

УДК 539.2+535

В. В. Румянцев

Государственное учреждение «Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина», г. Донецк 83114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ЭКСИТОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПОЛЕМ ДВИЖУЩЕЙСЯ $\beta$ -ЧАСТИЦЫ

V. V. Rumyantsev

Public Institution «Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A. A. Galkin», Donetsk city 83114, Donetsk, R. Luxembourg str., 72

## MODELLING of EXCITON POLARITONS GENERATION IN DIAMOND-like SEMICONDUCTORS by FIELD of a MOVING $\beta$ -PARTICLE

В. В. Румянцев

Державна установа «Донецький фізико-технічний інститут ім. О.О. Галкіна», м. Донецьк 83114, м. Донецьк, вул. Р. Люксембург, 72

## МОДЕЛЮВАННЯ ГЕНЕРАЦІЇ ЕКСИТОННИХ ПОЛЯРИТОНІВ В АЛМАЗОПОДІБНИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ ПОЛЕМ РУХОМОЇ $\beta$ -ЧАСТИНКИ

Рассмотрена дисперсия электромагнитных волн в алмазоподобном кристалле, источником которых является движущийся точечный заряд

**Ключевые слова:** экситонный поляритон, алмазоподобный кристалл,  $\beta$ -частица.

The dispersion of electromagnetic waves in a diamond-like crystal whose source is a moving point charge is considered

**Key words:** exciton polariton, diamond-like crystal,  $\beta$ -particle

Розглянута дисперсія електромагнітних хвиль в алмазоподібному кристалі, джерелом яких є рухомий точковий заряд.

**Ключові слова:** екситонний поляритон, алмазоподібний кристал,  $\beta$ -частинка.

## Введение

Расчет экситонных и светоэкситонных спектров совершенных кристаллов, осуществляемый в рамках концепции экситонных поляритонов (с использованием, например, поляритонных функций Грина), – достаточно хорошо разработанная процедура. Автором ранее [1] рассмотрена дисперсия электромагнитных волн, излучаемых синхронно колеблющимися диполями и квадрупольями структурных единиц (СЕ) кристалла. Источниками излучения в данном случае были сами мультиполи с изменяющимися во времени распределениями плотностей зарядов и токов в кристалле. Представляет интерес отдельно исследовать рассеяние в кристалле электромагнитных волн, источником которых является движущийся точечный заряд. Методика, разработанная для молекулярных кристаллов, в этом случае применима в рамках квазимолекулярной модели [2], [3] для описания генерации поляритонов в алмазоподобном полупроводнике полем такого движущегося заряда. Рассмотрим дисперсию электромагнитных волн в алмазоподобном кристалле, источником которых является движущаяся в нем  $\beta$ -частица. Полученный закон дисперсии метастабильных светоэкситонов свидетельствует о возможности рождения или трансформации радиационных дефектов в подобных структурах.

Как известно, в вакууме излучает электромагнитные волны лишь заряд, движущийся ускоренно. Полная мгновенная мощность излучения при нерелятивистском его движении описывается формулой Лармора. Используя ковариантность относительно преобразований Лоренца, формулу Лармора можно обобщить и на случай произвольных скоростей заряда.

Однако если заряженная частица движется в материальной среде, то она порождает излучение также и при равномерном движении. Это излучение представляет собой коллективный эффект атомов среды. Впервые оно наблюдалось в 1934 г. П. А. Черенковым при изучении свойств люминесценции растворов ураниловых солей [4]. Правильное объяснение обнаруженного нового свечения дал С.И. Вавилов, связав его с излучением комптон-электронов. Теорию явления на основе классической электродинамики создали в 1937 г. И. Е. Тамм и И. М. Франк [5], а в 1940 г. В. Л. Гинзбург развил теорию излучения Вавилова-Черенкова в анизотропных средах и построил теорию эффекта на основе квантовомеханических представлений. Позднее, в 1958 г. П. А. Черенкову, И. Е. Тамму и И. М. Франку за открытие и объяснение эффекта Вавилова-Черенкова (В-Ч) была присуждена Нобелевская премия [6]. И по сей день не ослабевает интерес исследователей к этому явлению, затрагивающему тонкие аспекты электродинамики, объясняются многообразные проявления эффекта и его приложения [6–9].

Обычно макроскопическое описание [10] эффекта ВЧ опирается на представление о «среде», в которой скорость  $c/n$  электромагнитной волны может оказаться меньше скорости  $v$  заряженной частицы. При этом возникает излучение под углом  $\theta$ ,  $\cos \theta = c/vn$ , к направлению движения частицы, пространственная и временная дисперсия света в веществе учитывается через диэлектрическую проницаемость:  $n^2 = \varepsilon(\omega, \vec{k})$ . По мнению А. А. Боргардта и Д. Я. Карпенко [9], это рассмотрение, основанное на фурье-разложении электромагнитного поля, недостаточно корректно, поскольку фурье-компоненты поля считаются отличными от нуля для любых значений координат и времени, тогда как, согласно принципу релятивистской причинности, поле не может выйти за пределы светового конуса. Это противоречие удалось преодолеть К. Б. Толпыго [8] в рамках представлений о кристалле, согласно

которым «свет в веществе» представляет собой сложную суперпозицию падающей извне волны и сферических волн, излучаемых поляризуемыми атомами. Причем падающая волна гасится в соответствии с теоремой погашения Озеена-Эвальда [11]. Внешнее электрическое поле возбуждает колебания дипольных моментов СЕ кристалла, если в его фурье-разложении встречаются соответствующие значения частот и волновых векторов.

Отметим, что эффект Вавилова-Черенкова представляет интерес также и с методической стороны. Так, например, К. Б. Толпыго рассмотрел [12] «по аналогии с эффектом Черенкова» механизм генерации фононов в кристалле. Использована идеология эффекта В-Ч и в работе В. Г. Барьяхтара, Б. А. Иванова, А. Л. Сукстанского [13]. В последней исследовано фононное торможение доменной границы в магнетике, получено условие излучения фононов (а также фононов и спиновых волн) движущимся частицеобразным линейным объектом – доменной границей в редкоземельном ортоферрите.

### Излучение движущегося в кристалле заряда

Рассмотрим подробнее процесс генерации электромагнитного излучения системой диполей алмазоподобного полупроводника, колеблющихся под воздействием поля движущейся в нем  $\beta$ -частицы («внешнего» по отношению к кристаллу). Использование квазимолекулярной модели [2] валентного кристалла позволяет применить для описания внутреннего поля алмазоподобной структуры методику [3], [14], разработанную для молекулярных кристаллов. Согласно модели [1–3], [14], каждая пара электронов, образующих  $\sigma$ -связь между ближайшими атомами алмазоподобного кристалла, вместе с «четвертушками» остовов его атомов, участвующих в формировании связи, рассматривается как квазимолекула. Состояние связи – квазимолекулы, находящейся в самосогласованном поле других таких же структурных единиц, описывается двухэлектронным уравнением Шредингера. Взаимодействие отдельных СЕ диполь – дипольное, за исключением ближайших соседей каждой из них (в последнем случае оно сильно отличается от взаимодействия точечных диполей, так как расстояние между центрами соседних связей меньше длины самой  $\sigma$ -связи).

Фурье-компоненты среднего дипольного момента  $\vec{P}_\sigma^{\omega,k}$  квазимолекулы нелокально связаны с напряженностью  $\vec{E}_\sigma^{\omega,k}$  действующего на СЕ поля:

$$\vec{P}_\sigma^{\omega,k} = \sum_{\sigma'} \hat{\alpha}^{\sigma\sigma'}(\omega, \vec{k}) \cdot \vec{E}_{\sigma'}^{\omega,k}. \quad (1)$$

Явный вид тензора  $\hat{\alpha}^{\sigma\sigma'}(\omega, \vec{k})$  динамической поляризуемости получен в работе [15]. Методика [1–3], [14], [15] позволила найти и Фурье-компоненты  $\vec{E}_\sigma^{\omega,k}$  действующего на  $(l, \sigma)$ -ю СЕ ( $l$  – номер кристаллической ячейки,  $\sigma$  – номер СЕ в ячейке) поля:

$$\vec{E}_\sigma^{\omega,k} = \sum_{\sigma'} \hat{\varphi}^{\sigma\sigma'}(\omega, \vec{k}) \cdot \vec{P}_{\sigma'}^{\omega,k}. \quad (2)$$

Тензор внутреннего поля кристалла  $\hat{\varphi}^{\sigma\sigma'}(\omega, \vec{k})$  получен в длинноволновом приближении при учете запаздывания взаимодействия СЕ методом Эвальда в [15]. Из

условия разрешимости системы уравнений (1), (2) следуют законы дисперсии экситонных поляритонов (светоэкситонов)  $\Omega_p = \Omega_p(\vec{k})$  в рассматриваемом кристалле. Вблизи частоты  $\omega_{f0}$  нижайшего дипольного перехода в квазимолекуле кристалла они имеют вид (в безразмерных единицах  $\Omega = \omega / \omega_{f0}$ ):

$$\Omega^2_{p(\pm)} = \frac{1}{2} \left\{ \Omega_{\parallel}^2(\vec{k}) + \frac{M\vec{k}^2}{\varepsilon_{\infty}} \pm \sqrt{\left[ \Omega_{\parallel}^2(\vec{k}) + \frac{Mk^2}{\varepsilon_{\infty}} \right]^2 - 4Mk^2 \frac{\Omega_{\perp}^2(\vec{k})}{\varepsilon_{\infty}}} \right\}. \quad (3)$$

Законы дисперсии  $\Omega_{\parallel}(\vec{k}), \Omega_{\perp(1,2)}(\vec{k})$  соответственно продольных и поперечных экситонов определяются формулами (1.4.24) и (1.4.25) [1],  $M = c^2 / a^2 \omega_{f0}^2$ ,  $a$  – постоянная решетки, значения предельных ( $k \rightarrow 0$ ) экситонных частот  $\Omega_{\parallel}(0), \Omega_{\perp}(0)$  и других полезных констант приведены в табл. 1.

Таблица 1 – Значения предельных экситонных частот

	$\Omega_{\parallel}(0)$	$\Omega_{\perp}(0)$	$\omega_{f0}$ (a.e)	$\omega_{f0}$ (eV)	$\omega_{f0}$ (с <sup>-1</sup> )	$a$ (м)	$M$
Алмаз	0,94	0,77	0,97	26,38	$4,02 \cdot 10^{16}$	$1,78 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^3$
Кремний	0,93	0,67	0,49	13,33	$2,03 \cdot 10^{16}$	$2,71 \cdot 10^{-10}$	$3,0 \cdot 10^3$

На рис. 1 приведено  $\Omega_2 - \Omega_1$  – расщепление возбужденного уровня 1 ( $\Omega = \omega / \omega_{f0}$ ) квазимолекулы, обусловленное учетом ее взаимодействия только с ближайшими к ней соседними СЕ ( $\sigma$ -связями). Причем, согласно [1],  $\Omega_2$  – синглетный уровень квазимолекулы, а  $\Omega_1$  – триплетный, соответственно  $\Omega_{\Gamma_2'}$  и  $\Omega_{\Gamma_{15}}$  – синглетный и триплетный экситонные уровни кристалла, [15].

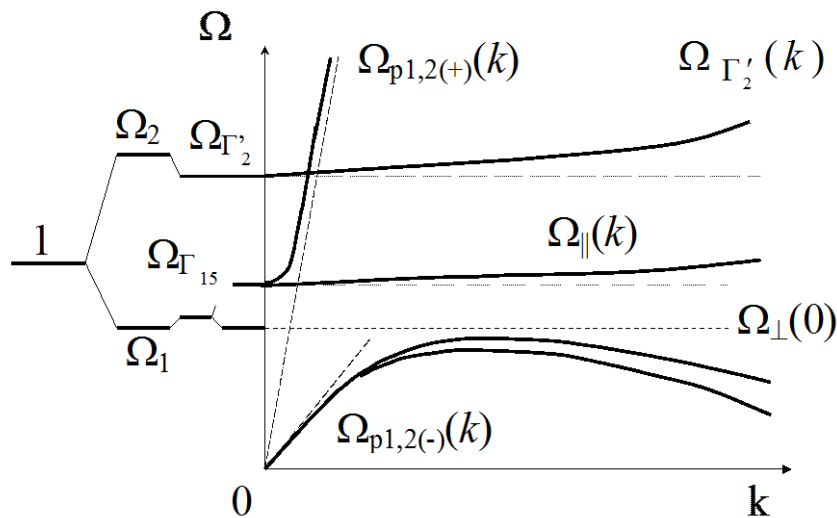


Рисунок 1 – Закон дисперсии экситонных возбуждений в алмазоподобном кристалле

Дисперсионные кривые свидетельствуют о том, что вблизи экситонного резонанса при условии малого затухания необходимо учитывать экситон-фотонное взаимодействие, причем экситон симметрии  $\Gamma_{15}$  расщепляется на две двукратно вырожденные (при  $\vec{k} \rightarrow 0$ ) ветви  $\Omega_{p(+)}, \Omega_{p(-)}$ , отвечающие поперечной волне, и одну невырожденную ветвь  $\Omega_{\parallel}$ , отвечающую продольной волне, в частотном интервале  $\Omega < \Omega_{\perp}$  возможно существование добавочной световой волны.

### Модель равномерно движущейся в кристалле быстрой $\beta$ -частицы

В рамках развитых в предыдущем разделе представлений рассмотрим равномерно движущейся в кристалле со скоростью  $V$  меньшей скорости света в среде  $v < c/n$  ( $n$  – показатель преломления света в данной среде) быстрой  $\beta$ -частицы. Согласно микроскопической теории распространения света в кристалле [8], сопровождающее эту частицу излучение появляется в результате высвечивания светоэкситонов, порожденных полем  $\beta$ -частицы. При этом закон дисперсии  $\omega = \omega(\vec{k})$  «внешнего» поля частицы изображается [6], [8], [16] пучком прямых выходящих из начала координат (рис. 2):

$$\omega = k v \cos\theta, \tag{4}$$

где  $\theta$  – угол между скоростью частицы  $\vec{v}$  и волновым вектором поля  $\vec{k}$ .

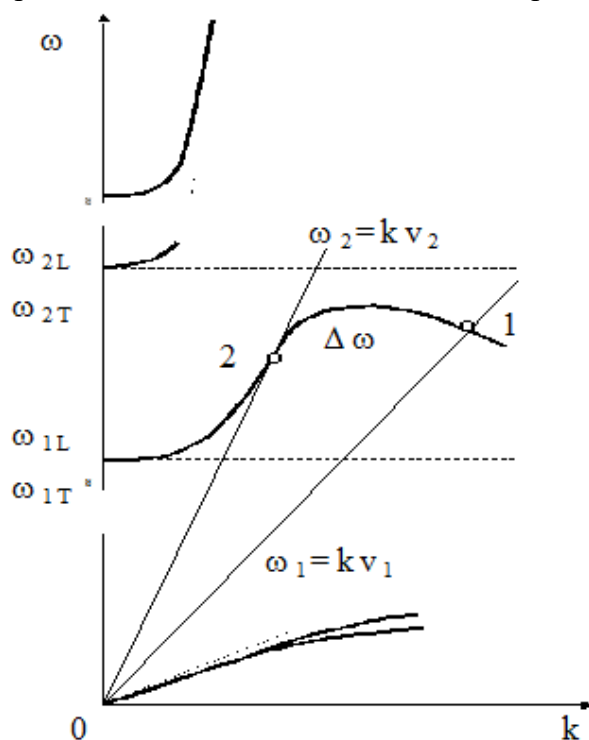


Рисунок 2 – Взаимное расположение дисперсионных кривых экситонных поляритонов и электромагнитного поля, сопровождающего движущуюся в кристалле  $\beta$ -частицу

На рис. 2 точки 1, 2 пересечения прямых  $\omega_{1,2} = \vec{k} \cdot \vec{v}_{1,2}$  с поляритонной ветвью  $\omega_p(\vec{k})$  отражают двойной резонанс (по частоте и волновому вектору), соответствуют возможности передачи энергии и рождения светоэкситона. Совпадение одной из прямых с линейным участком поляритонной кривой – условие черенковского излучения [8], [16].

Рожденный поляритон либо распадается на различных структурных дефектах с образованием подвижных носителей заряда, либо высвечивается после рассеяния в кристаллической решетке. Причем – с испусканием фонона, если масса экситона положительная, и с поглощением фонона, если масса экситона – отрицательная. В рассматриваемом случае масса поперечного экситона – отрицательная, поэтому рассеяние пойдет с поглощением фононов, причем вероятность излучения пропорциональна  $\exp(-\Delta\omega \hbar/kT)$ , то есть уменьшается с ростом  $\Delta\omega$ .

Рассмотрим подробнее равномерное и прямолинейное движение электрона в кристалле. В сопутствующей системе отсчета (отмеченной штрихом “ ’ ”) напряженность генерируемого им поля, согласно [8], [10], есть  $\vec{E}'_e = \frac{e\vec{r}'}{(r')^3} = -\frac{4\pi e}{V'} i \sum_{\vec{k}'} \frac{\vec{k}' \exp(i\vec{k}' \cdot \vec{r}')}{(k')^2} =$

$$= -\frac{ie}{2\pi^2} \int d\vec{k}' \frac{\vec{k}' \exp(i\vec{k}' \cdot \vec{r}')}{(k')^2}. \text{ Пусть скорость } \mathbf{v} \text{ } (v=\beta c, c - \text{ скорость света) электрона}$$

направлена вдоль оси  $z$  неподвижной системы координат (нештрихованной), связанной с кристаллом. Применяя преобразование Лоренца к выражению (П-1.25 в [1]), получим в неподвижной системе координат

$$\vec{E}_e = -\frac{ei}{2\pi^2} \int d\vec{k} \frac{\vec{e}_x k_x + \vec{e}_y k_y + \vec{e}_z k_z \sqrt{1-\beta^2}}{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 (1-\beta^2)} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\vec{v} k_z t). \quad (5)$$

Поперечная часть  $\vec{E}_{e\perp}(\vec{r}, t)$  напряженности поля  $\beta$ -частицы  $\vec{E}_e(\vec{r}, t)$  вслед за [8], [10] получена в [1]. В формуле (5) орт  $\vec{e}_z$  оси  $z$  направлен вдоль вектора скорости  $\vec{V}$ , следовательно,  $\omega = vk_z$ . В более общем виде, обозначив  $\vec{v}/v \equiv \vec{e}$ ,  $\vec{k}/k \equiv \vec{s}$ ,  $v/c \equiv \beta$ , имеем:

$$\vec{E}_e(\vec{r}, t) = -\frac{ie}{2\pi^2} \int d\vec{k} \frac{\vec{s} - \beta^2(\vec{e} \cdot \vec{s})\vec{e}}{k[1 - \beta^2(\vec{e} \cdot \vec{s})^2]} \exp[-i(\vec{k} \cdot \vec{v}t - \vec{k} \cdot \vec{r})],$$

или принимая во внимание, что фурье-образом функции  $\exp(-\vec{k} \cdot \vec{v}t)$  является дельта-функция, получим:

$$\vec{E}_e(\vec{r}, t) = -\frac{ie}{4\pi^3} \int d\omega d\vec{k} \frac{\vec{s} - \beta^2(\vec{e} \cdot \vec{s})\vec{e}}{k[1 - \beta^2(\vec{e} \cdot \vec{s})^2]} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}). \quad (6)$$

Для того чтобы учесть действие поля  $\beta$ -частицы на колебания дипольных моментов (1) квазимолекул алмазоподобной структуры, необходимо локальное (внутреннее) поле (2) кристалла дополнить «внешним» полем частицы (6). После выполнения преобразований, аналогичных проделанным в [1], получаем систему линейных неоднородных уравнений относительно фурье-компонент среднего дипольного момента  $\vec{P}_{\Gamma_{15}}$  ячейки рассматриваемого кристалла:

$$\hat{V} \cdot \left\{ \left[ a_{\sigma\sigma'}(\omega, \vec{k}) \right]^{-1} - \left[ \Phi_{\sigma\sigma'}(\omega, \vec{k}) \right] \right\} \cdot \hat{V}^{-1} \cdot \vec{P}_{\Gamma_{15}} = a^3 \vec{E}_e(\omega, \vec{k}), \quad (7)$$

где  $\Gamma_{15}$  – индекс неприводимого представления группы волнового вектора,  $\hat{V}$  – унитарная матрица, факторизующая матрицы  $\hat{a}$  и  $\hat{\phi}$ , матрицы  $\left[ a_{\sigma\sigma'}(\omega, \vec{k}) \right]$ ,  $\left[ \Phi_{\sigma\sigma'}(\omega, \vec{k}) \right]$  определены в [1], фурье-амплитуда внешнего поля  $\vec{E}_e(\omega, \vec{k})$  легко находится из равенства (6).

### Анализ решения системы линейных неоднородных уравнений относительно фурье-компонент среднего дипольного момента ячейки алмазоподобного кристалла

Решение системы уравнений (7) в общем случае качественно представлено на рис. 2.2, аналитическое же его представление – достаточно трудоемкая работа. Поэтому при поиске решения системы (7) ограничимся нулевым порядком по  $k$ . В этом случае система уравнений (7) принимает вид:

$$\begin{aligned} & \left[ 3 \left( A_{\infty} + \frac{\Delta_{\parallel}}{\Omega_1^2 - \Omega^2} \right)^{-1} \hat{I} - \left( \frac{8\pi}{3} - a_0 \right) \hat{I} + 8\pi \frac{\vec{s}\vec{s} - \hat{I}\Omega^2 / K^2 M}{1 - \Omega^2 / K^2 M} \right] \cdot \vec{P}_{\Gamma_{15}} = \\ & = -3a^3 \frac{ie}{2\pi^2} \frac{\vec{s} - \beta^2(\vec{e} \cdot \vec{s})\vec{e}}{K \left[ 1 - \beta^2(\vec{e} \cdot \vec{s})^2 \right]}. \end{aligned} \quad (8)$$

С помощью проекционных операторов  $\hat{\Pi}_{\parallel} = \vec{s}\vec{s}$ ,  $\hat{\Pi}_{\perp} = \hat{I} - \vec{s}\vec{s}$  система (8) преобразуется к виду с новыми переменными  $\vec{P}_{\parallel} = \hat{\Pi}_{\parallel} \cdot \vec{P}_{\Gamma_{15}}$ ,  $\vec{P}_{\perp} = \hat{\Pi}_{\perp} \cdot \vec{P}_{\Gamma_{15}}$ . Относительно фурье-образа продольной составляющей  $\vec{P}_{\parallel}(\Omega, \vec{K})$  система (8) имеет решение:

$$\vec{P}_{\parallel} = -3a^3 \frac{ie}{2\pi^2} \left[ 3 \left( A_{\infty} + \frac{\Delta_{\parallel}}{\Omega_1^2 - \Omega^2} \right)^{-1} + \left( \frac{16\pi}{3} + a_0 \right) \right]^{-1} \frac{\vec{s}}{K}. \quad (9)$$

Относительно переменной  $\vec{P}_\perp(\Omega, \vec{K})$  с учетом линейности задачи решение (8) можно записать в следующей форме:

$$\begin{aligned} \vec{P}_\perp(\vec{r}, t) &= \\ &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int d\vec{r}' \vec{E}_{e\perp}(\vec{r}', t') \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int d\vec{k} G(\omega, \vec{k}) \exp[-i\omega(t-t') + i\vec{k} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')] = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int d\vec{r}' g(t-t', \vec{r} - \vec{r}') \vec{E}_{e\perp}(t', \vec{r}') \equiv g(t, \vec{r}) * \vec{E}_{e\perp}(t, \vec{r}) \end{aligned} \quad (10)$$

Если символически оператором  $\hat{\Phi}$  обозначить преобразование Фурье:  $\hat{\Phi}[\vec{P}_\perp(\vec{r}, t)] = \vec{P}_\perp(\omega, \vec{k})$ , то из теоремы Бореля о свертке [17] следует, что

$$\hat{\Phi}[\vec{P}_\perp(\vec{r}, t)] = \hat{\Phi}[g(t, \vec{r}) * \vec{E}_{e\perp}(t, \vec{r})] = \hat{\Phi}[g(t, \vec{r})] \hat{\Phi}[\vec{E}_{e\perp}(t, \vec{r})] \quad (11)$$

(«\*» – значок свертки). То есть  $\vec{P}_\perp(\omega, \vec{k}) = G(\omega, \vec{k}) \vec{E}_{e\perp}(\omega, \vec{k})$ , где фурье-образы функции Грина и поперечной составляющей поля  $\beta$ -частицы относительно безразмерных переменных  $(\Omega, \vec{K})$  соответственно равны:

$$G(\Omega, \vec{K}) = 3a^3 \left[ 3 \left( A_\infty + \frac{\Delta_\parallel}{\Omega_1^2 - \Omega^2} \right)^{-1} - \left( \frac{8\pi}{3} - a_0 \right) - 8\pi \frac{\Omega^2 / K^2 M}{1 - \Omega^2 / K^2 M} \right]^{-1}, \quad (12)$$

$$\vec{E}_{e\perp}(\Omega, \vec{K}) = \vec{E}_{e\perp}(\vec{K}) \delta[\Omega - \sqrt{M} \beta(\vec{e} \cdot \vec{s}) K], \quad (13)$$

причем

$$\vec{E}_{e\perp}(\vec{K}) = 4\pi \frac{ie}{a^2} \beta^2 (\vec{e} \cdot \vec{s}) \frac{(\hat{I} - \vec{s}\vec{s}) \cdot \vec{e}}{K [1 - \beta^2 (\vec{e} \cdot \vec{s})^2]}. \quad (14)$$

При соответствующих значениях частоты  $\omega$  ( $\hbar\omega$  вблизи  $E_n$  – собственного значения энергии СЕ) и волнового вектора  $\vec{k}$  (рис. 2) поле, сопровождающее заряженную частицу, возбуждает продольные и поперечные экситоны, генерирует в кристалле экситонные поляритоны – связанные колебания электромагнитного поля и экситонной подсистемы кристалла. Особый интерес представляет уравнение (10) относительно  $\vec{P}_\perp$ , поскольку оно учитывает действие поперечной части внешнего поля (2.1.6) [1], порождающей экситонные поляритоны. Именно последние, распространяясь в кристалле и достигая его границы, могут при некоторых условиях (на линейном участке дисперсионной кривой) превращаться в обычный свет – «высвечиваться». Интенсивность излучения возбужденных полем  $\beta$ -частицы СЕ следует из



вычисления суммарной работы  $\sum_l \vec{E}_{e\perp}(\vec{r}^l, t) \cdot \frac{d\vec{P}_\perp^l}{dt}$ , совершаемой в единицу времени над диполями-квазимолекулами (1) окружающим их электромагнитным полем.

Рождению поляритона (в результате действия внешнего поля) соответствует пересечение (в точках 1 и 2 на рис. 2) прямой  $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}$  с поляритонной ветвью  $\omega_p(\vec{k})$ . Однако, в этом случае выражение в квадратных скобках (9) при замене  $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}$  на собственную частоту экситонного поляритона (3) обращается в нуль. Поэтому, чтобы получить  $\vec{P}_\perp^l(\vec{r}^l, t)$ , необходимо из выражения в скобках (12) вычесть аналогичное ему с заменой  $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}$  на  $\omega(\vec{k})$ . Затем из каждой компоненты ряда Фурье вычесть решение однородного уравнения – эта операция позволит добиться обращения полученного решения в нуль при  $t=0$ .

Более строго расчет интенсивности  $I(t)$  излучения

$$I(t) = \sum_l \vec{E}_{e\perp}(\vec{r}^l, t) \cdot \frac{d\vec{P}_\perp^l(\vec{r}^l, t)}{dt} \quad (15)$$

выглядит следующим образом. Прежде всего, заметим, что от суммирования лучше перейти к интегрированию  $\sum_{l'} \rightarrow \frac{1}{\Delta} \int_{\Delta} d\vec{r} \sum_{l'} \rightarrow \int_{\substack{\text{по} \\ \text{всему} \\ \text{простр-ву}}} d\vec{r}$ . Кроме того, используя тождество

$\hat{I} \equiv \hat{\Phi}^{-1} \hat{\Phi}$  ( $\hat{I}$  – единичный оператор) и снова теорему Бореля о свертке, получим:

$$\begin{aligned} I(t) &= R \hat{\Phi}^{-1} \hat{\Phi} \sum_l \vec{E}_{e\perp}(\vec{r}^l, t) \cdot \frac{d\vec{P}_\perp^l(\vec{r}^l, t)}{dt} = \\ &= Re \sum_l \hat{\Phi}^{-1} \left\{ [i\omega G(\omega, \vec{k}) \vec{E}_{e\perp}(\omega, \vec{k})] * \vec{E}_{e\perp}(\omega, \vec{k}) \right\}, \text{ или:} \\ I(t) &= Re \frac{1}{(2\pi)^4} \sum_l \left[ \int d\omega \int d\vec{k} \exp(-i\omega t + i\vec{k} \cdot \vec{r}) I(\omega, \vec{k}) \right]_{\vec{r}=\vec{r}^l}, \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$I(\omega, \vec{k}) = \int d\omega' d\vec{k}' i(\omega - \omega') G(\omega - \omega', \vec{k} - \vec{k}') \vec{E}_{e\perp}(\omega - \omega', \vec{k} - \vec{k}') \vec{E}_{e\perp}(\omega', \vec{k}')$$

Наличие  $\delta$ -функции позволяет снять интегрирование сначала по  $\omega'$ , затем и по  $\omega$ . Таким образом:

$$\begin{aligned} I(t) &= Re \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_l \left[ \int d\vec{k} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\vec{k} \cdot \vec{v}t) \int d\vec{k}' I(\vec{k}, \vec{k}') \right]_{\vec{r}=\vec{r}^l}, \\ I(\vec{k}, \vec{k}') &= i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{v} G(\vec{k} - \vec{k}') \vec{E}_{e\perp}(\vec{k} - \vec{k}') \vec{E}_{e\perp}(\vec{k}'). \end{aligned} \quad (17)$$

Усредним интенсивность излучения  $I(t)$  по времени аналогично (П-1.6, [1]):

$$\langle I \rangle = \frac{\frac{\Delta t}{2}}{\frac{\Delta t}{2}} \frac{dt}{\Delta t} \exp[-i\vec{k} \cdot \vec{v}t] = \frac{1}{\Delta t} \frac{\frac{\Delta t}{2}}{\frac{\Delta t}{2}} \int dt \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{v}t) = \frac{\sin(\vec{k} \cdot \vec{v} \Delta t / 2)}{\vec{k} \cdot \vec{v} \Delta t / 2} \rightarrow 1 \quad (18)$$

при  $\Delta t \rightarrow 0$  (благодаря высокой скорости, частица пребывает в любой своей окрестности в кристалле очень малое время). Если зафиксировать некоторую точку кристаллического пространства, то интенсивность излучения в данной точке (возбужденного в кристалле движущейся частицей), осциллируя со временем, будет достаточно быстро спадать (по мере удаления заряженной частицы).

После усреднения (18) интенсивность излучения СЕ кристалла принимает вид:

$$\langle I \rangle = \text{Re} \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_l [\int d\vec{k} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})] \int d\vec{k}' I(\vec{k}, \vec{k}') \Big|_{\vec{r}=\vec{r}^l}. \quad (19)$$

Выполняя в выражении (12) необходимую замену  $G(\Omega, \vec{K}) \rightarrow G[\Omega(\vec{K}), \vec{K}] \rightarrow G(\vec{K} - \vec{K}')$  и учитывая, что в безразмерных переменных  $(\Omega, \vec{K})$  равенство (4) принимает вид:  $\Omega = \sqrt{M} \beta(\vec{e} \cdot \vec{K})$ , получаем:

$$G(\vec{K} - \vec{K}') = 3a^3 f_1^{-1}(K, K', \Theta, \Theta', \varphi, \varphi'), \quad (20)$$

В рамках выбранной точности вычислений (не превышающей нулевой порядок по  $K^2$ ) выражение для функции  $f_1$  можно записать в виде:

$$f_1(K, K', \Theta, \Theta', \varphi, \varphi') = a_0 - \frac{8\pi}{3} - \frac{-8\pi \beta^2 (K^2 \cos^2 \Theta + K'^2 \cos^2 \Theta' - 2KK' \cos \Theta \cos \Theta')}{K^2 + K'^2 - 2KK'(\vec{s} \cdot \vec{s}') - \beta^2 (K^2 \cos^2 \Theta + K'^2 \cos^2 \Theta' - 2KK' \cos \Theta \cos \Theta')} + \frac{3}{A_\infty} \frac{\Omega_1^2 - M\beta^2 (K^2 \cos^2 \Theta + K'^2 \cos^2 \Theta' - KK' \cos \Theta \cos \Theta')}{\Omega_1^2 - M\beta^2 (K^2 \cos^2 \Theta + K'^2 \cos^2 \Theta' - KK' \cos \Theta \cos \Theta') + \Delta_{\parallel} / A_\infty}, \quad (21)$$

где  $(\vec{s} \cdot \vec{s}') = \cos \Theta \cos \Theta' + \sin \Theta \sin \Theta' (\cos \varphi \cos \varphi' + \sin \varphi \sin \varphi')$ .

Соответствующее произведение фурье-образов поперечных составляющих внешнего поля равно:

$$\vec{E}_{e\perp}(\vec{K} - \vec{K}') \cdot \vec{E}_{e\perp}(\vec{K}') = -\left(\frac{4\pi e}{a^2}\right)^2 \beta^4 f_2(K, K', \Theta, \Theta', \varphi, \varphi'), \quad (22)$$

Здесь

$$f_2(K, K', \Theta, \Theta', \varphi, \varphi') = \cos \Theta' (\cos \Theta - \cos \Theta') \times \frac{\sin^2 \Theta - \cos^2 \Theta' + \cos \Theta \cos \Theta' + \cos \Theta' (\cos \Theta - \cos \Theta') (\vec{s} \cdot \vec{s}')}{(1 - \beta^2 \cos^2 \Theta') [1 - \beta^2 (\cos \Theta - \cos \Theta')] K' \sqrt{K^2 + K'^2 - 2KK'(\vec{s} \cdot \vec{s}')}}, \quad (23)$$

В результате вычислений формула (19) для расчета средней интенсивности излучения возбужденных полем  $\beta$ -частицы квазимолекул кристалла принимает вид:

$$\langle I \rangle = \operatorname{Re} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{a^3} \int d^3r \int I(K, \Theta, \varphi) \exp\left(i\vec{K} \cdot \frac{\vec{r}}{a}\right) K^2 dK \sin \Theta d\Theta d\varphi \quad (24)$$

*по всему  
np-ву*

Где спектральная плотность  $I(K, \Theta, \varphi)$  интенсивности излучения равна:

$$I(K, \Theta, \varphi) = -i3a^3 \left(\frac{4\pi e}{a^2}\right)^2 \sqrt{M} \beta^5 \times \quad (25)$$

$$\times \int K'^2 dK' d\varphi' d\Theta' \sin \Theta' (K \cos \Theta - K' \cos \Theta') \frac{f_2(K, K', \Theta, \Theta', \varphi, \varphi')}{f_1(K, K', \Theta, \Theta', \varphi, \varphi')}$$

## Заключение

Известно, что основная доля энергии взаимодействия заряженных частиц с твердым телом расходуется не на упругие смещения атомов кристалла, а на возбуждение его электронной подсистемы. С дальнейшим распадом порожденных полем заряженной частицы экситонных поляритонов может быть связано образование в таком кристалле радиационных дефектов. В ряде работ (см., например, [18–22]) исследовано подпороговое образование радиационных дефектов в диэлектриках и полупроводниках, изучена возможность подпорогового образования дефектов, обусловленных рождением и распадом оптических экситонов в кристалле. Экситонная подсистема кристаллов со структурой алмаза представляет собой метастабильные экситоны Френкеля, время жизни которых ограничено распадом на  $e-h$  пары. В результате распада метастабильных светоэкситонов возможно рождение или трансформация радиационного дефекта в алмазоподобном полупроводнике.

Исследование ли полупроводников как детекторов заряженных частиц [23], рассмотрение ли особенностей взаимодействия их с лазерным излучением [24] или облучения потоком электронов [25], применение радиационно стимулированной диффузии в технологии создания планарных микроэлектронных устройств [26] – все это предполагает изучение радиационного дефектообразования, обусловленного созданием и распадом электронных возбуждений в таких кристаллах. Представленная в работе схема представляет собой лишь первый шаг в исследовании роли подпорогового возбуждения электронной подсистемы кристалла как одного из механизмов генерации радиационного дефекта. Она требует дальнейшей детализации и конкретных численных расчетов.

## Список литературы

1. Румянцев В. В. Взаимодействие электромагнитного излучения и легких частиц с несовершенными кристаллическими средами [Текст] / В. В. Румянцев. – Донецк : Норд-Пресс, 2006.
2. Толпыго К. Б. Двухцентровые волновые функции в теории валентных кристаллов [Текст] / К. Б. Толпыго // ФТТ. – 1975. – Т. 17, Вып. 6. – С. 1769–1779.
3. Rumyantsev V.V. Exciton polaritons in diamond structure crystals [Текст] / V. V. Rumyantsev // SGK Newsletter. – 1990. – № 24. – Р. 11–12.
4. Черенков П. А. Видимое свечение чистых жидкостей под действием радиации [Текст] / П. А. Черенков // ДАН СССР. – 1934. – Т. 2, № 8. – С. 451–457.

5. Тамм И. Е. Когерентное излучение быстрого электрона в среде [Текст] / И. Е. Тамм, И. М. Франк // ДАН СССР. – 1937. – Т. 14. – С. 107–112.
6. Зрелов В. П. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Т. 1. [Текст] / В. П. Зрелов. – М. : Атомиздат, 1968.
7. Гинзбург В. Л. Излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова-Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления) [Текст] / В. Л. Гинзбург // УФН. – 1996. – Т. 166, № 10. – С. 1033–1042.
8. Толпыго К. Б. Микроскопическая теория черенковского излучения [Текст] / Толпыго К. Б. // УФЖ. – 1987. – Т. 32, № 8. – С. 1190–1198.
9. Боргардт А. А. Характеристическая задача электродинамики и потенциал движущегося заряда [Текст] / А. А. Боргардт, Д. Я. Карпенко / Препринт ДонФТИ АН УССР; № 86–9. – Донецк, 1986.
10. Джексон Дж. Классическая электродинамика [Текст] / Джексон Дж. – М. : Мир, 1965.
11. Борн М. Основы оптики [Текст] / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука, 1970.
12. Толпыго К.Б. Исследования по теории щелочно-галоидных кристаллов лов [Текст] : автореф. дис. ...канд. физ.-мат. наук / Толпыго К. Б. – Киев, 1949. – 11 с.
13. Барьяхтар В. Г. Фононное торможение доменной границы в редкоземельном ортоферрите [Текст] / В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский // ЖЭТФ. – 1978. – 75, Вып. 6(12). – С. 2183–2195.
14. Румянцев В. В. Оптическая анизотропия атомарных кристаллов в окрестности экситонного резонанса // Кристаллография. – 1991. – Т.36, Вып.6. – С. 1346–1351.
15. Румянцев В. В. Оптическая анизотропия и добавочные световые волны в кристаллах структуры алмаза [Текст] / В. В. Румянцев // УФЖ. – 1989. – Т. 34, № 9. – С.1316–1321.
16. Коваленко Л. А. Генерация метастабильных светоекситонов полем движущегося в алмазоподобном кристалле электрона [Текст] / Л. А. Коваленко, В. В. Румянцев, К. Б. Толпыго // Моделирование на ЭВМ дефектов и процессов в металлах : сб. научн. тр. – Л.: ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1990. – С. 21–22.
17. Владимиров В. С. Обобщенные функции в математической физике [Текст] / В. С. Владимиров. – М. : Наука. – 1976.
18. Вавилов В. С. Механика образования и миграции дефектов в полупроводниках [Текст] / В. С. Вавилов, А. Е. Кив, С. Р. Ниязова. – М. : Наука, 1981.
19. Тележкин В. А. Теория радиационных дефектов в полупроводниках [Текст] / В. А. Тележкин. – К. : Наукова думка, 1988.
20. Лушник Ч. Б. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах [Текст] / Ч. Б. Лушник, А. Ч. Лушник. – М. : Наука, 1989.
21. Румянцев В. В. Подпороговое возбуждение электронной подсистемы и генерация радиационных дефектов в алмазоподобных полупроводниках [Текст] / В. В. Румянцев, Э. Я. Шгаерман // Фізико-хімія конденсованих структурно неупорядкованих систем. Ч. 2 / під ред. М. І. Шута. – К. : НПУ, 1998. – С. 242–244.
22. Rumyantsev V. V. Electronic subsystem excitation and radiation defects generation in silicon [Текст] / V. V. Rumyantsev // Bulletin of the APS. – 2001. – V.46, № 1 (part 1). – P. 277–278.
23. Penn M. J. Simultaneous Measurement of Phonons and Ionization using SiCADs [Текст] / M. J. Penn, V. L. Dougherty, V. Cabrera // J. of Low Temperature Physics. – 1993. – V. 93, № 3/4. – P. 423–428.
24. Шкумбатюк П. С. Некоторые особенности взаимодействия CO<sub>2</sub> лазерного излучения с германцем [Текст] / П. С. Шкумбатюк, Д. И. Цуцра // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, № 11. – С. 122–124.
25. Неймаш В. Б. Генерация радіаційних і термічних дефектів у кремнії при “гарячому” електронному опроміненні [Текст] / В. Б. Неймаш, М. М. Красько, А. М. Крайчинський // УФЖ. – 2002.–Т. 47, № 1. – С. 50–53.
26. Вавилов В. С. Миграция атомов в полупроводниках и изменения числа и структуры, дефектов, инициируемых возбуждением электронной подсистемы [Текст] / В. С. Вавилов // УФН. – 1997. – Т. 167, № 4. – С. 407–412.
27. Румянцев В. В. К вопросу об иерархии интеллектуальных систем [Текст] / В. В. Румянцев // Проблемы искусственного интеллекта. – Донецк, 2017. – № 3 (6). – С. 50–57.
28. Численное моделирование рассеяния электромагнитных возбуждений в неидеальной решетке микрорезонаторов [Текст] / Румянцев В. В., Федоров С. А., Гуменник К. В., Гуров Д. А. // Проблемы искусственного интеллекта. – Донецк, 2017. – № 4 (7). – С. 59–68.
29. Галинский М. К. Групповая скорость света в оптически линейной и изотропной среде [Текст] / М. К. Галинский, В. В. Румянцев // Проблемы искусственного интеллекта. – Донецк, 2018. – № 3 (10). – С. 14–22.

## References

1. Rumyantsev V.V. *Vzaimodeystviye elektromagnitnogo izlucheniya i legkikh chastits s nesovershennymi kristallicheskimi sredami* [Interaction of the electromagnetic radiation and light particles with imperfect crystalline media], Donetsk National University, A. A. Galkin Physics & Technology Institute of NASU, Donetsk, Nord-Press, 2006.
2. Tolpygo K. B. Dvukhtsentrovyye volnovyye funktsii v teorii valentnykh kristallov [Two-center wave functions in the theory of valence crystals]. *FTT* [Physics of the Solid State, V. 1975, Vol. 17, no. 6, pp. 1769–1779.
3. Rumyantsev V. V. Exciton polaritons in diamond structure crystals. *SGK Newsletter*, 1990, no. 24, pp. 11–12.
4. Cherenkov P. A. Vidimoye svecheniye chistyykh zhidkostey pod deystviyem radiatsii [Visible glow of pure liquids under the influence of radiation]. *DAN SSSR*, 1934, Vol. 2, no. 8, pp. 451–457.
5. Tamm I. E., Frank I. M. Kogerentnoye izlucheniye bystrogo elektrona v srede [Coherent radiation of a fast electron in the medium]. *DAN USSR*, 1937, Vol. 14, pp. 107–112.
6. Zrel'ov V. P. *Izlucheniye Vavilova-Cherenkova i yego primeneniye v fizike vysokikh energy* [Radiation of Vavilov-Cherenkov and its application in high energy physics]. Vol. 1, Moscow, Atomizdat, 1968.
7. Ginzburg, V. L. Izlucheniye ravnomerno dvizhushchikhsya istochnikov (effekt Vavilova-Cherenkova, perekhodnoye izlucheniye i nekotoryye drugiye yavleniya) [Radiation of uniformly moving sources (Vavilov-Cherenkov effect, transition radiation and some other phenomena)]. *UFN*, 1996, Vol. 166, no. 10, pp. 1033–1042.
8. Tolpygo K. B. Mikroskopicheskaya teoriya cherenkovskogo izlucheniya [Microscopic theory of Cherenkov radiation]. *UFZH* [Ukr. Phys. J.], 1987, Vol. 32, no. 8, pp. 1190–1198.
9. Borgardt A. A., Karpenko D. Ya. Kharakteristicheskaya zadacha elektrodinamiki i potentsial dvizhushchegosya zaryada [Characteristic problem of electrodynamics and potential of a moving charge]. Preprint DonFTI AN USSR [Preprint Donipt of the Academy of Sciences of the Ukrainian SSR]; no. 86-9, Donetsk, 1986.
10. Jackson George. *Klassicheskaya elektrodinamika* [Classical electrodynamics], M., Mir, 1965.
11. Born M., Wolf E. *Osnovy optiki* [Principles of optics], Moscow, Nauka, 1970.
12. Tolpygo K. B. Issledovaniya po teorii shchelochno-galoidnykh kristallov: Avtoref. dis. ... kand. fiz.-mat. Nauk [Research on the theory of alkali-halide crystals: autoref. dis. ... kand. Phys.- Mat. sciences], Kiev, 1949.
13. Bari'yakhtar V. G., Ivanov B. A., A. L. Fononnoye tormozheniye domennoy granitsy v redkozemel'nom ortoferrite [Sukstanskiy Phonon braking of a domain wall in a rare-earth orthoferrite]. *ZHETF* [JETP], 1978, 75, Vol. 6 (12), pp. 2183–2195.
14. Rumyantsev V. V. Opticheskaya anizotropiya atomnykh kriokristallov v okrestnosti eksitonnoy rezonansy [Optical anisotropy of atomic cryocrystals in the vicinity of the exciton resonance]. *Kristallografiya* [Crystallography], 1991, Vol. 36, no. 6, pp. 1346–1351.
15. Rumyantsev V. V. Opticheskaya anizotropiya i dobavochnyye svetovyye volny v kristallakh struktury almaza [Optical anisotropy and additional light waves in diamond structure crystals]. *UFZH* [Ukr. Phys. J.], 1989, Vol. 34, no. 9, pp. 1316–1321.
16. Kovalenko L. A., Rumyantsev V. V., Tolpygo K. B. Generatsiya metastabil'nykh svetoeksitonov polem dvizhushchegosya v almazopodobnom kristalle elektrona [Generation of metastable light-excitons by the field of an electron moving in a diamond-like crystal]. *Modelirovaniye na EVM defektov i protsessov v metallakh / Sb. nauchn. tr.* [Computer simulation of defects and processes in metals / Coll. scientific tr.] – Leningrad, A. F. Ioffe PhTI, 1990, pp. 21–22.
17. Vladimirov V. S. *Obobshchennyye funktsii v matematicheskoy fizike* [Generalized functions in mathematical physics], M., Nauka, 1976.
18. Vavilov V. S., Kiv A. E., Niyazova R. C. *Mekhanika obrazovaniya i migratsii defektov v poluprovodnikakh* [Mechanics of formation and migration of defects in semiconductors], M., Nauka, 1981.
19. Telezhkin V. A. *Teoriya radiatsionnykh defektov v poluprovodnikakh* [Theory of radiation defects in semiconductors], K., Naukova Dumka, 1988.
20. Lushchik Ch.B., Lushchik A.Ch. *Raspad elektronnykh vzbuzhdeniy s obrazovaniyem defektov v tverdykh telakh* [Decay of electronic excitations with formation of defects in solids], Moscow, Nauka, 1989.
21. Rumyantsev V. V., Staerman E. Ya. Podporogovoye vzbuzhdeniye elektronnoy podsistemy i generatsiya radiatsionnykh defektov v almazopodobnykh poluprovodnikakh [Subthreshold excitation of the electronic subsystem and generation of radiation defects in diamond-like semiconductors]. *Fiziko-khimiya kondensovaniykh strukturno neuporyadkovaniykh sistem. CH.2* [Physico-chemistry of condensed structurally disordered systems. Part 2] / ed. M. I. Shut, K., NPU, 1998, pp. 242–244.
22. Rumyantsev V.V. Electronic subsystem excitation and radiation defects generation in silicon. *Bulletin of the APS*, 2001, V. 46, no. 1 (part 1), pp. 277–278.
23. Penn M.J., Dougherty B.L., Cabrera B. Simultaneous Measurement of Phonons and Ionization using SiCADs [Simultaneous Measurement of Phonons and Ionization using SiCADs]. *J. of Low Temperature Physics* [J. of Low Temperature Physics], 1993, V.93, no. 3/4, pp. 423–428.
24. Scumbatyuk, P. S., Tsyutsyura D. I. Nekotoryye osobennosti vzaimodeystviya SO<sub>2</sub> lazernogo izlucheniya s germaniyem [Some features of the interaction of CO<sub>2</sub> laser radiation with germanium]. *ZHTF* [ZhTF], 1997, Vol. 67, no. 11, pp. 122–124.

25. Naimash V. B., Krasko, M. M., Krichinsky A. M. Generatsiya radiatsionnykh i termicheskikh defektiv u kremniya pri "garyachomu" yelektronnomu oprominenni. [Generation of radiation and thermal defects in silicon during 'hot' electron irradiation]. *UFZH [Ukr. Phys. J.]*, 2002, Vol. 47, no. 1, pp. 50–53.
26. Vavilov V. S. Migratsiya atomov v poluprovodnikakh i izmeneniya chisla i struktury, defektov, initsiirovemykh vzbuzhdeniyem elektronnoy podsystemy [Migration of atoms in semiconductors and changes in the number and structure of defects initiated by the excitation of the electronic subsystem]. *UFN*, 1997, Vol. 167, no. 4, pp. 407–412.
27. Romyantse V. V. Towards problem of intelligent systems hierarchy. *Problems of Artificial Intelligence [Problems of Artificial Intelligence]*, Donetsk, 2017, no. 3(6), pp. 50-57.
28. Romyantsev V. V., Fedorov S.A., Gumennyk K.V., Gurov D.A. Numerical modelling of dispersion of electromagnetic excitations in a nonideal lattice of microresonators. *Problems of Artificial Intelligence [Problems of Artificial Intelligence]*, Donetsk, 2017, no. 4(7), pp. 59-68.
29. Galinskiy M. K., Romyantsev V. V. Gruppovaya skorost' sveta v opticheskoy lineynoy i izotropnoy srede [Group speed of light in an optically linear and isotropic medium]. *Problems of Artificial Intelligence [Problems of Artificial Intelligence]*, Donetsk, 2018, no. 3(10), pp. 14-22.

## RESUME

V. V. Romyantsev

*Modelling of exciton polaritons generation in diamond-like semiconductors by field of a moving  $\beta$ -particle*

**Background:** research of semiconductors as detectors of charged particles, consideration of features of their interaction with laser radiation or irradiation by a stream of electrons, application of radiation stimulated diffusion in technology of creation of planar microelectronic devices – all this assumes studying of radiation defect formation caused by creation and disintegration of electronic excitations in such crystals.

**Materials and methods:** diamond-like semiconductors,  $\beta$ -particle, exciton polaritons, quasi-molecular model for valent crystals.

**Results:** Modelling of exciton polaritons generation in diamond-like semiconductors by field of a moving  $\beta$ -particle.

**Conclusion:** The scheme presented in this paper is only the first step in the study of the role of subthreshold excitation of the crystal electronic subsystem as one of the mechanisms of radiation defect generation. Obtaining a mathematical apparatus for calculating the average intensity of radiation excited by the field of beta-particles of quasi-molecules of the crystal

## РЕЗЮМЕ

В. В. Румянцев

*Моделирование генерации экситонных поляритонов в алмазоподобных полупроводниках полем движущейся  $\beta$ -частицы*

**Предыстория:** исследование полупроводников как детекторов заряженных частиц, рассмотрение особенностей их взаимодействия с лазерным излучением или облучением потоком электронов, применение радиационно-стимулированной диффузии в технологии создания планарных микроэлектронных устройств – все это предполагает изучение формирования радиационных дефектов. Вызвано созданием и распадом электронных возбуждений в таких кристаллах.

**Материалы и методы:** алмазоподобные полупроводники,  $\beta$ -частица, экситонные поляритоны, квазимолекулярная модель для валентных кристаллов.

**Результаты:** Моделирование генерации экситонных поляритонов в алмазоподобных полупроводниках полем движущейся  $\beta$ -частицы.

**Заключение.** Представленная в статье схема является лишь первым шагом в изучении роли подпорогового возбуждения кристаллической электронной подсистемы как одного из механизмов генерации радиационных дефектов. Получение математического аппарата для расчета средней интенсивности излучения, возбуждаемого полем бета-частиц квазимолекул кристалла.

Статья поступила в редакцию 21.01.2019.