

УДК 538.9

ЭФФЕКТЫ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ С ГЕНЕРАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОННЫХ И ФОНОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

© 2023 г. Е. А. Мазур^{a, b, *}

^aНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
Москва, 123182 Россия

^bНациональный 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 влетающей в кристалл частицы.

Угол $\theta = \frac{P_y}{P_z}$ 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 усредненного 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 перио-

дом $T = \frac{a}{V}$, 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_l 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 $\hbar\mathbf{K}$: $E_n(\mathbf{q}) = E_n(\mathbf{q} + \mathbf{K})$,

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

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, $\hbar\omega_{pl}$ — 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:

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

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

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

или

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

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

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

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:

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

Запись (6) фактически соответствует собственной системе отсчета ориентированной частицы, а периодическое возмущение $V(t) = V_0 \exp(i\omega_l t)$ отвечает рассмотренной выше физической ситуации. Решение уравнения (6) рассмотрено в [2]: в условиях резонанса (3) или (4) система перио-

дически 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 флуктуирую-

щего 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:

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

$$\text{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho_{\text{st}} + 4\pi\rho_{\text{kil}}, \quad (8)$$

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

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:

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

$$\text{div} \mathbf{P}_{\text{kil}} = 4\pi\rho_{\text{kil}}. \quad (11)$$

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

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

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

$$\rho_{\text{kil}}(\mathbf{q}, \omega) = \chi(\mathbf{q}, \omega)\varphi(\mathbf{q}, \omega) + (\text{квадратичное по } \varphi \text{ и } \mathbf{A} \text{ слагаемое}), \quad (13)$$

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

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 $\mathbf{E}(\mathbf{q}, \omega)$ (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:

$$\mathbf{A}_{\mathbf{K}}^{(1)} = \frac{4\pi Ze}{c} \frac{\mathbf{V}}{\mathbf{K}^2 - \omega^2 \epsilon_T(\mathbf{K}, \omega)/c^2} \times \exp(-i\omega t) \delta(\omega - \mathbf{K}\mathbf{V}). \quad (15)$$

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

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

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 $\omega > Kc/\epsilon_T$. 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 $\phi_\mathbf{K}$ и $\mathbf{A}_\mathbf{K}$ их линейными приближениями $\phi_\mathbf{K}^{(1)}$ (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 $\mathbf{j}_{kil}$:

$$\rho_{kil}(\mathbf{q}, \omega) = \\ = \rho_{kil}^{(1)}(\mathbf{q}, \omega) + \sum_i S_i(\mathbf{q}, \omega) \frac{e^2}{2m_i c^2} \mathbf{A}^{(1)^2}(\mathbf{q}, \omega) + \\ + \sum_{q_1 q_2} \sum_p S_{pp}(q_1, q_2, \omega_1, \omega_2) \phi^{(1)}(q_1, \omega_1) \phi^{(1)}(q_2, \omega_2) + (17) \\ + \sum_{p_i} S_{p_i} \phi^{(1)} \mathbf{A}^{(1)} + \sum_i S_{ii} \mathbf{A}^{(1)} \mathbf{A}^{(1)}.$$

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:

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

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 ($\theta < \theta_L$) [4] к выделенной кристаллографической плоскости [5, 6]. Пробный импульс описанной выше волны синхронизируется с помощью стандартной техники пикосекундной спектроскопии с возбуждающим пучком с варьируемой временной 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:

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

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. Недиagonalность 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 плазмонах 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:

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

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

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

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 временной за-

держкой, 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, *}

¹National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

²National 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 non-equilibrium 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.