

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА

УДК.539.412, 539.1.09

ИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗНИКАЮЩЕЕ ПРИ ЗАХВАТЕ  
СВОБОДНОГО ЭЛЕКТРОНА В КАНАЛИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ

© 2022 Н.П. Калашиников\*, А.С. Ольчак\*\*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, 115409, Россия

\*e-mail: kalash@mephi.ru

\*\*e-mail: asolchak@mephi.ru

Поступила в редакцию: 01.11.2022

После доработки: 02.11.2022

Принята к публикации: 08.11.2022

При влете заряженной частицы в монокристалл происходит перестройка плоской волновой функции свободного электрона в суперпозицию локализованных волновых функций дискретных состояний движения в режиме каналирования. Перестройка волновой функции электрона из свободного в каналированное состояние может произойти упруго, но может и сопровождаться квазихарактеристическим переходным электромагнитным излучением, возникающим на границе кристалла. Это переходное излучение дополняет хорошо известный тип излучения, возникающий в глубине кристалла при переходах каналированных частиц между дискретными состояниями квазисвязанного поперечного движения. Цель статьи – сравнение интенсивностей этих двух типов излучения.

**Ключевые слова:** когерентное взаимодействие, каналирование, монокристалл, электромагнитное излучение, квазихарактеристическое излучение, квантовая механика, гамма-излучение.

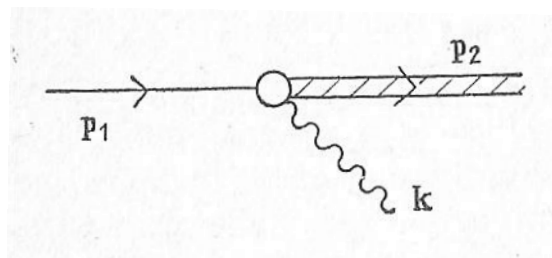
**DOI:** 10.26583/vestnik.2022.237

ВВЕДЕНИЕ

При движении релятивистского электрона в ориентированном монокристалле в режиме каналирования [1] возникает достаточно мощное жесткое электромагнитное излучение, что давно известно как экспериментаторам [2–6], так и теоретикам [7–13]. Процессы излучения, возникающего при каналировании (рис. 1), исследовались теоретически как в классическом [12], так и в квантовом [7] приближениях. Классическое приближение позволяет адекватно оценить интенсивность возникающего излучения, но не отражает его важных, характерных особенностей, связанных с дискретностью энергетического спектра квантовых каналированных состояний. В квантовом приближении эти особенности учитываются автоматически естественным образом, однако математические трудности квантового описания позволяют рассчитать спектральные и энергетические характеристики возникающего излучения только численно.

В недавнем цикле статей авторов [14–17] для исследования электромагнитных процессов, возникающих при каналировании, был применен квантово-классический подход, сочетающий преимущества обоих приближений. Этот

подход позволяет сохранить физическую прозрачность описания и использовать простые аналитические расчетные методы для получения количественных результатов. При квантово-классическом подходе авторы без особых математических трудностей смогли количественно оценить спектральные характеристики и интенсивность излучения, возникающего при плоскостном [16] и осевом [17] каналировании как отрицательно заряженных частиц (электронов), так и частиц, заряженных положительно (позитронов). За пределами рассмотрения, однако, пока осталась важная переходная компонента излучения, которая возникает при перестройке волновой функции свободного электрона в каналированное состояние на влете в кристалл [7, 18–20].



**Рис. 1.** Диаграмма перехода частицы из состояния непрерывного спектра в квазисвязанное каналированное состояние дискретного спектра

# ИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗНИКАЮЩЕЕ ПРИ ЗАХВАТЕ СВОБОДНОГО ЭЛЕКТРОНА В КАНАЛИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ

Понятно, что для тонких кристаллических мишеней, когда излучение из объема кристалла невелико, эта переходная компонента может играть определяющую роль. Здесь авторы предлагают оценку интенсивности переходной компоненты излучения при перестройке электрона в каналированное состояние, основанную на уже зарекомендовавшем себя упрощенном квантово-классическом подходе.

## ВЫБОР УСРЕДНЕННОГО ПОТЕНЦИАЛА ПОПЕРЕЧНОГО ДВИЖЕНИЯ

Если частица влетает в кристалл под углом к кристаллографической оси, меньшим, чем угол Линдхарда  $\theta_L \approx \sqrt{2U/E}$ , [1], она начинает двигаться в режиме каналирования и пролетает внутри каналов, образованных кристаллографическими осями, довольно большие расстояния. Движение поперек таких каналов ограничено расстояниями порядка радиуса атома (для отрицательно заряженной частицы) или порядка межатомного расстояния (для частицы положительно заряженной). В любом случае поперечное движение будет финитным, и по законам квантовой механики будет характеризоваться

дискретным набором возможных уровней энергии поперечного движения. Основная идея, существенно упрощающая теоретическое описание эффекта каналирования, заключается в замене истинного сложно устроенного потенциала осей (атомных цепочек) некоторым усредненным и потому гладким и непрерывным в осевом направлении.

В общем случае периодический потенциал кристаллической решетки можно представить в виде

$$V(\mathbf{R}) = \sum_{\mathbf{g}} V_{\mathbf{g}} \exp(-i\mathbf{g}\mathbf{R}), \quad (1)$$

где  $\mathbf{g}$  – вектор обратной решетки;  $\mathbf{R}$  – радиус-вектор каналированной частицы в лабораторной системе отсчета (ЛСО), который можно представить в виде суммы  $\mathbf{R} = \mathbf{v}t + \mathbf{r}$ , где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор частицы в сопутствующей системе отсчета (ССО), движущейся вдоль направления каналирования со скоростью  $\mathbf{v}$ , равной продольной скорости каналированной частицы. Обозначая поперечную и продольную компоненты вектора обратной решетки, соответственно, через  $\mathbf{g}$  и  $g_z$  ( $g_z = l/d$ ,  $l = 0, 1, 2, \dots$ ), получаем

$$V(\mathbf{R}) = \sum_{\mathbf{g}} \sum_{g_z} V_{\mathbf{g}, g_z} \exp(-2\pi i \mathbf{g} \mathbf{r} - 2\pi i g_z \mathbf{v} t) = i\hbar \sum_l F^l \exp(-2\pi i g_z \mathbf{v} t), \quad (2)$$

где

$$F^l = \frac{1}{i\hbar} \sum_{\mathbf{g}} V_{\mathbf{g}, 2\pi l/d} \exp(-2\pi i \mathbf{g} \mathbf{r} - 2\pi i l z/d), \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

Целочисленный коэффициент  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$  определяет номера разрешенных в периодической структуре компонент векторов обратной решетки  $g_z = l/d$ , где  $d$  – расстояние между атомами в кристалле вдоль оси каналирования. Слагаемое с  $l = 0$  в сумме (3) соответствует усредненному, не зависящему от  $z$  потенциалу, обуславливающему каналированное движение [1, 7].

Если предположить, что взаимодействие заряженной частицы с изолированным атомом описывается экранированным кулоновским потенциалом

$$U_0(\mathbf{r}) = (Z_1 Z_2 e^2 / r) \exp(-r/R_0), \quad (4)$$

где  $Z_1$  – заряд ядра атома;  $Z_2$  – заряд налетающей частицы ( $-e$  для электрона или  $+e$  для позитрона),

$R_0^{-1} = \frac{me^2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}{\hbar^2}$  – обратный радиус экранирования. Усредненный потенциал изолированной цепочки  $U(\rho)$  будет иметь вид [7]

$$\langle U(\rho) \rangle = \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{d} K_0 \left( \frac{\rho}{R_0} \right). \quad (5)$$

После усреднения потенциал цепочки  $\langle U(\rho) \rangle$  зависит только от расстояния  $\rho$  между частицей и осью этой цепочки. Функция  $K_0(\rho)$  в (5) – нулевая специальная функция МакДоналда [7]. Дальнейшая работа с потенциалом (5) возможна только численно, а для аналитического исследования разумно аппроксимировать его более простыми математическими функциями, как это и делалось, например, в работах [14–17, 19–20].

Ненулевые слагаемые в сумме (3) можно рассматривать как возмущения на фоне непрерывного потенциала каналирования (5). Они могут служить причиной индуцированных переходов между уровнями квантованного поперечного движения каналированных частиц.

Волновая функция релятивистского электрона, движущегося в усредненном потенциале  $\langle U(\rho) \rangle$  (потенциал типа (5) или его упрощенная аппроксимация), удовлетворяет квадрированному уравнению Дирака, которое, в пренебрежении градиентными и квадратичными по потенциалу слагаемыми, имеет вид [7]

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_r + \gamma \bar{U}(\rho) \right] \Psi(r) = E \Psi(r). \quad (6)$$

Как уже упоминалось в этой статье и в предшествующих работах [14–17], найти в аналитическом виде волновые функции, удовлетворяющие уравнению (6), весьма затруднительно не только с усредненным потенциалом (5), но и даже со многими его упрощенными аппроксимациями. Относительно несложно, используя квазиклассическое приближение, оценить число допустимых уровней энергии для электрона в усредненном потенциале. Для потенциала (5) расчет [7] дает значение

$$N_{\max} \approx \frac{\mu}{\hbar^2} \int_0^\infty (-\bar{U}(\rho)) \rho d\rho = \frac{2Z_1 \mu e^2}{d \hbar^2} \int_0^\infty K_0 \left( \frac{\rho}{R_0} \right) \rho d\rho = \frac{2Z_1^{1/3} \hbar^2}{\mu d e^2}. \quad (7)$$

Для ультрарелятивистского электрона нужно еще умножить выражение (7) на лоренц-фактор  $\gamma$ . Похожие выражения получаются и для многих реалистических аппроксимаций усредненного потенциала [7, 14–17, 19].

Явно решить уравнение (6) и найти его аналитические решения хотя бы в специальных функциях удастся только для не очень реалистичного, но очень простого потенциала

$$U(\rho) = \begin{cases} -V_0, & \rho < a; \\ 0, & \rho > a. \end{cases} \quad (8)$$

Решения уравнения (6) с потенциалом (8) имеют вид

$$\Psi(\rho, z) = \exp\left(\frac{ip_z z}{\hbar}\right) \Psi_{nm}(\rho), \quad (9)$$

$$\Psi_{nm}(\rho) = e^{im\phi} \begin{cases} C_1 J_m(k_n \rho), & \rho < a; \\ C_2 K_m(\eta_n \rho), & \rho > a, \end{cases}$$

где  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , – азимутальное квантовое число;  $k_n = \sqrt{\frac{2\mu\gamma V_0}{\hbar^2} + \frac{2\mu E_{\perp n}}{\hbar^2}}$ ;  $\eta_n = \sqrt{\frac{-2\mu E_{\perp n}}{\hbar^2}}$ , а постоянные нормировки имеют вид

$$C_1 = \frac{k_n \eta_n}{\sqrt{\pi(k_n^2 + \eta_n^2) [a^2 k_n^2 J_m'^2(k_n a) - m^2 J_m^2(k_n a)]}}; \quad (10)$$

$$C_2 = \frac{k_n \eta_n}{\sqrt{\pi(k_n^2 + \eta_n^2) [a^2 k_n^2 J_m'^2(k_n a) - m^2 J_m^2(k_n a)]}} \frac{J_m(k_n a)}{K_m(\eta_n a)}.$$

Из условия сшивки волновой функции (8) на окружности  $\rho = a$  получается трансцендентное уравнение для определения собственных значений энергии

$$kJ_m'(ka) K_m(\eta a) - \eta J_m(ka) K_m'(\eta a) = 0. \quad (11)$$

Стоит отметить, что при любой сколь угодно малой глубине  $V_0$  в двумерной яме всегда имеется, по крайней мере, один дискретный уровень энергии [19–23]. Например, для монокристалла вольфрама ( $Z = 74$ ,  $d = 3,16$  Å) численный расчет дает следующие два уровня энергии в нерелятивистском случае:  $\varepsilon_{\perp 1} \approx -102,80$  эВ,  $\varepsilon_{\perp 1} \approx -3,74$  эВ.

### КОЭФФИЦИЕНТЫ ЗАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ

Волновая функция электрона до влета в кристалл имеет вид плоской волны

$$\Psi(\mathbf{p}, z) = \exp\left(\frac{izp_z}{\hbar}\right) \exp\left(\frac{ip_{\perp}\rho \cos(\varphi)}{\hbar}\right), \quad (12)$$

где  $p_{\perp}$  – поперечная оси каналирования составляющая импульса частицы, а полярный угол отсчитывается от направления вектора  $\vec{p}_{\perp}$ . Раскладывая плоскую волну (13) по набору волновых функций внутри кристалла (9)

$$\exp\left(\frac{ip_{\perp}\rho \cos(\varphi)}{\hbar}\right) = \sum_{n,m} Q_{nm}(p_{\perp}) \Psi_{nm}(\mathbf{p}), \quad (13)$$

$$Q_{nm}(p_{\perp}) = 2\pi i^m k_0^2 a \frac{C_1 \left( \frac{p_{\perp}}{\hbar} J'_m \left( \frac{p_{\perp} a}{\hbar} \right) J_m(k_n a) - k_n J'_m(k_n a) J_m \left( \frac{p_{\perp} a}{\hbar} \right) \right)}{\left( \frac{p_{\perp}^2}{\hbar^2} - k_n^2 \right) \left( \frac{p_{\perp}^2}{\hbar^2} + \eta_n^2 \right)}, \quad (15)$$

где  $k_0^2 = \frac{2\mu\gamma V_0}{\hbar^2}$ , а  $p_{\perp} \approx p_z \theta \approx p \theta$  (при  $p_z \gg p_{\perp}$ ).

Подчеркнем, что приведенные квантово-механические вычисления проделаны для математически самой простой из всех, что могут быть аппроксимации усредненного потенциала (8) – и тем не менее, они уже имеют столь маловразумительный и громоздкий вид, что дальнейшая аналитическая работа с ними почти лишена практического смысла. Для рассмотрения эффекта переходного излучения, возникающего при перестройке волновой функции первоначально свободного электрона в квантовую суперпозицию волновых функций каналированных состояний типа (13), необходимо еще ввести в вычисляемые матричные элементы волновые функции испускаемых фотонов, определяемые их энергиями и импульсами, и, соответственно, проводить интегрирования и по этим дополнительным переменным. Запутанность подобных вычислений и сложно выражимые результаты совсем лишают их практического смысла. Разумнее рассмотреть задачу в упрощенном квантово-классическом приближении.

### КЛАССИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПЕРЕСТРОЙКЕ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ

Перестройка волновой функции электрона из свободного состояния, описываемого плоской

можно найти коэффициенты заселенности уровней энергии, которые сформируются после перестройки падающей плоской волны в каналированное состояние (в сумму (13)). По сути, это будут квадраты модулей коэффициентов разложения из выражения (13)

$$Q_{nm}(p_{\perp}) = \int \exp\left(\frac{ip_{\perp}\rho \cos(\varphi)}{\hbar}\right) \Psi_{nm}^*(\mathbf{p}) \rho d\rho d\varphi. \quad (14)$$

$$\text{Учитывая, что } \int_0^{2\pi} e^{i(x \cos \varphi - m\varphi)} d\varphi = 2\pi i^m J_m(x),$$

вычисление интеграла (14) дает результат

волной (12), в каналированное состояние, описываемое суперпозицией волновых функций типа (13), происходит не мгновенно на границе кристалла, но в некоторой переходной области, толщиной  $L_{nep}$  (см., например, [7]). Только в глубине кристалла, на расстояниях  $z > L_{nep}$  от границы влета электрона, состояние электрона можно считать вполне каналированным и описывать волновой функцией типа (13).

Энергия движения, поперечного направления каналирования, у свободного электрона при влете в кристалл или равна нулю (электрон влетает строго параллельно оси каналирования), или положительна и не превышает величины глубины усредненного потенциала каналирования  $U_0$  при влете под углами, не превышающими критического угла Линдхарда [1]. В переходной области  $0 < z < L_{nep}$  энергия поперечного движения электрона  $\varepsilon_{tr}$  меняется от положительного значения  $0 < \varepsilon_{tr} < U_0$  до некоторого нового, отрицательного  $-U_0 < \varepsilon_{tr} < 0$ , соответствующего отрицательным значениям поперечной энергии в каналированном состоянии. Характерное изменение поперечной энергии при такой перестройке, очевидно, будет порядка глубины потенциала каналирования  $\Delta\varepsilon_{tr} \sim U_0$ .

Перестройка волновой функции из исходного состояния (12) в каналированное (13) может произойти упруго, как это рассматривалось в предыдущем разделе статьи, но может сопровождаться и сбросом части энергии электрона в форме кванта электромагнитного излучения – фотона с энергией  $\hbar\omega$ . Хорошо известно (см., например, [3, 6–9, 11–13, 14–17]), что в случае когда релятивистская энергия свободного электрона  $E$  много больше его энергии покоя  $mc^2$  ( $E \gg mc^2$ ), релятивистский эффект Доплера приводит к тому, что характерные энергии фотонов, испускаемых даже при небольшом изменении поперечной энергии электрона  $\Delta\epsilon_{tr}$ , будут весьма значительны, превышая изменения поперечной энергии в гамма-фактор ( $\gamma = E/mc^2$ ) в квадрате раз:

$$\hbar\omega \sim (E/mc^2)^2 < |\Delta\epsilon_{tr}| > \sim (E/mc^2)^2 U_0. \quad (16)$$

При всем разнообразии выбора химического состава и кристаллографических направлений в кристаллах средние значения внутрикристаллического потенциала для неметаллических кристаллов разнообразием не отличаются и составляют величины, близкие к значениям работы выхода электрона из данного материала (как правило, порядка десятка или нескольких десятков эВ, смотри оценку (7), а также оценки в работах [3–5, 7, 14–17]).

Интегральную интенсивность электромагнитного излучения, возникающего при изменении потенциальной энергии электрона на величину  $\Delta\epsilon_{tr} \sim U_0$  на участке движения длины  $L_{nep}$  можно приближенно оценить с помощью классической электродинамической формулы для интенсивности дипольного излучения заряженной частицы, движущейся с ускорением  $w = F/m \sim U_0/mL_{nep}$ . С учетом большого лоренц-фактора ( $\gamma = E/mc^2 \gg 1$ ) ультрарелятивистского электрона интенсивность [Вт] дипольного излучения составит:

$$I = (e^2/2\pi \epsilon_0 c^3)(F/m)^2 \sim \\ \sim (e^2/2\pi \epsilon_0 c^3)(\Delta U E/m^2 c^2 L_{nep})^2. \quad (17)$$

Умножая на время движения в переходном режиме  $t \sim L_{nep}/c$ , можно оценить интегральную энергию излучения, возникающего при переходе электрона в каналированное состояние:

$$W [\text{Дж}] \sim (e^2/2\pi \epsilon_0)(E/mc^2)^2 \times \\ \times (\Delta U/mc^2)^2 (1/L_{nep}). \quad (18)$$

Поделив (18) на типичную энергию одного излучаемого кванта (16), оценим среднее число испускаемых квантов переходного излучения в расчете на один перестраивающийся в каналированное состояние электрон:

$$N \sim W/\hbar\omega \sim (e^2/2\pi \epsilon_0)(\Delta U/m^2 c^4)(1/L_{nep}) \sim \\ \sim 3 \cdot 10^{-15} \text{ м} / L_{nep}. \quad (19)$$

## ВЫВОДЫ И ЗАВЕРШАЮЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Какие выводы можно сделать из численной оценки (19)?

1. Значение  $3 \cdot 10^{-15}$  м в числителе выражения (19), полученное при подстановке оценочного значения  $\Delta U \sim 10$  эВ и стандартных табличных значений остальных физических констант, заведомо много меньше межатомных расстояний в любом кристалле и тем более меньше ожидаемого значения длины перестройки волновой функции влетающего в кристалл электрона  $L_{nep}$ . Как следствие, число испускаемых при неупругой перестройке фотонов будет много меньше числа испытывающих перестройку волновой функции электронов. Таким образом, далеко не каждый электрон перестраивается в неупругом процессе. Подавляющее большинство электронов переходит в каналированное состояние упругим образом без сброса энергии.

2. При движении электрона внутри кристалла в каналированном состоянии количество испускаемых фотонов, очевидно, пропорционально толщине кристалла  $L$  (т.е. расстоянию, пройденному электроном в каналированном состоянии). В случае переходного излучения число фотонов (19) **обратно пропорционально** длине  $L_{nep}$ , на которой происходит процесс. Для тонких кристаллов переходное излучение должно быть преобладающим.

3. Интенсивность переходного излучения (18) и число испускаемых фотонов (19) зависят от характерной длины перестройки волновой функции  $L_{nep}$ , оценка которой требует существенно квантового рассмотрения.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Программы стратегического академического лидерства «ПРИОРИТЕТ-2030».

ИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗНИКАЮЩЕЕ ПРИ ЗАХВАТЕ  
СВОБОДНОГО ЭЛЕКТРОНА В КАНАЛИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лундхард Й. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц // УФН. 1969. Т. 99. № 2. С. 249–296.
2. Andersen S.K., Bell F., Frandsen F., Uggerhoj E. Electron channeling in Si, Ag and Au crystals // Phys. Rev. 1973. V. 8B. № 11. P. 4913–4925.
3. Andersen J.U., Bonderup E., Loegsgaard E., e.a. // NIM. 1982. V. 194. P. 209–224.
4. Воробьев С.А. Каналирование электронных пучков. М.: Энергоатомиздат, 1984. 96 с.
5. Оуки Е.Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985. 280 с.
6. Belkacet A., Bologna G., Chevallier M., e.a. New Channeling Effects in the Radiative Emission of 150 GeV Electrons in a Thin Germanium Crystal // Phys. Lett. 1986. V. 177B. № 2. P. 211–216.
7. Калашиников Н.П. Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах. М.: Атомиздат, 1981. 224 с.
8. Барышевский В.Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Минск: Изд. БГУ им. В.И. Ленина, 1982. 256 с.
9. Каган Ю.М., Кононец Ю.В. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 1. С. 226–254.
10. Рябов В.А. Эффект каналирования. М.: Энергоатомиздат, 1994. 240 с.
11. Базылев В.А., Живаго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: ГРФМЛ. Наука, 1987. 272 с.
12. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных кристаллах. Новосибирск: Наука СО РАН, 1989. 400 с.
13. Ахизер А.И., Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в веществе. М.: ГРФМЛ. Наука. 1993. 344 с.
14. Калашиников Н.П., Ольчак А.С. Классическое и квантовое описание эффекта каналирования как взаимно дополняющие приближения // Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2022. № 10. С. 107–112.
15. Калашиников Н.П., Ольчак А.С. Явление каналирования как реализация модели 1D и 2D атомов в сопутствующей системе координат // Новые технологии науки, техники, педагогики. Материалы Всероссийской научно-практической конференции «Наука-Общество-Технологии-2022». М.: МПУ, 2022. С. 5–13.
16. Калашиников Н.П., Ольчак А.С. Адиабатические инварианты при плоскостном каналировании в изогнутом кристалле (в сопутствующей системе отсчета) // Вестник НИЯУ «МИФИ». 2022. Т. 11. № 1. С. 5–8.
17. Калашиников Н.П., Ольчак А.С. Адиабатические инварианты при аксиальном каналировании в изогнутом кристалле (в сопутствующей системе отсчета) // Вестник НИЯУ «МИФИ». 2022. Т. 11. № 2. С. 91–100.
18. Калашиников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980. 272 с.
19. Калашиников Н.П., Ольчак А.С. Взаимодействие ядерных излучений с монокристаллами. М.: МИФИ, 1979.
20. Коптелов Э.А., Калашиников Н.П. Характеристическое тормозное излучение ультрарелятивистских электронов в монокристаллах // Ин-т ядерных исследований АН СССР. Препринт П-0054. М.: Изд-во ИЯИ АН СССР. 1977.
21. Ambartsumov V.V., Kalashnikov N.P. Induced Resonance Evolution of the Channeling Electron Beam // NIM B. 2017. V. 402. P. 7174.
22. Dabagov S.B., Kalashnikov N.P. On Stimulated Resonance Radiation of Channeling Particles // NIM B. 2017. V. 402. P. 67–70.
23. Амбарцумов В.В., Калашиников Н.П. Вынужденная резонансная эволюция пучка канализированных электронов // Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2017. № 10. С. 90–96.

---

Vestnik Natsional'nogo issledovatel'skogo yadernogo universiteta «MIPI», 2022, vol. 11, no 4, pp. 281–287

---

**RADIATION PRODUCED WHEN A FREE ELECTRON IS CAPTURED  
IN A CHANNLED STATE**

© 2022. N.P. Kalashnikov\*, A.S. Olchak\*\*

National Nuclear Research University MEPhI, Moscow, 115409, Russia

\*e-mail: kalash@mephi.ru

\*\*e-mail: asolchak@mephi.ru

Received November 1, 2022; revised November 2, 2022; accepted November 8, 2022

When a fast charged particle enters a single crystal, the plane wave function of the free particle is rearranged into a superposition of the localized wave functions, associated with bound transversal motion in channeling states. Transition of a free particle into the channeling state of bound transversal motion can be accompanied with quasi-

characteristic electromagnetic radiation. This type of radiation, emitted when a particle enters the crystal, amends the known radiation, associated with transitions between discrete levels of transversal motion, generated in the depth of the single crystal. Comparison of intensities of the two types of radiation is the objective of this note.

**Keywords:** coherent interaction, channeling, single crystal, electromagnetic radiation, quantum mechanics, gamma radiation.

## REFERENCES

1. Lindhard J. Vliyanie kristallicheskoj reshetki na dvizhenie bystryh zaryazhennyh chastic [Influence of the Crystal Lattice on the Motion of Fast Charged Particles]. UFN. 1969. Vol. 99. № 2. P. 249–296.
2. Andersen S.K., Bell F., Frandsen F., Uggerhoj E. Electron channeling in Si, Ag and Au crystals. Phys. Rev. 1973. Vol. 8B. № 11. P. 4913–4925.
3. Andersen J.U., Bonderup E., Loegsgaard E., e.a. NIM. 1982. Vol. 194. P. 209–224.
4. Vorob'ev S.A. Kanalirovanie elektronnyh puchkov [Channeling of electron beams]. M.: Energoatomizdat Publ., 1984. 96 p.
5. Ocuki E.H. Vzaimodejstvie zaryazhennyh chastic s tverdymi telami [Interaction of charged particles with solids]. M.: Mir Publ., 1985. 280 p.
6. Belkacem A., Bologna G., Chevallier M., e.a. New Channeling Effects in the Radiative Emission of 150 GeV Electrons in a Thin Germanium Crystal. Phys. Lett. 1986. Vol. 177B. № 2. P. 211–216.
7. Kalashnikov N.P. Kogerentnye vzaimodejstviya zaryazhennyh chastic v monokristallah. [Coherent interactions of charged particles in single crystals]. M.: Atomizdat Publ., 1981. 224 p.
8. Baryshevskij V.G. Kanalirovanie, izluchenie i reakcii v kristallah pri vysokih energiyah. [Channeling, radiation and reactions in crystals at high energies]. Minsk: Izd. BGU im. V.I. Lenina Publ., 1982. 256 p.
9. Kagan YU.M., Kononec YU.V. ZHETF. 1970. Vol. 58. № 1. P. 226–254.
10. Ryabov V.A. Effekt kanalirovaniya. [Channeling effect]. M.: Energoatomizdat Publ., 1994. 240 p.
11. Bazylev V.A., ZHivago N.K. Izluchenie bystryh chastic v veshchestve i vo vneshnih polyah [Radiation of fast particles in matter and in external fields]. M.: GRFML. Nauka Publ., 1987. 272 p.
12. Bajer V.N., Katkov V.M., Strahovenko V.M. Elektromagnitnye processy pri vysokoj energii v orientirovannyh kristallah [Electromagnetic processes at high energy in oriented crystals]. Novosibirsk: Nauka SO RAN Publ., 1989. 400 p.
13. Ahiezer A.I., SHul'ga N.F. Elektrodinamika vysokih energij v veshchestve [Electrodynamics of high energies in matter]. M.: GRFML. Nauka Publ., 1993. 344 p.
14. Kalashnikov N.P., Ol'chak A.S. Klassicheskoe i kvantovoe opisaniya efekta kanalirovaniya kak vzaimno dopolnyayushchie priblizheniya [Classical and quantum descriptions of the channeling effect as complementary approximations]. Poverhnost', rentgenovskie, sinhrotronnye i nejtronnye issledovaniya. 2022. № 10. P. 107–112.
15. Kalashnikov N.P., Ol'chak A.S. Yavlenie kanalirovaniya kak realizaciya modeli 1D i 2D atomov v soputstvuyushchej sisteme koordinat [The channeling phenomenon as a realization of the model of 1D and 2D atoms in the comoving coordinate system]. Novye tekhnologii nauki, tekhniki, pedagogiki. Materialy Vserossijskoj nauchno-prakticheskoy konferencii «Nauka-Obshchestvo-Tekhnologii-2022». [New technologies of science, technology, pedagogy. Materials of the All-Russian scientific and practical conference «Science-Society-Technologies-2022»]. M.: MPU Publ., 2022. P. 5–13.
16. Kalashnikov N.P., Ol'chak A.S. Adiabaticheskie invarianty pri ploskostnom kanalirovanii v izognutom kristalle (v soputstvuyushchej sisteme otscheta) [Adiabatic invariants for planar channeling in a curved crystal (in the comoving reference frame)]. Vestnik NIYaU MIFI. 2022. Vol. 11. № 1. P. 5–8 (in Russian).
17. Kalashnikov N.P., Ol'chak A.S. Adiabaticheskie invarianty pri aksial'nom kanalirovanii v izognutom kristalle (v soputstvuyushchej sisteme otscheta) [Adiabatic invariants for axial channeling in a curved crystal (in the comoving reference frame)]. Vestnik NIYaU MIFI. 2022. Vol. 11. № 2. P. 91–100 (in Russian).
18. Kalashnikov N.P., Remizovich V.S., Ryazanov M.I. Stolknoveniya bystryh zaryazhennyh chastic v tverdyyh telah [Collisions of fast charged particles in solids]. M.: Atomizdat Publ., 1980. 272 p.
19. Kalashnikov N.P., Ol'chak A.S. Vzaimodejstvie yadernyh izluchenij s monokristallami [Interaction of nuclear radiation with single crystals]. M.: Izd-vo MIFI Publ., 1979.
20. Koptelov E.A., Kalashnikov N.P. Harakteristicheskoe tormoznoe izluchenie ul'trarelyativistskih elektronov v monokristallah [Characteristic bremsstrahlung of ultrarelativistic electrons in single crystals]. In: Yadernye issledovaniya AN SSSR. Preprint P-0054. M.: Izd-vo IYAI AN SSSR Publ., 1977.
21. Ambartsumov V.V., Kalashnikov N.P. Induced Resonance Evolution of the Channeling Electron Beam. NIM B, 2017. Vol. 402. P. 71–74.
22. Dabagov S.B., Kalashnikov N.P. On Stimulated Resonance Radiation of Channeling Particles. NIM B. 2017. Vol. 402. P. 67–70.
23. Ambarcumov V.V., Kalashnikov N.P. Vynuzhennaya rezonansnaya evolyuciya puchka kanalirovannyh elektronov [Forced resonant evolution of a beam of channeled electrons]. Poverhnost', rentgenovskie, sinhrotronnye i nejtronnye issledovaniya. 2017. № 10. P. 90–96 (in Russian).