета относительно выделенной кристаллографической плоскости, а также процессы комбинационного рассеяния на релаксирующей, глубоко неравновесной электронно-фононной системе полупроводника, возбужденной релятивистским пучком заряженных лептонов субнаносекундной длительности, направляемым под малыми углом $(\theta < \theta_L)$ к кристаллографической плоскости.

Ключевые слова: каналирование, излучение, матрица диэлектрической проницаемости, недиагональные элементы, плазмон, фотон, резонансная генерация, кристалл, ориентированная частица.

DOI: 10.31857/S1028096023030093, **EDN:** LUOKJV

ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрим эффект резонансного неупругого рассеяния быстрых релятивистских лептонов (электронов, позитронов) при малом угле влета относительно выделенной кристаллографической плоскости. При попадании в кристалл после "затухания" недиагональных по импульсным аргументам элементов матрицы плотности частицы попадают при таких углах влета в состояния, отвечающие определенным квантовым уровням в потенциальной яме атомной плоскости (или двух соседних плоскостей). Под "затуханием" недиагональных по импульсным аргументам элементов матрицы плотности частицы понимаем уменьшение вплоть до нуля этих элементов по мере изменения импульса влетевшей в кристалл частицы. Угол $\theta = \dfrac{P_y}{P_z}$ влета лептона по отношению к какой-либо системе цепочек атомов кристалла, лежащих в плоскости каналирования, предполагается малым, но больше угла захвата в состояние каналирования θ_L (угла Линдхарда) для осевого когерентного движения. Фактическая дискретность потенциала атомной плоскости каналирования способна возбудить когерентную частицу с переходом в связанное квантовое состояние в усредненном поперечном по отношению к движению быстрой частицы поле потенциала кристалла с большей энергией связанного состояния при условии сохранения полной энергии системы когерентная частица–кристалл. Аналогичная ситуация может иметь место при возбуждении электронно-фононной системы кристалла каналированной частицей при условии совпадения частоты коллективного возбуждения в кристалле (плазмона, пакета фононов) с частотой столкновений каналированной частицы в поле неусредненного вдоль направления движения быстрой частицы дискретного потенциала кристалла, или с частотой столкновений в поле усредненного потенциала атомов кристалла, располагающихся на кристаллографических осях, ориентированных вдоль направления движения быстрой частицы. При движении вдоль кристаллографической оси со скоростью V частица испытывает периодическое воздействие поля потенциала кристалла с периодом $T = \frac{a}{V}$, где a — постоянная решетки кристалла вдоль данного направления. Частица может при этом совершать квантовые переходы с изменением поперечной энергии на $\hbar\omega = \frac{2\pi\hbar}{T} = \frac{2\pi\hbar V}{a} = \hbar KV$, где $K = \frac{2\pi}{a}$ — вектор обратной решетки кристалла. Аналогичным образом такая частица может генерировать коллективные возбуждения в кристалле. При условии совпадения энергии $\hbar\omega$ с разностью значений поперечной энергии квантов в собственной системе отсчета частицы (либо с частотами коллективных колебаний электронно-фононной системы кристалла) переходы частицы становятся резонансными. В лабораторной системе отсчета возмущающий периодический в пространстве потенциал является статическим. Поэтому переходы ориентированной частицы идут с сохранением ее полной энергии, иными словами, переходы между уровнями поперечного движения совершаются за счет изменения продольной энергии. Энергия $\hbar\omega$ в случае ориентированного электрона с энергией $E = 1$ МэВ составляет $\hbar\omega \sim 2$ кэВ, что на два порядка больше глубины потенциальной ямы V_0, связанной с усредненным потенциалом кристаллографических плоскостей 20 эВ. В случае ориентированного быстрого иона $\hbar\omega$ составит величину 10 эВ при его кинетической энергии $T \sim 1$ МэВ, что делает резонансную ситуацию в принципе осуществимой, однако квазиклассический характер движения иона приводит к большому количеству практически перекрывающихся уровней в яме. Вклад отдельного перехода не может быть выделен на общем сплошном фоне. В случае лептонов существует, однако, и другая характерная частота возмущения ω_1 со стороны потенциала решетки, действующая на пролетающую ориентированную частицу, — частота пересечения быстрой частицей кристаллографических осей, лежащих в плоскости ее каналирования. Указанная частота влияет на интенсивность возбуждения фононов быстрой ориентированной частицей. Эта частота может регулироваться при изменении ориентации влета частицы по отношению к плоскости каналирования и при уменьшении угла влета относительно осей до $\theta = \frac{P_y}{P_z} \sim 0.001$ может быть сведена к величине $\hbar\omega \sim 2$ эВ, что делает эффект наблюдаемым.

УСЛОВИЕ РЕЗОНАНСА ПРИ РАССЕЯНИИ

Перейдем теперь к квантово-механическому описанию резонансного процесса рассеяния быстрой ориентированной частицы. Описанный процесс отвечает сохранению полной энергии системы кристалл—частица при изменении импульса быстрой частицы на вектор обратной решетки $\hbar\mathbf{K}$: $E_n(\mathbf{q}) = E_n(\mathbf{q} + \mathbf{K})$,

$$\begin{aligned} &m_0^2c^4 + \hbar q_y^2c^2 + \hbar q_z^2c^2 + H_n^2(q_x)c^2 = \\ &= m_0^2c^4 + \hbar^2(q_y + K_y)^2 + \hbar q_z^2c^2 + \\ &+ 2E\hbar\omega_{\rm pl} + H_{n'}^2(q_x)c^2. \end{aligned} \qquad (1)$$

Здесь K_z равно нулю, поскольку выполнение законов сохранения энергии—импульса (1) в случае лептонов при $K_z \neq 0$ невозможно. В (1) $H_n^2(q_x)$ — дисперсионный закон n-й зоны поперечного движения лептона в лабораторной системе отсчета, $H_n^2(q_x) = 2EE_n(q_x)$, а $E_n(q_x)$ — аналогичный закон в собственной системе отсчета лептона, $\hbar\omega_{\rm pl}$ — энергии коллективного возбуждения кристалла (плазмона, пакета фононов). Отсюда в предположении малости вектора обратной решетки K_y по сравнению с поперечным по отношению к осям волновым вектором влета q_y $(q_y \gg K_y)$ получаем:

$$2\hbar K_y q_y c^2 = H_n^2 - H_{n'}^2. \qquad (2)$$

Учитывая, что $\hbar q_y / m_{\rm rel} = V_y$ (V_y — составляющая скорости релятивистского лептона перпендикулярно осям в плоскости каналирования), окончательно запишем:

$$\hbar K_y V_y = E_n - E_{n'} \qquad (3)$$

или

$$2\pi\hbar V \sin\theta / a_y = E_n - E_{n'}. \qquad (4)$$

Уравнение Дирака второго порядка [1] для релятивистского лептона в пренебрежении векторным потенциалом полей (т.е. эффектами запаздывания и излучения) запишем в виде:

$$\left[\left(\frac{i\hbar}{c}\frac{\partial}{\partial t} - \frac{e}{c}U(\varepsilon)\right)^2 + \hbar^2\Delta - m^2c^2 - i\frac{e\hbar}{c}\bar{\alpha}\frac{\partial U}{\partial \Sigma}\right]\varphi = 0. \qquad (5)$$

Переходя в этом уравнении к квазиклассике по y и z и в пренебрежении градиентными поправками к волновой функции $\varphi(\mathbf{r})$, от уравнения (5) можно перейти к уравнению типа Шредингера:

$$\begin{aligned} i\hbar\frac{\partial\varphi(x,t)}{\partial t} = &\left\{\left[\hbar^2c^2\Delta_{xx} + E^2 - m^2c^4 - \hbar^2P_z^2c^2 - \right.\right. \\ &\left.\left.- \hbar^2P_y^2c^2 - 2EeU(x)\right]/E + V\exp(i\omega_1 t)\right\}\varphi(x,t). \end{aligned} \qquad (6)$$

Запись (6) фактически соответствует собственной системе отсчета ориентированной частицы, а периодическое возмущение $V(t) = V_0\exp(i\omega_1 t)$ отвечает рассмотренной выше физической ситуации. Решение уравнения (6) рассмотрено в [2]: в условиях резонанса (3) или (4) система периодически переходит с уровня поперечного движения с волновой функцией $\varphi_n(x)$ на уровень поперечного движения с волновой функцией $\varphi_m(x)$ с периодом $T = \pi\hbar/V_{mn}$. Фактически при переходе к квазиклассике по y и z устанавливается взаимно-однозначное соответствие между временем t и координатами z и y частицы аналогично тому, как это было предложено в [3].

При таком условии импульс каналированной частицы может изменяться на вектор обратной решетки $\mathbf{K} = \{K_x, K_y, K_z\}$ кристалла. В случае, когда $V(K_y \sin\theta + K_z \cos\theta) = \Delta E_\perp$, будет иметь место эффект резонансного возбуждения каналированной частицы с переходом на иной уровень поперечного движения. Здесь $\Delta E_\perp$ – расстояние между уровнями поперечного движения частицы. В условиях резонанса каналированные частицы будут интенсивно рассеиваться на дискретные углы в направлениях, перпендикулярных плоскости каналирования. Резонансная ситуация достигается при плавном изменении угла влета θ при фиксированной полной энергии лептона. Эффект рассеяния и его интенсивность могут быть зарегистрированы по появлению соответствующей компоненты в рассеянном пучке. Интенсивность эффекта также меняется при изменении первоначальной заселенности квантовых состояний усредненного потенциала плоскости.

ЭФФЕКТ ГЕНЕРАЦИИ КИЛЬВАТЕРНОГО ЗАРЯДА

Рассмотрим новые явления при генерации кильватерного заряда в многокомпонентной плазме кристалла, содержащей несколько сортов носителей тока с различными эффективными массами (например, плазма в полуметалле Bi и полупроводнике PbTe). Основное отличие многокомпонентной плазмы от однокомпонентной сводится к появлению добавочной ветви коллективных возбуждений носителей – акустических плазмонов – коллективных колебаний тяжелого компонента носителей, экранированных жидкостью носителей более легкого компонента. Закон дисперсии акустических плазмонов линейный в отличие от обычных (оптических) плазмонов, энергия которых слабо зависит от волнового вектора. Малость индуцированного заряда в акустической плазменной волне делает слабой связь акустических плазмонов с пучком пролетающих заряженных частиц, в силу чего эффект возбуждения акустических плазмонов пролетающими заряженными частицами практически не был обнаружен. В настоящей работе показано, однако, что высокоэнергетическая заряженная частица в кристалле, так же, как и световая волна [2], взаимодействует не с суммарной плотностью флуктуирующего заряда носителей в кристалле, а в основном с флуктуациями заряда более легких частиц, что приводит к выводу об исключительно высокой вероятности генерации акустических плазмонов пролетающими частицами и может позволить изучать нелинейные явления в распространении акустических плазмонов.

Последовательное рассмотрение кильватерной плотности заряда и кильватерных полей частицы будем проводить с помощью полной системы макроскопических уравнений Максвелла:

$$\mathrm{div}\mathbf{H} = 0, \quad \mathrm{rot}\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \tag{7}$$

$$\mathrm{div}\mathbf{E} = 4\pi\rho_{\mathrm{st}} + 4\pi\rho_{\mathrm{kil}}, \tag{8}$$

$$\mathrm{rot}\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_{\mathrm{st}} + \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\frac{\partial \mathbf{P}_{\mathrm{kil}}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_{\mathrm{kil}}. \tag{9}$$

Будем считать, что частица с зарядом e движется прямолинейно со скоростью $\mathbf{v}$ без замедления. В этом случае распределение сторонних зарядов и токов выглядит следующим образом:

$$\rho_{\mathrm{st}} = e\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad \mathbf{j}_{\mathrm{st}} = e\mathbf{v}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \tag{10}$$

$$\mathrm{div}\mathbf{P}_{\mathrm{kil}} = 4\pi\rho_{\mathrm{kil}}. \tag{11}$$

Определим теперь стандартным образом скалярный φ и векторный $\mathbf{A}$ потенциалы:

$$\mathbf{H} = \mathrm{rot}\mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \mathrm{grad}\varphi. \tag{12}$$

В уравнениях Максвелла (7)–(9) индуцированные плотности заряда ρ_{kil} и индуцированные токи $\mathbf{j}_{\mathrm{kil}}$ могут быть представлены в виде рядов по степеням различных комбинаций потенциалов $\mathbf{A}$ и φ. Разложения ρ_{kil} и $\mathbf{j}_{\mathrm{kil}}$ по степеням $\mathbf{A}$ и φ есть разложения по степеням истинного поля в среде, или, иначе говоря, по степеням экранированного средой поля быстрой частицы:

$$\begin{gathered}\rho_{\mathrm{kil}}(\mathbf{q},\omega) = \chi(\mathbf{q},\omega)\varphi(\mathbf{q},\omega) + \\ + (\text{квадратичное по } \varphi \text{ и } \mathbf{A} \text{ слагаемое}),\end{gathered} \tag{13}$$

$$\begin{gathered}\mathbf{j}_{\mathrm{kil}}(\mathbf{q},\omega) = \sigma(\mathbf{q},\omega)\mathbf{E}(\mathbf{q},\omega) + \\ + (\text{квадратичное по } \varphi \text{ и } \mathbf{A} \text{ слагаемое}).\end{gathered} \tag{14}$$

В (14) член $\sigma\mathbf{E}$ включает в себя суммарный линейный отклик тока в кристалле на экранированные в среде (т.е. истинные) поля $\varphi(\mathbf{q},\omega)$ и $E(\mathbf{q},\omega)$ (например, [1]). С использованием только первых слагаемых в (13) и (14) уравнения Максвелла решаются точно, и при введении дополнительного стандартного условия Лоренца решение имеет вид:

$$\begin{gathered}\mathbf{A}_{\mathbf{K}}^{(1)} = \frac{4\pi Ze}{c}\frac{\mathbf{V}}{\mathbf{K}^2 - \omega^2\varepsilon_T(\mathbf{K},\omega)/c^2} \times \\ \times \exp(-i\omega t)\delta(\omega - \mathbf{KV}).\end{gathered} \tag{15}$$

Здесь ε_L и ε_T — продольная и поперечная диэлектрические проницаемости соответственно. В этом приближении кильватерная плотность заряда выразится формулой:

$$\rho_{\text{kil}}(\mathbf{r},t) = -\rho_{\text{st}}(\mathbf{r},t) + \operatorname{div}\int \frac{d^3\mathbf{K}}{(2\pi)^3}\exp(i\mathbf{KV}) \times \\ \times \left(\frac{i\omega}{c}\mathbf{A}_{\mathbf{K}} + \mathbf{K}\varphi_{\mathbf{K}}\right) = \int \frac{d^3\mathbf{K}}{(2\pi)^3}\frac{1}{\varepsilon_L(\mathbf{K},\omega)-1}\delta(\omega-\mathbf{KV}). \tag{16}$$

Это выражение совпадает с выражением для кильватерного заряда в случае неучета поляритонных эффектов [3]. Таким образом, можно сделать вывод, что в линейном приближении поляритонные эффекты не приводят к изменению кильватерной плотности заряда независимо от выполнения условий черенковского излучения $\omega > Kc/\varepsilon_T$. Кильватерный заряд на акустических плазмонах, определяемый с помощью формулы линейного приближения (16), будет крайне мал из-за квазиэлектронейтральности такого возбуждения.

Аппроксимируя теперь истинные потенциалы в среде $\varphi_{\mathbf{K}}$ и $\mathbf{A}_{\mathbf{K}}$ их линейными приближениями $\varphi_{\mathbf{K}}^{(1)}$ (9) и $\mathbf{A}_{\mathbf{K}}^{(1)}$, приведем градиентно-инвариантный набор квадратичных по потенциалам слагаемых в формуле (13), пренебрегая для простоты всеми аналогичными поправками в формуле (14) для $\mathbf{j}_{\text{kil}}$:

$$\rho_{\text{kil}}(\mathbf{q},\omega) = \\ = \rho_{\text{kil}}^{(1)}(\mathbf{q},\omega) + \sum_i S_i(\mathbf{q},\omega)\frac{e^2}{2m_i c^2}\mathbf{A}^{(1)^2}(\mathbf{q},\omega) + \\ + \sum_{\substack{q_1 q_2\\ \omega_1\omega_2}}\sum_{\rho} S_{\rho\rho}(q_1,q_2,\omega_1,\omega_2)\varphi^{(1)}(q_1,\omega_1)\varphi^{(1)}(q_2,\omega_2) + \\ + \sum_{\rho i} S_{\rho i}\varphi^{(1)}\mathbf{A}^{(1)} + \sum_i S_{ii}\mathbf{A}^{(1)}\mathbf{A}^{(1)}. \tag{17}$$

В формуле (17) $S_i(\mathbf{q},\omega)$ $(i = 1,2)$ — парциальные структурные факторы электронной жидкости (например, [4, 5]), m_i — массы носителей различных сортов. Поле высокоэнергетических частиц практически полностью поперечно, что говорит о значительной величине второго слагаемого в формуле (17). Рассмотрим подробнее это слагаемое. Из-за наличия массы носителей в знаменателе выражения (17) вкладом индуцированного заряда тяжелого компонента носителей в кильватерный потенциал можно пренебречь. Как видим, диамагнитный заряд может быть записан в виде:

$$\rho_{\text{kil}}(\mathbf{q},\omega) = S_i(\mathbf{q},\omega)\frac{e^2}{2m_i c^2}\mathbf{A}^{(1)^2}(\mathbf{q},\omega). \tag{18}$$

Это выражение по виду ничем не отличается от соответствующего выражения в случае взаимодействия света с многокомпонентной плазмой [2]. Полюсы структурного фактора $S_i(\mathbf{q},\omega)$ приведут к возникновению сильного кильватерного потенциала у акустических плазмонов аналогично тому, как это имеет место в случае взаимодействия света с многокомпонентной плазмой.

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА РЕЛАКСИРУЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННО-ФОНОННОЙ СИСТЕМЕ КРИСТАЛЛА

Исследуем теоретически процессы комбинационного рассеяния монохроматической электромагнитной волны на релаксирующей, глубоко неравновесной электронно-фононной системе кристалла [4, 5]. Кристалл возбуждается релятивистским пучком заряженных частиц субнаносекундной длительности, направляемым под малым углом $(\theta < \theta_{\text{L}})$ [4] к выделенной кристаллографической плоскости [5, 6]. Пробный импульс описанной выше волны синхронизируется с помощью стандартной техники пикосекундной спектроскопии с возбуждающим пучком с варьируемой временно́й задержкой, меняющейся в пределах от субпикосекунд до микросекунд. Ориентированная быстрая частица попадает в кристалле в связанное с кристаллографическими плоскостями или осями состояние, в котором эффекты прямого выбивания атомов из узлов решетки практически отсутствуют. Такие частицы, однако, являются мощным источником коррелированных электронно-дырочных пар и ультракоротковолновых коллективных электронных возбуждений в полупроводнике — экситонов и плазмонов, обладающих предельно большим возможным импульсом.

Для вероятности генерации возбуждения ориентированной быстрой частицей с энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar\mathbf{q}$ после усреднения по термодинамически равновесному состоянию полупроводника с температурой T в настоящей работе получено:

$$dW_{if} = \sum_{\mathbf{G}}\frac{\operatorname{Im}\varepsilon^{-1}(\mathbf{q},\mathbf{q}+\mathbf{G},\omega)}{q^2\left[1-\exp(-\hbar\omega/T)\right]} \times \\ \times \langle f|\exp(i\mathbf{qr})|i\rangle\langle i|\exp(i(\mathbf{q}+\mathbf{G})\mathbf{r})|f\rangle \times \\ \times \delta(E_i - E_f - \hbar\omega), \tag{19}$$

где ε^{-1} — матрица диэлектрической проницаемости жидкости валентных электронов и электронов проводимости в полупроводнике, $|i\rangle$ и $|f\rangle$ — волновые функции ориентированной быстрой частицы до и после перехода. Недиагональность по импульсам (зависимость от двух импульсных аргументов) матрицы диэлектрической проницаемости ε^{-1} позволяет учесть микроскопическую неоднородность отклика кристалла на расстояниях порядка межатомных. Из выражения (11) следует, что при условии совпадения частоты коллективного возбуждения в кристалле (плазмона, пакета фононов) с частотой взаимодействия каналированной частицы с полем дискретного потенциала кристалла или с частотой столкновений с атомами, расположенными на кристаллографических осях, а также при условии совпадения ширины запрещенной зоны (расстояния между двумя узкими зонами поперечного движения ориентированной быстрой частицы) с энергией плазмона процесс генерации плазмонов частицей резко интенсифицируется и становится резонансным [7–9]. В [10] рассмотрены различные каналы развала плазмонов: на коррелированные электронно-дырочные пары, фононы и дефекты кристаллической решетки. В [7] получены сечения комбинационного рассеяния пробного лазерного импульса на неравновесных плазмонных электронно-дырочных и экситонных компонентах возбуждений. Показана возможность проявления относительной роли различных каналов распада плазмонов в сечении рассеяния.

Квант жесткого электромагнитного излучения с импульсом $\hbar\omega\mathbf{n}/c$ рассеивается в направлении $\mathbf{n}'$ на плазмоне, имеющем энергию $\hbar\omega_{pe}$ и импульс $\hbar\mathbf{q}_{pe}$. Из законов сохранения следует:

$$1-\cos(\mathbf{nn}')=\cos(\mathbf{nn}')\frac{\omega_{pe}}{\omega}-c\mathbf{q}_{pe}\mathbf{n}/\omega. \quad (20)$$

Из закона сохранения энергии в уравнении (20) для импульса плазмона получаем:

$$q_z=\left(E_{\perp i}-E_{\perp f}-\hbar\omega_{pe}\right)E/p\hbar c^2, \quad (21)$$

где $E_\perp$ – зонный спектр поперечного движения ориентированной быстрой частицы в кристалле. Направляя импульс коллимированной электромагнитной волны под углом $\theta \le 10^{-3}$ к оси движения частицы, из (20), (21) получаем спектр расстояний ΔE_{if} между узкими зонами поперечного движения частицы с точностью до их естественной ширины:

$$\Delta E_{if}=\frac{\left[\hbar\omega-\cos(\mathbf{nn}')\left(\hbar\omega+\hbar\omega_{pe}\right)\right]pc}{E}+\hbar\omega_{pe}. \quad (22)$$

Вариация времени задержки пробного импульса позволяет установить детальную картину распада и эволюции всех типов возбуждений в кристалле, включая коротковолновые [7]. Пробный импульс лазерной волны синхронизируется с помощью стандартной техники пикосекундной спектроскопии с возбуждающим пучком каналированных частиц с варьируемой временнóй задержкой, меняющейся в пределах от субпикосекунд до микросекунд.

ВЫВОДЫ

Предложен новый метод резонансной генерации возбуждений в среде квантовой каналированной частицей. Метод заключается в регулируемом эффекте возбуждения кристалла путем изменения угла влета быстрой частицы в кристалл с одновременным рассеянием монохроматической электромагнитной волны на релаксирующей электронно-фононной системе кристалла. Такой эксперимент с применением развитой в настоящей работе теории позволит применить эффекты воздействия быстрой ориентированной частицы на кристалл для регулируемой, неразрушающей кристалл генерации и изучения коротковолновых возбуждений в кристалле, затрудненных в случае лазерного импульса в силу относительной малости импульса фотона. Данный метод наряду с известными методами резонансной генерации высокоэнергетических фотонов [11–17] квантовой каналированной частицей может стать еще одним методом выборочной резонансной генерации продольных возбуждений в среде быстрой ориентированной частицей. В работе исследованы не изученные ранее [18–20] возможности взаимовлияния эффектов излучения и генерации продольных возбуждений квантовой каналированной частицей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Проекта повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (договор № 02. а03.21.0005, 27.08.2013) с использованием оборудования центра коллективного пользования “Комплекс для моделирования и обработки данных с исследовательских установок мега-класса” и при финансовой поддержке Минобрнауки РФ НИЦ “Курчатовский институт” (рабочий идентификатор RFMEFI62117X0016).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Релятивистская квантовая теория. Ч. 1. М.: Наука, 1968. 540 с.
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 752 с.
3. *Каган Ю.М., Кононец Ю.В.* Квантовая теория каналирования. М.: Изд-во МИФИ, 1979. 86 с.
4. *Платцман Ф., Вольф П.* Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М.: Мир, 1975. 380 с.
5. Рассеяние света в твердых телах / Ред. Кардоны М. М.: Мир, 1979. 420 с.
6. *Ritchie R.H., Brandt W., Echenique P.M.* // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. P. 4808.

7. *Мазур Е.А.* Пикосекундная лазерная спектроскопия сверхплотных возбуждений в полупроводниках, генерированных ориентированными импульсными пучками // Тез. докл. XII Всесоюзн. конф. по когерентной и нелинейной оптике. М.: Изд-во МГУ, 1985. С. 617.
8. *Мазур Е.А.* О взаимовлиянии когерентных эффектов излучения и возбуждении кристалла ориентированными пучками частиц // Тез. докл. XII Всесоюзн. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: Изд-во МГУ, 1985. С. 55.
9. *Мазур Е.А.* // Исследование поверхностных и объемных свойств твердых тел по взаимодействию частиц. М.: Энергоиздат, 1981. С. 65.
10. *Мазур Е.А.* Генерация дефектов в полупроводниках при развале кильватерного заряда высокоэнергетических частиц // Тез. докл. Всесоюзн. конф. по радиационной физике полупроводников и родственных материалов. Ташкент: Фан, 1984. С. 102.
11. *Жеваго Н.К.* // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 4. С. 1390.
12. *Барышевский В.Г.* Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. М.: Изд-во МГУ, 1982. 256 с.
13. *Kumakhov M.A., Weddel R.* Radiation of Relativistic Light Particles during Interaction with Single Crystals. Heidelberg: Spectrum, 1991.
14. *Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф.* Электродинамика частиц высоких энергий в веществе. М.: Наука, 1993. 344 с.
15. *Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М.* Электромагнитные процессы при высоких энергиях в ориентированных монокристаллах. Новосибирск: Наука, 1989. 399 с.
16. *Базылев В.А., Жеваго Н.К.* Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: Наука, 1987. 269 с.
17. *Калашников Н.П., Мазур Е.А.* // ЖЭТФ. 2019. Т. 155. Вып. 4. С. 579.
18. *Малышевский В.С.* // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 6. С. 1843.
19. *Mazur. E.A.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2015. V. 355. P. 57. https://doi.org/10.1016/j.nimb.2015.02.013
20. *Kalashnikov N.P., Mazur E.A.* // Phys. Proced. 2015. V. 72. P. 528.

Effects of Resonant Scattering of Channeling Particles with the Generation of Electron and Phonon Excitations

E. A. Mazur[1, 2, *]

[1]National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia
[2]National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, 115409 Russia
**e-mail: eugen_mazur@mail.ru*

The effects of resonant scattering of fast relativistic leptons directed at small angles relative to a selected crystallographic plane are considered. Simultaneously, the processes of radiation and generation of excitations in crystals by a collimated beam of channeled leptons entering a single crystal at small angles (both greater and less than the Lindhard angle θ_L) are considered from a unified point of view. The processes of Raman scattering of a monochromatic electromagnetic wave by channeled relativistic leptons (electrons, positrons), which experience the effect of resonant scattering at a small angle of entry relative to a selected crystallographic plane are theoretically studied, as well as the processes of Raman scattering by a relaxing deeply nonequilibrium electron-phonon system of the semiconductor, excited by a relativistic beam of charged leptons of subnanosecond duration directed at a small angle $(\theta < \theta_L)$ to the crystallographic plane.

Keywords: channeling, radiation, permittivity matrix, non-diagonal elements, plasmon, photon, resonant generation, crystal, oriented particle.