ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗА СЧЕТ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО МЕЖДУУРОВНЕВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ ЦИНКОВОЙ ОБМАНКИ

Н.В. Максюта, В.И. Высоцкий, С.В. Ефименко, В.И. Григорук, Ю.А. Слинченко
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,
ул. Владимирская 64/13, 01601 Киев, Украина,
maksyuta@univ.kiev.ua, vivysotskii@gmail.com, svye@ukr.net, grygoruk@univ.kiev.ua, ys@univ.kiev.ua

Рассматривается возможность генерации электромагнитного излучения за счет перекачки энергии от поля псевдофотонов решетки на основе трехчастотного параметрического взаимодействия на системе каналируемых электронов в заряженных плоскостях (111) кристаллов со структурой цинковой обманки, в которых потенциалы взаимодействия являются неунимодальными. Показано, что генерация этого излучения при некоторых дополнительных условиях определяется нелинейной восприимчивостью такой трехуровневой системы.

Ключевые слова: псевдофотон; параметрическое взаимодействие; нелинейная восприимчивость; каналирование электронов; заряженные плоскости; кристаллы со структурой цинковой обманки; неунимодальные потенциалы взаимодействия.

GENERATION OF RADIATION AT THE EXPENSE OF PARAMETRIC INTERACTION DURING PLANE ELECTRON CHANNELING IN ZINC BLANDE CRYSTALS

N.V. Maksyuta, V.I. Vysotskii, S.V. Efimenko, V.I. Grygoruk, Yu.A. Slinchenko
Taras Shevchenko National University of Kiev, 64/13 Vladimirskaya Street, 01601 Kiev, Ukraine,
maksyuta@univ.kiev.ua, vivysotskii@gmail.com, svye@ukr.net, grygoruk@univ.kiev.ua, ys@univ.kiev.ua

The possibility of generation of electromagnetic radiation due to the transfer of energy from the lattice pseudo-photon field on the basis of three-frequency parametric interaction on a system of channelled electrons in charged (111) planes of crystals with a zinc blende structure, in which the interaction potentials are non-minimized-far ZnS, InP and AlSb) is discussed. Based on the solution of shortened equations and taking into account the nonlinear susceptibility of such a three-level system for an AlSb crystal, it is shown that a signal wave can be generated when channeling weakly selective relativistic electrons. The mechanism of such generation corresponds to the standard process of parametric amplification of photons in the system of resonant levels in the field of intense pumping. The calculation results show that with the use of specific parameters of channeling there is a linear law of increase of the amplified signal.

Keywords: pseudophoton; parametric interaction; nonlinear susceptibility; electron channeling; charged planes; crystals with zinc blende structure; non-unimodal interaction potentials.

Введение

Как было показано в работе [1], для каналируемых электронов при определенной энергии и при некоторых дополнительных условиях за счет нелинейного взаимодействия с кристаллической средой на основе трехчастотного параметрического взаимодействия возможна генерация электромагнитного излучения.

Пусть электрон движется со скоростью v вдоль оси **z** лабораторной системы координат K. Ось **z** параллельна кристаллографическим плоскостям каналирования. Скорость v должна быть такой, чтобы в потенциальных ямах возникало не более трех энергетических уровней поперечного движения. В сопутствующей системе координат K′ периодическое электростатическое поле кристаллической решетки становится бегущей волной (полем псевдофотонов), распространяющейся в противоположном электрону направлении (приближение Вильямса-Вейцзекера [2]). Эта волна может быть эффективной волной накачки, если одна из баунс-частот $\omega_n = 2\pi n v\gamma / a_z$ (a_z – период кристаллической решетки в направлении оси z, γ – Лоренц-фактор, $n = 1,2,\ldots$) совпадает с частотой перехода $\gamma\Omega_{13}$ в системе K′ (в этом заключается сущность эффекта Окорокова [3]). Такое резонансное условие удовлетворяется, если выполняется неравенство $a_z >> a$, где a – постоянная решетки кристалла. Например, это может реализоваться, если электрон будет двигаться вдоль высокоиндексных кристаллографических плоскостей. Еще одна возможность, предлагаемая в [1], связана с использованием искусственно создаваемых периодических структур с пространственными периодами $\Lambda >> a$ (например, сверхрешеток, систем из электрических или магнитных антипараллельных доменов, гетероструктур, динамических периодических структур, возникающих в результате ультразвуковой модуляции и т.д.). При этом должно выполняться условие $\Omega_3 = 2\pi v\gamma/\Lambda\gamma\Omega_{31} = \gamma\Omega_{32} + \gamma\Omega_{21} = \Omega_2 + \Omega_1$. В декартовой системе координат K′ должно выполняться также условие точного синхронизма $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$, где $\vec{k}_3 = -\vec{e}_z\Omega_3/v$ – волновой вектор волны накачки,

$\vec{k}_{1,2} = \pm\vec{e}_z\Omega_{1,2}n(\omega_{1,2})/v$ – соответственно волновые векторы сигнальной и холостой волн (в случае слабо поглощающей среды показатель преломления вычисляются по формулам $n_{1,2} >> \sqrt{\mathrm{Re}\varepsilon(\omega_{1,2})}$ на частотах $\omega_{1,2} = \Omega_{1,2}/\gamma\left[1\mp\beta n_{1,2}(\omega_{1,2})\right]$, учитывающих доплеровскую трансформацию частот переходов $\Omega_{1,2}$. Отсюда для частот ω_1 и ω_2 вытекает равенство $\omega_1/\omega_2 = (\beta^2 n_2^2 - 1)/(1 - \beta^2 n_1^2)$, которое можно удовлетворить, если эти частоты расположены по разные стороны от области аномальной дисперсии. При выполнении всех выше перечисленных требований можно ожидать эффективной перекачки энергии от волны накачки в сигнальную волну.

О возможности трехчастотного параметрического взаимодействия каналируемых электронов с полем псевдофотонов

Запишем выражение для суперпозиции полей световых квантов и псевдофотонов в следующем виде:

$$\vec{E} = 2^{-1}\vec{e}_x\left\{A_1(x,z)\exp\left[i(\Omega_1 t - k_1 z)\right] + \right.$$
$$\left. + A_2(x,z)\exp\left[i(\Omega_2 t + k_2 z)\right] + A_3\left[i(\Omega_3 t + k_3 z)\right] + \text{к.с.}\right\}, \quad (1)$$

где амплитуда поля накачки $A_3(x)$ не зависит от продольной координаты z. Все волны зависят от поперечной координаты x и поляризованы вдоль нее. Однако использование соотношения (1) делает невозможным дальнейшие расчеты, поскольку отношение $\left|\partial^2\vec{E}/\partial x^2 / \partial^2\vec{E}/\partial z^2\right| \approx (L/a_x)^2$, где L – толщина кристаллической пластины. С другой стороны, из-за $(L/a_x)^2 >> 1$ происходит стохастизация поперечного движения электронов, что позволяет рассматривать их движение в усредненном по периоду a_x поля псевдофотонов. После подстановки (1) в неоднородное волновое уравнение можно получить систему укороченных уравнений, аналогичную рассматриваемой в нелинейной оптике [4, 5]. Тогда поляризация $\vec{P} = \vec{e}_x\left(\chi_{lxx}E_x + \chi_{nlxxx}E_x^2\right)$ трехуровневой системы представляется в виде суммы линейной части, пропорциональной амплитудам поля A_i, и нелинейной части, пропорциональной произведению амплитуд A_1A_2 и $A_3A_i^*$ [5]. Линейные и нелинейные восприимчивости этой системы на частотах $\Omega_{1,2}$ в дипольном приближении даются следующими выражениями [6]:

$$\chi_{lxx}(\Omega_{1,2}) = \rho\frac{e^2 x_{21,32}^2}{\hbar}\lambda_{21,32}^{(1)},$$
$$\chi_{nlxxx}(\Omega_{1,2}) = \rho\frac{e^3 x_{12}x_{23}x_{31}}{2\hbar^3}\lambda_{21,32}^{(2)}, \quad (2)$$

где ρ – объемная плотность каналируемых электронов, $\lambda_{21}^{(1)}$, $\lambda_{32}^{(1)}$ и $\lambda_{21}^{(2)}$, $\lambda_{32}^{(2)}$ – параметры, зависящие от характерных времен продольной и поперечной релаксаций, элементов стационарной матрицы плотности системы (каналируемый электрон (квазиатом) плюс поле некогерентных псевдофотонов, служащее термостатом). В приближении попарного равенства всех продольных и поперечных времен релаксаций ($T_{mn} \equiv T$, $\tau_{mn} \equiv \tau$), параметры $\lambda_{21,32}^{(1)}$, $\lambda_{21,32}^{(2)}$ соответственно равны [6]:

$$\lambda_{21,32}^{(1)} = \pm i\tau\Delta^{-1}\left\{\sigma_{11,33}^0 - \sigma_{22}^0 \pm \right.$$
$$\left. \pm\tau\gamma_{13}^2\left[\tau\left(\sigma_{33}^0 - \sigma_{11}^0\right) \pm 2T\left(1 - 3\sigma_{22}^0\right)\right]\right\}, \quad (3)$$

$$\lambda_{21,32}^{(2)} = \tau^2\Delta^{-1}\left[3\sigma_{33,11}^0 - 1 + 2\tau T\gamma_{13}^2\left(1 - 3\sigma_{22}^0\right)\right], \quad (4)$$

где $\Delta = \left(1 + \gamma_{13}^2\tau^2\right)\left(1 + 4\gamma_{13}^2\tau T\right)$, $\sigma_{11,22,33}^0$ – относительные начальные населенности уровней каналирования, удовлетворяющие равенству $\sigma_{11}^0 + \sigma_{22}^0 + \sigma_{33}^0 = 1$, $\gamma_{13} = \left|V_{13}(\Omega_3)\right|/\hbar$, $V_{13}(\Omega_3)$ – матричный элемент энергии взаимодействия с полем псевдофотонов. Из формул (3) и (4) видно, что параметры $\lambda_{21,32}^{(1)}$ являются чисто мнимыми, а параметры $\lambda_{21,32}^{(2)}$ действительными. Из формул (2) следует, что нелинейные свойства трехуровневой системы проявляются только в том случае, когда все три матричных элемента x_{12}, x_{23}, x_{31} отличны от нуля. Очевидно, что это возможно, когда потенциал взаимодействия $V(x)$ является несимметричным. Например, это реализуется при каналировании электронов в заряженных плоскостях в кристаллах со структурой цинковой обманки, методика расчета потенциалов взаимодействия в которых рассматривается, например, в работе [7].

После преобразований с учетом неравенств $\partial A_i/\partial t << A_i\Omega_i$, $\partial^2 A_i/\partial z^2 << k_i\,\partial A_i/\partial z$ приходим к следующей системе укороченных уравнений:

$$da_{1,2}/dz \mp \left(\delta_{1,2} + \kappa_{1,2}\right)a_{1,2} = \pm\sigma_{1,2}a_{2,1}a_3\sin\psi,$$
$$d\psi/dz + a_3\left(\sigma_2 a_1/a_2 - \sigma_1 a_2/a_1\right)\cos\psi = 0, \quad (5)$$

где $\psi(z) = \varphi_3 - \varphi_1(z) - \varphi_2(z)$ – обобщенная фаза, $\delta_{1,2} = \Omega_{1,2}^2\,\mathrm{Im}\,\varepsilon(\omega_{1,2})/2k_{1,2}c^2$ – коэффициенты линейного поглощения, $\kappa_{1,2} = 2\pi\Omega_{1,2}^2\,\mathrm{Im}\,\chi_{lxx}(\Omega_{1,2})/k_{1,2}c^2$, $\sigma_{1,2} = 2\pi\Omega_{1,2}^2\,\mathrm{Im}\,\chi_{nlxxx}(\Omega_{1,2})/k_{1,2}c^2$ – коэффициенты линейной и нелинейной связей. При произвольных значениях этих коэффициентов система уравнений (5) может быть решена только численно. Учитывая, что частоты $\omega_{1,2}$ лежат в областях, где поглощение незначительное, можно положить $\delta_1 \approx \delta_2 \approx 0$. Кроме того, необходимо воспользоваться такой ситуацией, когда коэффициенты линейной связи равны по величине и противоположны по знаку, т.е. $\kappa_1 \approx -\kappa_2 \approx \kappa > 0$ (это условие можно реализовать за счет соответствующего выбора угла влета частиц в кристалл). В этом случае, переписывая систему уравнений (5) для амплитуд $u_{1,2}(z) = a_{1,2}(z)\exp(-\kappa z)$, с использованием соотношений Менли-Роу (см., например, [5]) получаем следующие выражения для амплитуд сигнальной и холостой волн;

$$a_1(z) = a_2(0)\sqrt{\sigma_1/\sigma_2}\exp(\kappa z)\sin\left(a_3\sqrt{\sigma_1\sigma_2}\,z\right),$$

$$a_2(z) = a_2(0)\exp(\kappa z)\cos\left(a_3\sqrt{\sigma_1\sigma_2}z\right). \qquad (6)$$

Величины $\sigma_{1,2}$, κ и a_3 в (6) сложным образом зависят от параметров кристаллической среды и электронного пучка, а также от условий каналирования.

Генерация сигнальной волны при каналировании слаборелятивистских электронов в кристаллах цинковой обманки

Как показано в [7], в заряженных плоскостях (111) кристаллов со структурой цинковой обманки для электронов возникают неунимодальные потенциальные ямы (например, на рис. 1a подобные ямы изображены для кристаллов ZnS, InP и AlSb). Для слаборелятивистских электронов, например, с Лоренц-факторами $\gamma \approx 2 \div 3$, в таких ямах существует только три энергетических уровня. На рис. 1a такие уровни и переходы между ними приведены для кристалла AlSb, а на рис. 1b изображены соответствующие им волновые функции.

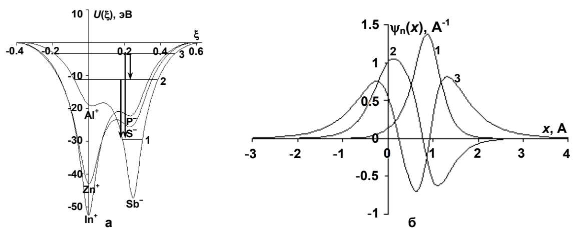

Рис. 1. (*a*) – Потенциалы взаимодействия для электронов с заряженными кристаллографическими плоскостями (111) в кристаллах со структурой цинковой обманки ZnS (кривая 1), InP (кривая 2) и AlSb (кривая 3), (*b*) – графики волновых функций, соответствующих энергетическим уровням, изображенных на рис. 1a для кристалла AlSb

Fig. 1. (*a*) –Interaction potentials for electrons with charged crystallographic planes (111) in crystals with a zinc blende structure ZnS (curve 1), InP (curve 2) and AlSb (curve 3), (*b*) – plots of wave functions corresponding to energy levels presented in Fig. 1a for AlSb crystal

Дальнейший расчет, например, для кристалла AlSb производится по той же самой схеме, которая была использована в [1]. Вначале на частоте перехода Ω_3 рассчитывается Фурье-компонента точного потенциала взаимодействия электрона с заряженными плоскостями кристалла AlSb при его разложении по одномерным векторам $\vec{g}_k = (\gamma\Omega_3 k/v)\vec{e}_z$ обратной решетки. Далее находятся амплитуда накачки a_3 и величина γ_{13}. С использованием значений матричных элементов дипольных переходов $x_{12} \approx 0.2\,\text{A}$, $x_{23} \approx -0.47\,\text{A}$, $x_{31} \approx -0.11\,\text{A}$ и начальных относительных населенностей $\sigma_{11}^0 \approx 0.45$, $\sigma_{22}^0 \approx 0.14$ и $\sigma_{33}^0 \approx 0.41$ рассчитываются продольные времена релаксаций, коэффициенты линейной $\kappa_{1,2}$ и нелинейной $\sigma_{1,2}$ связей. Поперечные времена релаксации оцениваются в соответствии с квантовой теорией деканалирования на атомных электронах кристаллической среды (см. [1, 8]).

В итоге, мы приходим к следующему выражению для амплитуды сигнальной волны: $a_1(z) \approx a_2(0)a_3 z$ (при $\rho \approx 10^{16}\,\text{см}^{-3}$ и $L \approx 10^{-3}\,\text{см}$ в лабораторной системе координат получаем $a_1(L)/a_2(0) \approx 10^{-3}$), что свидетельствует о линейном законе возрастания амплитуды сигнальной волны.

Заключение

Показано, что в результате параметрического нелинейного преобразования возможна перекачка энергии полей псевдофотонов кристаллической решетки в энергию электромагнитного излучения даже в отсутствие инверсии заселения поперечных уровней каналированного движения.

Библиографические ссылки

1. Высоцкий В.И., Максюта Н.В. Генерация коротковолнового квазихарактеристического излучения каналируемых электронов в условиях трехчастотного параметрического взаимодействия с полями псевдофотонов. *Поверхность* 2005; № 4: 77 - 82.
2. Джексон Дж. Классическая электродинамика. Москва: Мир; 1965. 702 с.
3. Оцуки Е.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми полями. Москва: Мир; 1985. 280 с.
4. Ахманов С.А., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики (электромагнитные волны в нелинейных диспергирующих средах). Москва: ВИНИТИ; 1965. 295 с.
5. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. Москва: Радио и связь; 1982. 352 с.
6. Файн В.М. Квантовая радиофизика. Фотоны и нелинейные среды. Москва: Советское радио; 1972. 472 с.
7. Maksyuta N.V., Vysotskii V.I., Efimenko S.V., Slinchenko Y.A. Investigation of channeling and radiation of relativistic electrons in charged planes of the crystals with zinc blende structure. *JINST* 2018; V. 13: C04010 - C04018.
8. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. Москва: Наука, 1987. 272 с.

References

1. Vysotskii V.I., Maksyuta N.V. Generation of a short-wave quasi-characteristic radiation of channelled electrons in the conditions of three-frequency parametric interaction with pseudophoton fields. *Poverchnost* 2005; No. 4: 77 - 82 (in Russian).
2. Jacksom J. Classical electrodynamics. Moscow, Mir, 1965. 702 p. (in Russian).
3. Ohtsuki Yoshi-Hiko. Charged particles interaction with solids. Moscow: Mir; 1985. 280 p. (in Russian).
4. Achmanov S.A., Chochlov R.V. Problems of non-linear optics (electromagnetic waves in non-linear dispersive media). Moscow: VINITI; 1965. 295 p. (in Russian).
5. Dmitriyev V.G., Tarasov L.V. Applied non-linear optics. Moscow: Radio i svyaz; 1982. 352 p. (in Russian).
6. Fain B.M. Quantum radiophysica. Photons and non-linear media. Moscow: Sovetskoe radio; 1972. 472 p. (in Russian).
7. Maksyuta N.V., Vysotskii V.I., Efimenko S.V., Slinchenko Y.A. Investigation of channeling and radiation of relativistic electrons in charged planes of the crystals with zinc blende structure. *JINST* 2018; V. 13: C04010-C04018.
8. Bazylev V.A., Zhevago N.K. Fast particles radiation in a substance and in external fields. Moscow: Nauka; 1987. 272 p. (in Russian).