

01

## Ток увлечения в квантовой сверхрешетке при распространении сильной бихроматической электромагнитной волны

© Т.А. Носаева,<sup>1</sup> Г.А. Сыродоев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Волгоградский государственный медицинский университет,  
400131 Волгоград, Россия

<sup>2</sup> Волгоградский государственный социально-педагогический университет,  
400066 Волгоград, Россия  
e-mail: sga-823@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 24 февраля 2016 г.)

Рассмотрен эффект увлечения электронов в полупроводниковой сверхрешетке при внутризонном поглощении бигармонической электромагнитной волны в процессе с испусканием (поглощением) фонона. Задача решена во втором порядке теории возмущений. Метод эффективного гамильтониана взаимодействия позволяет учесть многофотонный характер поглощения электромагнитной волны. С ростом поля ток растет, а достигнув максимума уменьшается, осциллируя, что определяется эффектом стабилизации ионизации.

### Введение

Воздействие дополнительного периодического потенциала на электроны в квантовой сверхрешетке (СР), приводит к непараболичности зонного спектра и как следствие к проявлению нелинейности кинетических свойств уже в достаточно слабых электрическом и магнитном полях по сравнению с однородными структурами [1]. Учет собственного магнитного поля волны (светоэлектрический эффект [2]) или задействование внешнего магнитного поля (эффект Холла [3]) приводит к возникновению поперечного электрическому полю волны дрейфу носителей заряда. На возможность возникновения постоянной составляющей при смещении электромагнитной волны (ЭМВ) со второй гармоникой в случае поляризации волн вдоль оси СР одними из первых указали авторы теоретического исследования [4]. В работе [5] возникновение постоянного тока в бихроматическом электромагнитном поле объясняется как проявление параметрического процесса, связанного с непараболичностью минизоны проводимости. Непараболичность спектра носителей заряда приводит к осцилляции эффективной массы и к возможности возникновения специфического разогрева электронной плазмы [6]. Для проявления параметрического процесса требовалось, чтобы отношение частоты бихроматического поля было рациональным числом. Возникновение постоянного тока обосновывается нарушением временной симметрии при смещении на половину общего периода полей. Постоянный ток пропорционален косинусу угла сдвига фаз между гармониками, что приводит к отсутствию постоянного тока, когда разность фаз равна  $\pi/2$ . Методы экспериментальной реализации сдвига фаз проанализированы в работе [7].

В отличие от работы [5] в нашем случае возникновение постоянной составляющей тока увлечения связано с воздействием на носители заряда переменных электрического и магнитного полей ЭМВ, сдвиг фаз между которыми равен нулю. В квазиклассическом приближе-

нии эффект можно объяснить тем, что электрическое поле ускоряет носители заряда вдоль поперечной направлению распространения оси, а перпендикулярное ему магнитное поле закручивает их траекторию, приводя к дрейфу носителей зарядов в направлении вдоль (или противоположно) направлению распространения электромагнитной волны.

В настоящей работе рассмотрим особенности возникновения постоянного тока увлечения при распространении бихроматической электромагнитной волны поперек оси сверхрешетки (СР) [2].

### Постановка задачи

Наличие дополнительного периодического потенциала сверхструктуры (период  $d$  которого сравним с характерными длинами, например длиной свободного пробега, радиусом Дебая) приводит к квантованию спектра носителей заряда по сравнению с однородным образцом. Если период  $d$  много меньше длины свободного пробега носителей заряда, то происходит разбиение широкой разрешенной зоны однородного материала на ряд более узких разрешенных и запрещенных минизон. В этом случае мы имеем дело с квантовыми СР в отличие от классических СР, когда период дополнительного потенциала гораздо больше характерных длин, и его воздействие приводит к возникновению разрешенных и запрещенных зон в спектре энергии волн, распространяющихся по образцу [1]. В нашей работе рассматривается квантовая СР.

При выполнении условий  $\hbar\omega < \Delta_g$ ,  $\hbar v \ll \Delta_g$  ( $\Delta_g$  — ширина запрещенной минизоны,  $v^{-1}$  — среднее время релаксации электронов) задачу можно решать в одноминиционном приближении. Энергия электрона в этой мини зоне определяется соотношением

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_{\perp}^2}{2m} + \frac{\Delta}{2} \left( 1 - \cos \left( \frac{p_z d}{\hbar} \right) \right). \quad (1)$$

Собственные волновые функции невозмущенного гамильтониана являются функциями Блоха, причем максимальное значение импульса на границе первой мини-зоны Бриллюэна для движения вдоль оси СР  $|p_{z \max}| = \frac{\pi \hbar}{a}$  меньше аналогичного значения для поперечного направления в  $(d/d_0)$  раз, где  $d_0$  — период основного кристаллического потенциала.

Пусть на СР действует плоская бихроматическая ЭМВ, распространяющаяся перпендикулярно оси СР, а вектор напряженности электрического поля параллелен ей. Распространение ЭМВ описывается уравнением Даламбера. Пренебрегая обратным влиянием поля движущихся под воздействием волны электронов на саму волну, векторный потенциал будет определяться решением

$$A_z = A_1 \cos(\omega_1 t - \tau_1 x) + A_2 \cos(\omega_2 t - \tau_2 x + \phi), \quad (2)$$

где  $A_z$  — вектор-потенциал ЭМВ,  $\tau_{1,2}$  — волновые вектора ЭМВ,  $\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$ ,  $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$ .

В случае, когда энергия фотона  $\hbar\omega$  или энергия  $\hbar\Omega_{st} = eEd$  ( $\Omega_{st}$  — штарковская частота,  $E$  — амплитуда электрического поля ЭМВ) становится сравнимой с шириной мини-зоны проводимости, необходим квантовый подход к описанию процессов взаимодействия. При выполнении условия  $\frac{eEd}{\hbar\omega} \geq 1$  необходимо учитывать многофотонный характер внутризонного поглощения ЭМВ в СР. В случае непараболического зонного спектра метод эффективного гамильтониана взаимодействия электронов с фотонами позволяет учитывать и многофотонные процессы. В рамках второго порядка теории возмущений (по электрон-фотонному и электрон-фононному взаимодействиям) удастся найти вероятность многофотонного электронного перехода в зоне проводимости из состояния  $\mathbf{k}$  в состояние  $\mathbf{k}'$  с одновременным поглощением фотонов и поглощением (испусканием) фонона. Внутриминизонное поглощение ЭМВ, поляризованной вдоль оси СР, возможно только при учете процессов рассеяния электронов с передачей импульса каким-либо возбуждениям, к числу которых как раз и относятся фононы. В случае поляризации волны перпендикулярно оси СР наблюдается обычное поглощение свободными носителями (гамильтониан электрон-фотонного взаимодействия в этом случае позволяет учесть одно или двухфотонные процессы). Это говорит об анизотропии внутризонного поглощения излучения в СР. Учет импульса фотонов в процессе их поглощения приводит к возникновению тока увлечения. В квазиклассическом приближении этот эффект можно объяснить учетом влияния силы Лоренца на электроны в процессе распространения электромагнитной волны [8].

## Определение вероятности перехода и плотности тока увлечения

Эффективный гамильтониан взаимодействия ЭМВ с электроном в минизоне проводимости для одномерной

СР опишем посредством векторного потенциала

$$\hat{H}_1 = \varepsilon \left( \hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(t) \right) - \varepsilon(\hat{\mathbf{p}}), \quad (3)$$

где спектр энергии электронов  $\varepsilon(\mathbf{p}')$  определяется соотношением (1),  $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$  — квазиимпульс,  $\hat{\mathbf{p}} = -\hbar\nabla$ . Разность гамильтониана электрона в поле ЭМВ и без поля определяет возмущение квантовой системы, связанное с действием ЭМВ. Гамильтониан взаимодействия электрона с акустическими колебаниями решетки возьмем в виде

$$\hat{H}_2 = i \sum_{\mathbf{q}, \alpha} \left( B_{\mathbf{q}, \alpha} \exp(i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega_q t)) b_{\mathbf{q}, \alpha} - B_{\mathbf{q}, \alpha}^* \exp(-i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega_q t)) b_{\mathbf{q}, \alpha}^+ \right), \quad (4)$$

где  $b_{\mathbf{q}}(b_{\mathbf{q}}^+)$  — операторы уничтожения (рождения) фононов,  $\mathbf{q}$  — волновой вектор фонона,  $B_{\mathbf{q}, \alpha} = (\hbar/(2\rho\omega_q V))^{1/2} q \Xi_{\alpha}$ ,  $\Xi_{\alpha}$  — константа деформационного потенциала,  $\alpha$  — номер ветви колебаний решетки,  $\rho$  — плотность,  $V$  — объем кристалла (здесь мы пренебрегаем анизотропностью СР).

С учетом особенностей векторного потенциала электромагнитного поля (2) и вида эффективного гамильтониана взаимодействия (3) для электромагнитной волны, поляризованной вдоль оси сверхрешетки, получаем

$$\begin{aligned} \hat{H}_1 = & \frac{\Delta}{2} \cos\left(\frac{\hat{\mathbf{p}}_z d}{\hbar}\right) \sum_{m_1, m_2 = -\infty}^{\infty} \left\{ \left( \frac{\delta_{0, 2m_1} \delta_{0, 2m_2}}{J_0(a_1) J_0(a_2)} - (-1)^{m_1 + m_2} \right) \right. \\ & \times J_{2m_1}(a_1) J_{2m_2}(a_2) e^{i2(m_1\varphi_1 + m_2(\varphi_2 + \varphi))} + (-1)^{m_1 + m_2} \\ & \left. \times J_{2m_1+1}(a_1) J_{2m_2+1}(a_2) e^{i((2m_1+1)\varphi_1 + (2m_2+1)(\varphi_2 + \varphi))} \right\} \\ & + \frac{\Delta}{2} \sin\left(\frac{\hat{\mathbf{p}}_z d}{\hbar}\right) \sum_{m_1, m_2 = -\infty}^{\infty} (-1)^{m_1 + m_2} \\ & \times \left\{ J_{2m_1}(a_1) J_{2m_2+1}(a_2) e^{-i((2m_1)\varphi_1 + (2m_2+1)(\varphi_2 + \varphi))} \right. \\ & \left. + J_{2m_1+1}(a_1) J_{2m_2}(a_2) e^{-i((2m_1+1)\varphi_1 + (2m_2)(\varphi_2 + \varphi))} \right\}. \quad (5) \end{aligned}$$

Здесь  $J_m(a)$  — функция Бесселя  $m$ -го порядка,  $\varphi_{1(2)} = \omega_{1(2)}t - \tau_{1(2)}x$ ,

$$a_{1(2)} = \frac{eA_{1(2)}d}{c\hbar} = \frac{eE_{1(2)}d}{\hbar\omega_{1(2)}}. \quad (6)$$

Во втором порядке теории возмущений для вероятности электронного перехода в зоне проводимости из состояния  $\mathbf{k}$  в состояние  $\mathbf{k}'$  с одновременным поглощением  $m_1$  фотонов частоты  $\omega_1$  и  $m_2$  фотонов частоты  $\omega_2$  и поглощением (испусканием) фонона получаем следу-

общее выражение:

$$\begin{aligned}
w_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} = & \frac{2\pi B_q^2}{\hbar^4} N_{\mathbf{k}}(1 - N_{\mathbf{k}'}) \sum_{m_1, m_2=1}^{\infty} \left\{ C_{m_1, m_2}^2(k_z + q_z) \right. \\
& \times \frac{\delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k} + \mathbf{q} - m_1 \boldsymbol{\tau}_1 - m_2 \boldsymbol{\tau}_2}}{(\omega_{\mathbf{k} + \mathbf{q}, \mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{q}})^2} n_q \cdot \delta(\omega_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} - m_1 \omega_1 - m_2 \omega_2 - \omega_{\mathbf{q}}) \\
& + C_{m_1, m_2}^2(k_z - q_z) \frac{\delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k} - \mathbf{q} - m_1 \boldsymbol{\tau}_1 - m_2 \boldsymbol{\tau}_2}}{(\omega_{\mathbf{k} - \mathbf{q}, \mathbf{k}} + \omega_{\mathbf{q}})^2} (n_q + 1) \\
& \times \delta(\omega_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} - m_1 \omega_1 - m_2 \omega_2 + \omega_{\mathbf{q}}) + C_{m_1, m_2}^2(k_z) \\
& \times \frac{\delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k} + \mathbf{q} - m_1 \boldsymbol{\tau}_1 - m_2 \boldsymbol{\tau}_2}}{(\omega_{\mathbf{k} - m_1 \boldsymbol{\tau}_1 - m_2 \boldsymbol{\tau}_2, \mathbf{k}} - m_1 \omega_1 - m_2 \omega_2)^2} n_q \\
& \times \delta(\omega_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} - m_1 \omega_1 - m_2 \omega_2 - \omega_{\mathbf{q}}) + C_{m_1, m_2}^2(k_z) \\
& \times \frac{\delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k} + \mathbf{q} - m_1 \boldsymbol{\tau}_1 - m_2 \boldsymbol{\tau}_2}}{(\omega_{\mathbf{k} - m_1 \boldsymbol{\tau}_1 - m_2 \boldsymbol{\tau}_2, \mathbf{k}} + m_1 \omega_1 + m_2 \omega_2)^2} (n_q + 1) \\
& \left. \times \delta(\omega_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} - m_1 \omega_1 - m_2 \omega_2 + \omega_{\mathbf{q}}) \right\}, \quad (7)
\end{aligned}$$

где  $\omega_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = (\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}'})/\hbar$ ,

$$C_{2m_1, 2m_2+1}(k_z) = (-1)^{m_1+m_2} \frac{\Delta}{2} J_{2m_1}(a) J_{2m_2+1}(a) \sin(k_z d),$$

$$C_{2m_1+1, 2m_2}(k_z) = (-1)^{m_1+m_2} \frac{\Delta}{2} J_{2m_1+1}(a) J_{2m_2}(a) \sin(k_z d),$$

$$\begin{aligned}
C_{2m_1, 2m_2}(k_z) = & \frac{\Delta}{2} ((\delta_{0, 2m_1} \delta_{0, 2m_2} / (J_0(a_1) J_0(a_2))) \\
& - (-1)^{m_1+m_2}) J_{2m_1}(a) J_{2m_2}(a) \cos(k_z d),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_{2m_1+1, 2m_2+1}(k_z) = & \frac{\Delta}{2} (-1)^{m_1+m_2} J_{2m_1+1}(a) \\
& \times J_{2m_2+1}(a) \cos(k_z d),
\end{aligned}$$

где  $n_q$  и  $n_{\mathbf{k}}$  — числа заполнения фононов и электронов, символы Кронекера и  $\delta$ -функции выражают законы сохранения квазиимпульса и энергии при переходах. Как видно из выражения (7) для вероятности перехода  $w_{\mathbf{k}', \mathbf{k}}$ , в нем учтены многофотонные процессы, причем мы не пренебрегаем импульсами фотонов, учет которых в нашем случае и приводит к эффекту увлечения. Важную роль в перераспределении энергии по степеням свободы электронов играет их рассеяние на фононах, в частности, электрон-фононное взаимодействие не только открывает возможность внутриминзонного поглощения излучения, но и позволяет идти процессам через промежуточное виртуальное состояние при поглощении фотонов, суммарная энергия которых больше, чем ширина первой разрешенной мини-зоны.

Ток увлечения определим, как и в работе [9], но в приближении постоянного времени релаксации

$$j_x = -e \frac{\hbar v^{-1}}{\mu V} \sum_{\mathbf{k}', \mathbf{k}, \mathbf{q}} k'_x w_{\mathbf{k}', \mathbf{k}}, \quad (8)$$

где  $v^{-1}$  — среднее время релаксации,  $\mu$  — эффективная масса электрона в направлении распространения ЭМВ.

Здесь мы не учитываем вынужденного испускания фотонов, полагая, что при  $\hbar\omega > k_0 T$  вероятность таких переходов в  $\exp(-\hbar\omega/(k_0 T))$  раз меньше вероятности с их поглощением.

В случае температуры, удовлетворяющей условию  $k_0 T \gg \hbar\omega_q$ , учитывая, что  $n_q = k_0 T / (\hbar\omega_q)$ ,  $N_{\mathbf{k}} = (1/Z) \exp(-\varepsilon(\mathbf{k})/(k_0 T))$  (где  $Z$  — статистическая сумма,  $k_0$  — постоянная Больцмана), при выполнении неравенства  $\omega_{1(2)} \gg \omega_q$  получаем зависимость для тока увлечения

$$\begin{aligned}
j_x = & g \sum_{m_1, m_2=1}^{\infty} \frac{(m_1 + m_2 \gamma_{\tau})}{(m_1 + m_2 \gamma)^2} \int (C_{m_1, m_2}^2(\xi_z) + C_{m_1, m_2}^2(k_z)) \\
& \times \exp \left\{ \frac{\Delta}{2k_0 T} \left[ \cos(k_z d) - \frac{2}{\Delta} \eta \Theta(\eta) \right] \right\} dk_z d \xi_z, \quad (9)
\end{aligned}$$

где

$$\eta = \frac{\Delta}{2} (\cos(k_z d) - \cos(\xi_z d)) - m_1 \hbar \omega_1 - m_2 \hbar \omega_2,$$

$$\gamma_{\tau} = \tau_2 / \tau_1, \quad \gamma = \omega_2 / \omega_1, \quad \xi = \mathbf{k} \pm \mathbf{q},$$

$\Theta(\eta)$  — ступенчатая функция ( $\Theta(\eta) = 0$  при  $\eta < 0$ ,  $\Theta(\eta) = 1$  при  $\eta \geq 0$ ),

$$g = j_0 \frac{V \mu k_0 T d}{2\pi^3 \hbar^2 \Delta^2 Z}.$$

Рассмотрение случая  $\hbar\omega \geq \Delta$ , при котором часть энергии фотонов переходит в поперечное оси СР движение электронов, позволяет получить более простое выражение для плотности тока увлечения

$$\begin{aligned}
\frac{j_x}{j_0} = & \frac{1}{2} \left( \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} J_m^2(a_1) J_0^2(a_2) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\gamma_{\tau} J_0^2(a_1) J_m^2(a_2)}{m \gamma^2} \right. \\
& + \sum_{m_1, m_2=1}^{\infty} \frac{m_1 + m_2 \gamma_{\tau}}{(m_1 + m_2 \gamma)^2} J_{m_1}^2(a_1) J_{m_2}^2(a_2) \left. \right) + \frac{I_1(b)}{b I_0(b)} \\
& \times \left( \sum_{m_1=0, m_2=1}^{\infty} \frac{2m_1 + (2m_2 - 1) \gamma_{\tau}}{(2m_1 + (2m_2 - 1) \gamma)^2} J_{2m_1}^2(a_1) J_{2m_2-1}^2(a_2) \right. \\
& + \sum_{m_1=1, m_2=0}^{\infty} \frac{(2m_1 - 1) + 2m_2 \gamma_{\tau}}{((2m_1 - 1) + 2m_2 \gamma)^2} \\
& \times J_{2m_1-1}^2(a_1) J_{2m_2}^2(a_2) \left. \right) + \left( 1 - \frac{I_1(b)}{b I_0(b)} \right) \\
& \times \left( \sum_{m=1}^{\infty} \frac{J_{2m}^2(a_1) J_0^2(a_2)}{2m} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\gamma_{\tau} J_0^2(a_1) J_{2m}^2(a_2)}{2m \gamma^2} \right. \\
& + \sum_{m_1, m_2=1}^{\infty} \frac{m_1 + m_2 \gamma_{\tau}}{2(m_1 + m_2 \gamma)^2} J_{2m_1}^2(a_1) J_{2m_2}^2(a_2) \left. \right) \\
& + \sum_{m_1, m_2=1}^{\infty} \frac{2m_1 - 1 + (2m_2 - 1) \gamma_{\tau}}{(2m_1 - 1 + (2m_2 - 1) \gamma)^2} J_{2m_1-1}^2(a_1) J_{2m_2-1}^2(a_2), \quad (10)
\end{aligned}$$

где

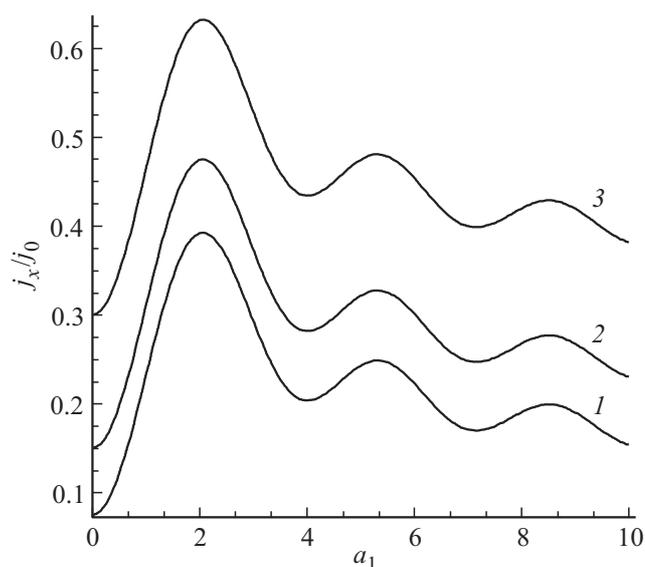
$$j_0 = -\frac{e v^{-1} \tau_1 k_0 T \Xi^2 n_0 \Delta^2}{4 \hbar^4 \rho \omega_1^2 v^2 d},$$

$n_0$  — концентрация электронов в зоне проводимости,  $I_s(b)$  — функция Бесселя порядка  $s$  от мнимого аргумента,  $b = \Delta/(2k_0T)$ . При выводе формулы (10) учтено, что при интегрировании по зоне Бриллюэна для составляющей квазиимпульса вдоль оси сверхрешетки получаются следующие интегралы:

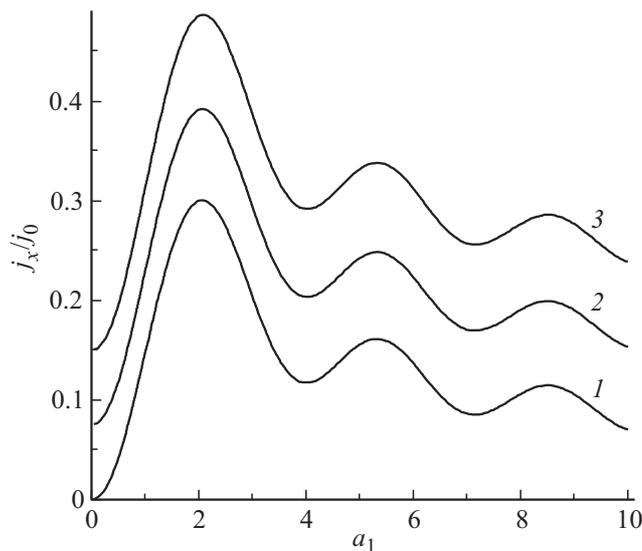
$$\int_{-\pi/d}^{\pi/d} \cos^2(k_z d) \exp\left(\frac{\Delta}{2k_0T} \cos(k_z d)\right) dk_z = \frac{2\pi}{d} \left( I_0(b) - \frac{I_1(b)}{b} \right),$$

$$\int_{-\pi/d}^{\pi/d} \sin^2(k_z d) \exp\left(\frac{\Delta}{2k_0T} \cos(k_z d)\right) dk_z = \frac{2\pi I_1(b)}{bd}.$$

Численный анализ тока увлечения показывает, что, достигнув максимума с ростом  $a_1$  и фиксированным  $a_2$ , ток увлечения убывает, осциллируя. Осцилляции тока увлечения с ростом  $a_1, a_2$  вызваны непараболическим характером спектра энергии и узостью минизоны. У электронов, находящихся у потолка минизоны, составляющая скорости  $v_z$  обращается в нуль, а вторая производная энергии по квазиимпульсу  $k_z$  вдоль оси сверхрешетки становится отрицательной для  $|k_z| > \pi/2d$ . При  $a_1, a_2 > 1$  поглощение ЭМВ носит многофотонный характер. Для сверхрешетки с периодом  $d = 10^{-6}$  см и  $\hbar\omega_1 = 10^{-2}$  эВ многофотонность нужно учитывать при значении напряженности электрического поля волны  $E > 10^4$  В · см<sup>-1</sup>. Выводы квантовой теории должны быть приняты во внимание при использовании сверхрешетки для детектирования электромагнитных волн. На рис. 1 приведены графики зависимости



**Рис. 1.** Зависимость тока увлечения  $j_x/j_0$  от  $a_1 = \frac{eE_1 d}{\hbar\omega_1}$  при значении  $\gamma_\tau = \gamma = 2$  и  $a_2 = \frac{eE_2 d}{\hbar\omega_2}$ , равном соответственно 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2.



**Рис. 2.** Зависимость тока увлечения  $j_x/j_0$  от  $a_1 = \frac{eE_1 d}{\hbar\omega_1}$  при значении  $a_2 = \frac{eE_2 d}{\hbar\omega_2} = 1$  и  $\gamma_\tau = \gamma$ , равном соответственно 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2.

$j_x/j_0$  от параметра  $a_1$  при  $T = 300$  К, фиксированном отношении частот  $\gamma_\tau = \gamma = \omega_2/\omega_1 = 2$  и разных  $a_2$ , плотность тока больше для случая с большей амплитудой поля второй гармоники. На рис. 2 приведены графики зависимости  $j_x/j_0$  от параметра  $a_1$  при фиксированном поле второй гармоники  $a_2 = 1$ , при разных отношениях частот  $\gamma_\tau = \gamma = \omega_2/\omega_1$ , плотность тока больше для меньших частот второй гармоники. Оценим величину тока увлечения при следующих значениях параметров:  $\Delta = 10^{-2}$  эВ,  $\hbar\omega_1 = 2 \cdot 10^{-2}$  эВ,  $\Xi = 10$  эВ,  $\tau = 2000$  см<sup>-1</sup>,  $v^{-1} = 10^{-11}$  с,  $n_0 = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. В результате получим  $j_0 = 10$  А · см<sup>-2</sup>.

### Заключение

Использование метода эффективного гамильтониана электрон-фотонного взаимодействия позволяет учесть многофотонный характер внутриминизонного поглощения электромагнитной волны при рассеянии на фононах. Учет импульса фотонов в процессе поглощения приводит к эффекту увлечения носителей заряда в направлении распространения волны, тогда как поглощение энергии происходит при переходах вдоль оси сверхрешетки, в направлении вектора напряженности электрического поля волны. Многофотонность в нашем случае нужно учитывать при значениях параметра  $a_{1(2)} = \frac{eE_{1(2)} d}{\hbar\omega_{1(2)}} > 1$ . Достигнув максимума, ток увлечения начинает уменьшаться, осциллируя по величине. В квазиклассическом же приближении с увеличением поля  $E$  электроны почти равномерно распределяются в пределах минизоны, что приводит ток увлечения к насыщению [8]. Уменьшение вероятности ионизации при определенных частотах с ростом напряженности электрического поля электромагнитной волны называется эффектом стабилизации

ионизации [10,11]. Теория нелинейной ионизации находит широкое применение как для атомов, так и для твердых тел [12]. В работе [13] исследована задача для двухчастотного излучения, актуальная, например, при генерации второй гармоники. Эффект увлечения при внутриминизонном поглощении электромагнитной волны может быть использован в качестве основы для создания свето-электронного преобразователя. Учет поля второй гармоники приводит к росту тока увлечения, как показывает анализ графиков.

## Список литературы

- [1] *Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П.* Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с.
- [2] *Vjazovsky M.V., Syrodoyev G.A.* // Radiophys. Quant. Electron. 2001. Vol. 44. N 8. P. 668.
- [3] *Завьялов Д.В., Конченко В.И., Крючков С.В.* // ФТП. 2012. Т. 46. № 1. С. 113.
- [4] *Шорохов А.В., Хвастунов Н.Н., Хьярт Т., Алексеев К.Н.* // ЖЭТФ. 2010. Т. 138. № 5(11). С. 930.
- [5] *Менса С., Шмелев Г.М., Эпштейн Э.М.* // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 6. С. 112.
- [6] *Левинсон И.Б., Ясевицуте Я.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 5. С. 1902.
- [7] *Seeger K.* // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. P. 82.
- [8] *Игнатов А.А.* // ФТТ. 1980. Т. 22. № 11. С. 3319.
- [9] *Ганичев С.Д., Емельянов С.А., Ивченко Е.Л., Перлин Е.Ю., Терентьев Я.В., Федоров А.В., Ярошецкий И.Д.* // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 4(10). С. 1233.
- [10] *Делоне Н.Б., Крайнов В.П.* // УФН. 1995. Т. 165. № 11. С. 1295.
- [11] *Попов В.С.* // УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 921.
- [12] *Карнаков Б.М., Мур В.Д., Попруженко С.В., Попов В.С.* // УФН. 2015. Т. 185. № 1. С. 3.
- [13] *Багулов Д.С., Котельников И.А.* // ЖЭТФ. 2013. Т. 143. № 1. С. 26.