

Радиоэлектрический эффект в сверхрешетке в режиме эллиптически поляризованной электромагнитной волны

© С.В. Крючков, Е.И. Кухарь, Е.С. Сивашова

Волгоградский государственный педагогический университет,
400131 Волгоград, Россия

E-mail: sed@fizmat.vspu.ru

(Поступила в Редакцию 15 октября 2007 г.)

Рассчитана плотность тока увлечения носителей заряда сверхрешетки эллиптически поляризованной электромагнитной волной. Исследованы два случая взаимной ориентации вектора Умова–Пойтинга и оси сверхрешетки: параллельная и перпендикулярная ориентации. В случае параллельной ориентации показана возможность смены знака радиоэлектрического эффекта. Изучено влияние продольного постоянного электрического поля на радиоэлектрический эффект в режиме электромагнитной волны, поляризованной по кругу, распространяющейся вдоль оси сверхрешетки. Исследована зависимость плотности тока от напряженности электрического поля и от интенсивности электромагнитной волны. Показано, что электрический ток меняет направление при определенных значениях напряженности постоянного поля и интенсивности волны.

Работа поддержана грантом РФФИ и государственным грантом администрации Волгоградской области.

PACS: 72.30.+q, 73.21.Cd, 78.67.-n

1. Введение

Возможность использования радиоэлектрического эффекта (РЭЭ) — эффекта увлечения носителей тока электромагнитными (ЭМ) волнами — для детектирования мощного ЭМ-излучения [1,2], а также для диагностики кинетических свойств полупроводников [3,4] вызывает повышенный интерес к изучению этого явления. В полупроводниковых сверхрешетках (СР), характеризующихся сильной непараболическостью энергетического спектра, РЭЭ обладает рядом специфических особенностей [5–14]. Основное отличие РЭЭ в полупроводниковых СР от РЭЭ в однородных полупроводниках заключается в нелинейной зависимости тока увлечения от интенсивности ЭМ-волны. В последнее время [15,16] были отмечены новые особенности РЭЭ, которые должны наблюдаться в условиях воздействия на СР сильного электрического поля. В частности, в [15,16] предсказан эффект смены знака РЭЭ при достаточно большой напряженности постоянного электрического поля.

В настоящей работе исследовано увлечение носителей заряда полупроводниковой СР эллиптически поляризованной ЭМ-волной. Будет показано, что смена знака РЭЭ в данной ситуации возможна и в отсутствие постоянного электрического поля.

Рассмотрим СР, периодичную вдоль оси Oz с периодом d . Будем считать движение электронов поперек оси СР почти свободным и описывать методом изотропной эффективной массы m , а движение электронов вдоль оси СР описывать методом сильной связи так, что зависимость энергии электрона от его квазиимпульса \mathbf{p}

имеет вид

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

где Δ — полуширина минизоны. Считаем, что выполняются условия, позволяющие решать задачу квазиклассически в одноминизонном приближении: $\hbar\omega \ll 2\Delta$, $\hbar\omega < \varepsilon_g$, где ε_g — ширина запрещенной минизоны, ω — частота ЭМ-волны. В дальнейшем изучено два случая взаимной ориентации вектора Умова–Пойтинга и оси СР: параллельную и перпендикулярную ориентацию их направлений.

2. Вектор Умова–Пойтинга направлен вдоль оси СР

2.1. Увлечение эллиптически поляризованной волной в отсутствие дополнительного постоянного электрического поля. Поле эллиптически поляризованной ЭМ-волны задается следующими уравнениями:

$$E_x = E_0 \cos \omega t, \quad E_y = E_0 \cos(\omega t + \varphi),$$

$$H_x = -E_y, \quad H_y = E_x, \quad (2)$$

где случай $\varphi = \pi n$ соответствует линейно поляризованной волне, случай $\varphi = \pi(2n + 1)/2$ — волне; поляризованной по кругу, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Пусть ЭМ-волна распространяется в положительном направлении вдоль оси Oz . Скорость электрона определяется выражением

$\mathbf{V}(\mathbf{p}) = \partial \varepsilon / \partial \mathbf{p}$. Плотность тока увлечения рассчитывается по следующей формуле:

$$j_z = -e \sum_{\mathbf{p}} V_z(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}, t), \quad (3)$$

где $V_z = (\Delta d / \hbar) \sin(p_z d / \hbar)$. Неравновесная функция распределения $f(\mathbf{p}, t)$ учитывает воздействие электрических и магнитных полей на электронную подсистему и определяется уравнением Больцмана. Будем считать, что действие электрического поля и ЭМ-волны не приводит к пространственной неоднородности функции распределения, т.е. $\partial f / \partial \mathbf{r} = 0$. Это приближение справедливо, когда длина волны много больше длины свободного пробега электрона в кристалле. В дальнейшем интеграл столкновений рассмотрим в простейшем модельном виде, соответствующем приближению постоянного времени релаксации τ

$$\frac{\partial f}{\partial t} - e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V}, \mathbf{H}] \right) \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = -\frac{f - f_0}{\tau}. \quad (4)$$

Решением уравнения (4) является функция

$$f(\mathbf{p}, t) = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) f_0(\mathbf{p}'(t'), \mathbf{p}, t) dt', \quad (5)$$

где $f_0(\mathbf{p})$ — равновесная функция распределения, $\mathbf{p}'(t', \mathbf{p}, t)$ — решение классического уравнения движения электрона

$$\frac{d\mathbf{p}'}{dt'} = -e\mathbf{E}(t') - \frac{e}{c} [\mathbf{V}'(t'), \mathbf{H}(t')] \quad (6)$$

с начальным условием $\mathbf{p}'(t' = t, \mathbf{p}, t) = \mathbf{p}$.

Для электронов, движущихся в кристалле под действием внешних полей, выполняется условие $|V_z|/c \ll 1$. Данное условие эквивалентно неравенству $\gamma \equiv \Delta d / c \hbar \ll 1$, поскольку $|V_z| \leq \Delta d \hbar$. Например, для $\Delta = 0.05$ eV и $d = 10^{-6}$ см $\gamma \approx 10^{-3}$. Решая уравнение (6) итерациями по $|V_z|/c$ и считая электронный газ невырожденным с температурой θ , находим следующее выражение для плотности тока j_z :

$$j_z(t) = -\frac{n_0 e \Delta d}{\hbar \tau} \frac{I_1(\Delta/\theta)}{I_0(\Delta/\theta)} \times \int_{-\infty}^t dt' \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) \sin\left(\frac{e^2 d}{2mc^3 \hbar} (\mathbf{A}(t) - \mathbf{A}(t'))^2\right) \times \exp\left(-\frac{e^2 d^2 \theta}{2mc^4 \hbar^2} (\mathbf{A}(t) - \mathbf{A}(t'))^2\right), \quad (7)$$

где $\mathbf{A}(t)$ — векторный потенциал ЭМ-поля волны, n_0 — концентрация свободных носителей заряда в минизоне, $I_n(x)$ — модифицированная функция Бесселя n -го порядка. Введем обозначения $j_0 = n_0 e \Delta d / \hbar$, $I_0 = mc^2 \hbar \omega^2 / 2\pi e^2 d$, $u = I / I_0$, $\beta = \gamma u \theta / \Delta$, $I = (c / 4\pi) E_0^2$ —

интенсивность ЭМ-волны. Полагая $\theta \ll \Delta$ и $\beta \ll 1$, получим следующее выражение для плотности тока:

$$j_z(t) = j_0 \operatorname{Im} F(t), \quad (8)$$

где

$$F(t) = e^{-i2u} \sum_{n,m,k,l} J_n(u \cos \varphi) J_m(u \cos \varphi) J_k(2u) \times J_l(2u \cos \varphi) \frac{i^{n+m+k-l} e^{i(n+m+l)(2\omega t + \varphi)}}{1 + i(2m - k + l)\omega \tau}. \quad (9)$$

Усредняя по периоду ЭМ-волны, находим среднюю плотность тока

$$\langle j_z \rangle = -j_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_n(u \cos \varphi) J_m(u \cos \varphi) \times J_{n+m}(2u \cos \varphi) J_k(2u) \times \frac{\sin(2u - k\pi/2) + (m - n + k)\omega \tau \cos(2u - k\pi/2)}{1 + (m - n + k)^2 \omega^2 \tau^2}. \quad (10)$$

Отметим, что плотность тока (10) не зависит от знака $\cos \varphi$ и периодична по φ с периодом π . В случае линейно поляризованной ЭМ-волны ($\varphi = \pi n$) (10) переходит в известное выражение (8). Можно показать, что плотность тока увлечения волной (8), поляризованной по кругу ($\varphi = \pi(2n + 1)/2$), не зависит от времени. В результате в случае ЭМ-волны, поляризованной по кругу, получаем следующее выражение для плотности тока увлечения:

$$j_z = -j_0 J_0(2u) \sin 2u - 2j_0 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_k(2u) \sin(2u - k\pi/2)}{1 + k^2 \omega^2 \tau^2}. \quad (11)$$

В пределе высокочастотного поля и редких столкновений ($\omega \tau \gg 1$) плотность тока (11) принимает вид

$$j_z = -j_0 J_0(2u) \sin 2u - \frac{2j_0}{\omega^2 \tau^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2} J_k(2u) \sin(2u - k\pi/2). \quad (12)$$

В бесстолкновительном режиме ($\tau = \infty$) плотность тока для круговой поляризации определяется следующим выражением:

$$j_z = -j_0 J_0(2u) \sin 2u. \quad (13)$$

Зависимость плотности тока от интенсивности волны, построенная по формуле (10), показана на рис. 1. Видно, что плотность тока является осциллирующей функцией интенсивности ЭМ-волны. На графике рис. 1 также можно видеть смену знака плотности тока и существование значений интенсивности ЭМ-волны, при которых ток течет в положительном направлении оси Oz . Такой

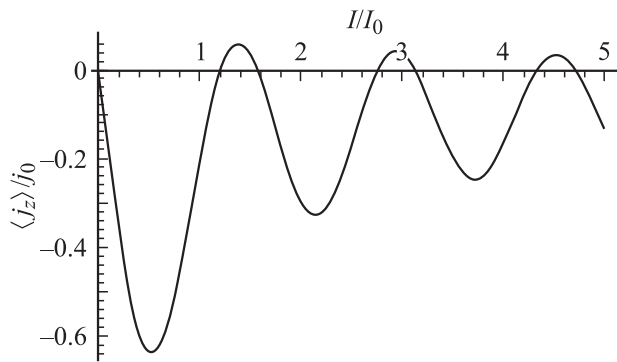


Рис. 1. Зависимость плотности радиоэлектрического тока от интенсивности волны, поляризованной по кругу. $\varphi = \pi/2$, $\omega\tau = 10$.

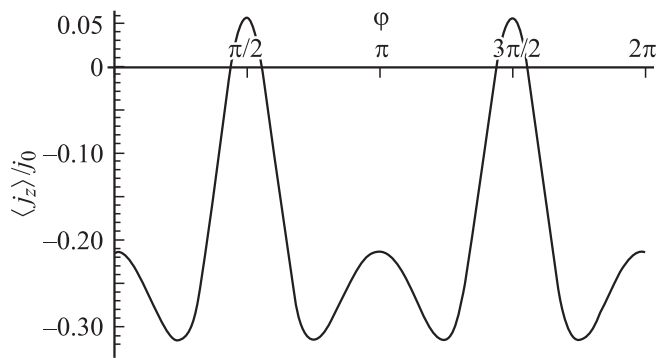


Рис. 2. Зависимость плотности радиоэлектрического тока от параметра φ . $I = 1.4I_0$, $\omega\tau = 10$.

ток соответствует увлечению электронов против вектора Умова–Пойтинга. Зависимость плотности тока от параметра φ для интенсивности $I = 1.4I_0$ показана на рис. 2. Из графика видно, что ток имеет положительное направление вблизи значений $\varphi = \pi(2n + 1)/2$, что соответствует волне, поляризованной по кругу. Причем для $\varphi = \pi(2n + 1)/2$ положительный ток достигает максимального значения.

Выражение (10) в линейном приближении по интенсивности волны ($I \ll I_0$) не зависит от параметра φ и переходит в следующую формулу:

$$\langle j_z \rangle = -\frac{4\pi n_0 e^3}{m_{\parallel} m c^2 \omega^2} \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} I, \quad (14)$$

где $m_{\parallel} = \hbar^2 / \Delta d^2$ — продольная эффективная масса электрона у дна минизоны. Таким образом, эффект смены знака радиоэлектрического тока — следствие непараболичности закона дисперсии (1) для кристаллов со СР.

2.2. Разогрев электронов, вызванный действием эллиптически поляризованной ЭМ-волны. Известно, что ЭМ-волна в кристалле с параболическим законом дисперсии увлекает электроны в направлении вектора Умова–Пойтинга. Эффект смены знака тока увлечения в кристалле со СР связан с тем, что действие ЭМ-волны приводит к перераспределению электронов по минизоне проводимости так, что их энергия продольного движения (усредненная по времени и по каноническому ансамблю) оказывается больше энергии, соответствующей середине минизоны. В этой области эффективная масса электрона отрицательна, поэтому его ускорение направлено против силы Лоренца. Действительно, средняя по ансамблю энергия продольного движения электронов равна

$$\varepsilon_{\parallel}(t) = \Delta \left(1 - \sum_{\mathbf{p}} \cos \frac{p_z d}{\hbar} f(\mathbf{p}, t) \right), \quad (15)$$

где $f(\mathbf{p}, t)$ — функция распределения, являющаяся решением уравнения Больцмана (4) и равная (5). Суммируя по квазиимпульсам \mathbf{p} в (15) и предполагая, что выполняются условия $\beta \ll 1$, $\gamma \ll 1$ и $\theta \ll \Delta$, находим

$$\varepsilon_{\parallel}(t) / \Delta = 1 - \text{Re } F(t), \quad (16)$$

где $F(t)$ — функция (9). Средняя по времени энергия может быть преобразована к виду

$$\begin{aligned} \frac{\langle \varepsilon_{\parallel} \rangle}{\Delta} &= 1 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_n(u \cos \varphi) J_m(u \cos \varphi) \\ &\times J_{n+m}(2u \cos \varphi) J_k(2u) \\ &\times \frac{\cos(2u - k\pi/2) + (m - n + k)\omega\tau \sin(2u - k\pi/2)}{1 + (m - n + k)^2 \omega^2 \tau^2}. \end{aligned} \quad (17)$$

На рис. 3 показана зависимость средней энергии продольного движения электронов ε_{\parallel} от интенсивности волны, построенная по формуле (17). Видно, что при определенных значениях интенсивности волны носители

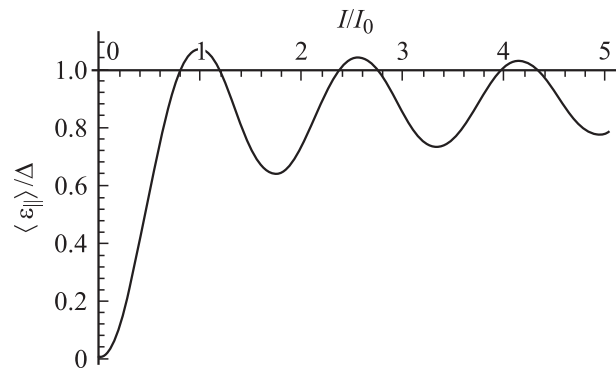


Рис. 3. Зависимость средней продольной энергии электронов от интенсивности ЭМ-волны, поляризованной по кругу. $\varphi = \pi/2$, $\omega\tau = 10$.

в среднем могут распределяться в области выше середины минизоны, там, где эффективная масса отрицательна. Строго говоря, области с отрицательной эффективной массой и области положительного тока полностью не совпадают. Это связано с тем, что для положительности среднего тока недостаточно, чтобы масса носителей в среднем была отрицательной. Необходимо также, чтобы средняя скорость дрейфа электронов с отрицательной эффективной массой была больше средней скорости электронов с положительной эффективной массой.

Сделаем численные оценки. При концентрации носителей $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ и типичных значениях параметров СР и ЭМ-волны $\Delta = 0.05 \text{ eV}$, $\theta = 0.001 \text{ eV}$, $\omega = 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $d = 10^{-6} \text{ cm}$, $m = 10^{-28} \text{ g}$, $\tau = 10^{-12} \text{ s}$, $I = 10^9 \text{ W/cm}^2$, $\varphi = \pi/2$ плотность электрического тока направлена в положительном направлении оси Oz и равна по абсолютной величине $\langle j_z \rangle = 0.05 \text{ A/mm}^2$. Отметим, что при выбранных численных значениях параметр β по порядку величины составляет 10^{-5} .

2.3. Влияние продольного постоянного поля на эффект увлечения ЭМ-волной, поляризованной по кругу. Пусть к СР, вдоль оси которой распространяется ЭМ-волна, поляризованная по кругу, приложено постоянное электрическое поле напряженностью $\mathbf{E}_{\parallel} = (0, 0, E_z)$. В этих условиях плотность тока вдоль оси СР, вычисленная по формуле (3), будет иметь вид

$$j_z(t) = -\frac{j_0}{\tau} \int_{-\infty}^t dt' \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) \times \sin(\omega_{\text{st}}(t' - t) + 2u - 2u \cos(\omega t - \omega t')), \quad (18)$$

где $\omega_{\text{st}} = edE_z/\hbar$. После интегрирования по переменной t' в (18) получим, что результирующая плотность тока не зависит от времени и имеет вид

$$j_z = -j_0 J_0(2u) \frac{\sin 2u - \omega_{\text{st}} \tau \cos 2u}{1 + \omega_{\text{st}}^2 \tau^2} - j_0 \sum_{k=1}^{\infty} J_k(2u) \times \left(\frac{\sin(2u - k\pi/2) - (\omega_{\text{st}} - k\omega)\tau \cos(2u - k\pi/2)}{1 + (\omega_{\text{st}} + k\omega)^2 \tau^2} + \frac{\sin(2u - k\pi/2) - (\omega_{\text{st}} + k\omega)\tau \cos(2u - k\pi/2)}{1 + (\omega_{\text{st}} - k\omega)^2 \tau^2} \right). \quad (19)$$

Отрицательные значения ω_{st} соответствуют отрицательным значениям проекции напряженности постоянного поля на ось Oz . На рис. 4 и 5 изображены зависимости плотности тока вдоль оси СР от интенсивности ЭМ-волны и от напряженности продольного электрического поля соответственно, построенные по формуле (19). Видно, что особенности этих зависимостей аналогичны тем, которые исследованы в [16] для линейно поляризованной волны. График зависимости плотности тока от напряженности постоянного электрического поля,

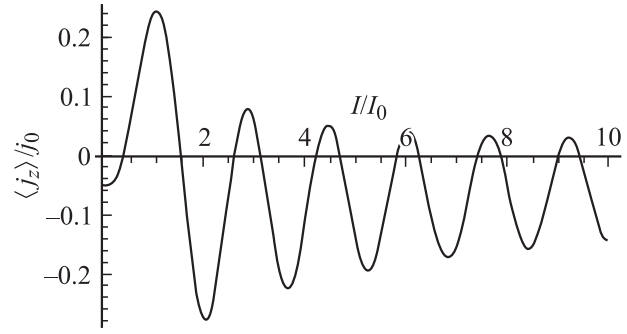


Рис. 4. Зависимость плотности тока вдоль оси СР от интенсивности ЭМ-волны, поляризованной по кругу. $E_z = -2\hbar\omega/ed$, $\omega\tau = 10$.

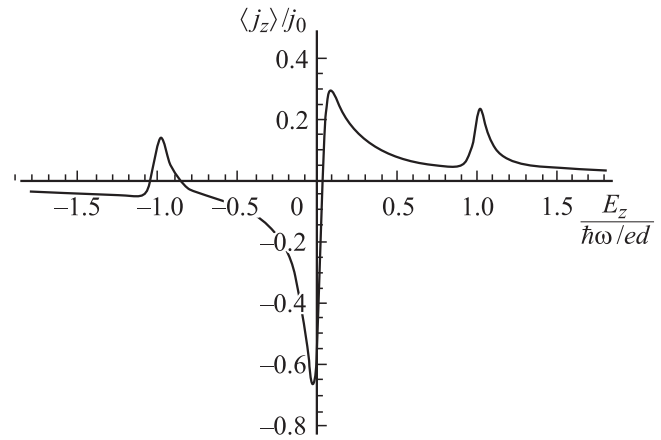


Рис. 5. Зависимость плотности тока от напряженности продольного электрического поля. $I = 0.2I_0$, $\omega\tau = 20$.

представленный на рис. 5, можно рассматривать как вольт-амперную характеристику (ВАХ) СР в условиях воздействия интенсивной ЭМ-волны, поляризованной по кругу. Видно, что ток испытывает резонансные всплески вблизи значений напряженности, удовлетворяющих условию

$$E_z = n \frac{\hbar\omega}{ed}, \quad (20)$$

где n — целое число. Это также видно непосредственно из формулы (19). Особенно четко резонансные всплески тока наблюдаются при $\omega\tau \gg 1$. В бесстолкновительном режиме ($\tau = \infty$) плотность тока вдоль оси СР (19) отлична от нуля тогда, когда выполняется условие (20). В этом случае (19) преобразуется к виду

$$j_z = -j_0 J_n(2u) \sin(2u - n\pi/2). \quad (21)$$

Отметим, что, так же как и в [16], в ВАХ СР, представленной на рис. 6, существуют области отрицательной дифференциальной проводимости и абсолютной отрицательной проводимости. Возможна такая ситуация, когда электрический ток индуцируется в направлении, противоположном направлению тока, индуцируемого

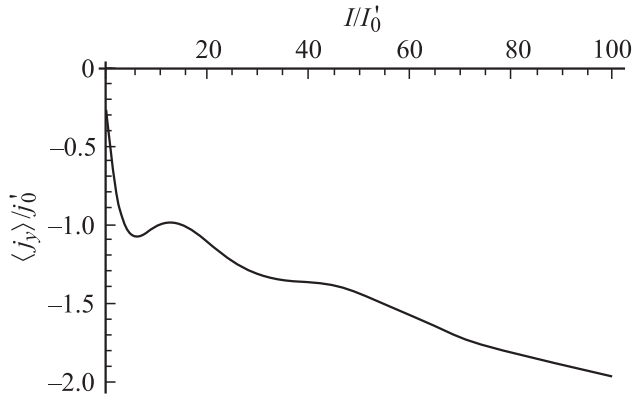


Рис. 6. Зависимость плотности тока увлечения ЭМ-волной, поляризованной по кругу, от интенсивности волны. $j_0' = n_0 e \Delta / mc$, $I_0' = c \hbar^2 \omega^2 / 4 \pi e^2 d^2$, $\omega \tau = 10$.

ЭМ-волной или постоянным полем по отдельности (на рис. 5 такой ток указан стрелкой). Такая особенность имеет место и для слабых ЭМ-волн ($I \ll I_0$). Плотность тока вдоль оси СР можно получить, раскладывая в ряд по интенсивности выражение (19) и ограничиваясь линейными по u слагаемыми. В результате получим следующую зависимость:

$$\frac{j_z}{j_0} = \frac{\omega_{st} \tau - 2u}{1 + \omega_{st}^2 \tau^2} + \frac{u}{1 + (\omega - \omega_{st})^2 \tau^2} + \frac{u}{1 + (\omega + \omega_{st})^2 \tau^2}. \quad (22)$$

Этот же результат получается путем решения уравнения Больцмана (4) итерациями по интенсивности ЭМ-волны.

3. Вектор Умова–Пойтинга перпендикулярен оси СР

В этой ситуации полупроводник со СР рассмотрим как оптически изотропную среду: диэлектрическая проницаемость одинакова во всех направлениях. Пусть СР по-прежнему периодична вдоль оси Oz и описывается законом дисперсии (1). Эллиптически поляризованная волна распространяется вдоль оси Oy и ее удобно задать не выражением (2), а следующими уравнениями:

$$E_x = \sqrt{2} E_0 \sin \left(\omega t + \frac{\varphi}{2} \right) \sin \frac{\varphi}{2}, \quad H_x = E_z,$$

$$E_z = \sqrt{2} E_0 \cos \left(\omega t + \frac{\varphi}{2} \right) \cos \frac{\varphi}{2}, \quad H_z = -E_x. \quad (23)$$

Случай $\varphi = 2\pi n$ соответствует ЭМ-волне, плоскость поляризации которой содержит ось СР; $\varphi = \pi(2n + 1)$ соответствует ЭМ-волне, плоскость поляризации которой перпендикулярна оси СР; $\varphi = \pi(2n + 1)/2$ соответствует ЭМ-волне, поляризованной по кругу. Радиоэлектрический ток рассчитывается по формуле

$$j_y = -\frac{e}{m} \sum_{\mathbf{p}} p_y f(\mathbf{p}, t). \quad (24)$$

Неравновесная функция распределения $f(\mathbf{p}, t)$ имеет вид (5). Подставляя поле ЭМ-волны (31) в (6), решая уравнение (6) итерациями по $|V_y|/c$ и учитывая, что $\theta \ll \Delta$, получим для среднего по периоду ЭМ-волны тока увлечения следующее выражение:

$$\begin{aligned} \langle j_y \rangle = & -\frac{n_0 e \Delta}{mc} \left[1 - J_0^2 \left(\frac{\sqrt{2} e d E_0}{\hbar \omega} \cos \frac{\varphi}{2} \right) \right. \\ & \left. - 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{1 + k^2 \omega^2 \tau^2} J_k^2 \left(\frac{\sqrt{2} e d E_0}{\hbar \omega} \cos \frac{\varphi}{2} \right) \right] \\ & - \frac{n_0 e^3 E_0^2}{m^2 c \omega^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}. \end{aligned} \quad (25)$$

В случае линейно поляризованной волны, плоскость поляризации которой содержит ось СР ($\varphi = 2\pi n$), получаем выражение

$$\begin{aligned} \langle j_y \rangle = & -\frac{n_0 e \Delta}{mc} \left[1 - J_0^2 \left(\frac{\sqrt{2} e d E_0}{\hbar \omega} \right) \right. \\ & \left. - 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{1 + k^2 \omega^2 \tau^2} J_k^2 \left(\frac{\sqrt{2} e d E_0}{\hbar \omega} \right) \right] \end{aligned} \quad (26)$$

которое совпадает с (15) в отсутствие постоянного поля. В случае слабой ЭМ-волны ($e d E_0 \ll \hbar \omega$) (25) переходит в следующее выражение:

$$\langle j_y \rangle = -\frac{4\pi n_0 e^3}{m c^2 \omega^2} \left(\frac{1}{m_{\parallel}} \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \cos^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{m} \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right) I. \quad (27)$$

При $\varphi = 2\pi n$ (27) совпадает с (14). В случае линейно поляризованной волны, плоскость поляризации которой перпендикулярна оси СР ($\varphi = \pi(2n + 1)$), получаем следующую формулу для тока увлечения:

$$\langle j_y \rangle = -\frac{4\pi n_0 e^3}{m^2 c^2 \omega^2} I. \quad (28)$$

Для ЭМ-волны, поляризованной по кругу ($\varphi = \pi(2n + 1)/2$), выражение (25) принимает вид

$$\begin{aligned} \langle j_y \rangle = & -\frac{n_0 e \Delta}{mc} \left[1 + \frac{m_{\parallel}}{2m} \left(\frac{e d E_0}{\hbar \omega} \right)^2 - J_0^2 \left(\frac{e d E_0}{\hbar \omega} \right) \right. \\ & \left. - 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{1 + k^2 \omega^2 \tau^2} J_k^2 \left(\frac{e d E_0}{\hbar \omega} \right) \right]. \end{aligned} \quad (29)$$

В случае высокочастотного излучения и редких столкновений ($\omega \tau \gg 1$) (29) переходит в следующее выражение:

$$\begin{aligned} \langle j_y \rangle = & -\frac{n_0 e \Delta}{mc} \left[1 + \frac{m_{\parallel}}{2m} \left(\frac{e d E_0}{\hbar \omega} \right)^2 - J_0^2 \left(\frac{e d E_0}{\hbar \omega} \right) \right. \\ & \left. - \frac{2}{\omega^2 \tau^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2} J_k^2 \left(\frac{e d E_0}{\hbar \omega} \right) \right]. \end{aligned} \quad (30)$$

В бесстолкновительном режиме $\tau = \infty$

$$\langle j_y \rangle = -\frac{n_0 e \Delta}{mc} \left[1 + \frac{m_{\parallel}}{2m} \left(\frac{edE_0}{\hbar\omega} \right)^2 - J_0^2 \left(\frac{edE_0}{\hbar\omega} \right) \right]. \quad (31)$$

Из формул (25)–(31) видно, что в случае, когда вектор Умова–Пойтинга перпендикулярен оси СР, знак радиоэлектрического тока сохраняется при любых значениях интенсивности ЭМ-волны и параметра φ . Зависимость плотности радиоэлектрического тока от интенсивности ЭМ-волны представлена на рис. 6 для случая $\varphi = \pi/2$. В заключение оценим отношение $|V_y|/c$. Из рис. 6 видно, что $\langle j_y \rangle \approx j'_0$, поэтому $|V_y| \approx j'_0/n_0 c$, где $j'_0 = n_0 e \Delta/mc$. Таким образом, $|V_y|/c \approx \Delta/mc^2$, что составляет по порядку величины $5 \cdot 10^{-7}$.

4. Заключение

Как видно из анализа выражений (10)–(13), для интенсивной ЭМ-волны, поляризованной эллиптически и распространяющейся вдоль оси СР, возможна смена знака РЭЭ и в отсутствие внешнего постоянного поля (рис. 1). Наиболее ярко этот эффект проявляется для ЭМ-волны, поляризованной по кругу (рис. 2). Он исчезает для линейно поляризованных волн. Связано это с тем, что проекция силы Лоренца на ось СР, действующая на электрон со стороны линейно поляризованной волны, является осциллирующей функцией времени. Проекция этой силы, действующей со стороны волны, поляризованной по кругу, так же как вектор Умова–Пойтинга и плотность тока, от времени не зависит, что приводит к более интенсивному разогреву электронов и перераспределению их внутри минизоны в те области, где эффективная масса отрицательна (рис. 3).

Отсутствие смены знака в случае перпендикулярности вектора Умова–Пойтинга и оси СР связано с тем, что ЭМ-волна увлекает электроны вдоль слоев СР. В данном направлении электроны описываются энергетическим спектром в приближении постоянной эффективной массы. Эффект становится возможным только при включении дополнительного интенсивного электрического поля [15,16].

Список литературы

- [1] H. Sigg, S. Graf, M.H. Kwakernaak, B. Margotte, D. Erni, P. Van Son, K. Kohler. *Superlattice Microstructures* **19**, 105 (1996).
- [2] M.F. Kimmitt, C.R. Pidgeon, D.A. Jaroszynski, R.J. Bakker, A.F.G. van der Meer, D. Oepts. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **13**, 1065 (1992).
- [3] A. Grinberg, S. Luryi. *Phys. Rev. B* **38**, 87 (1988).
- [4] S.D. Ganichev, H. Ketterl, E.V. Beregulin, W. Prettl. *Physica B* **272**, 464 (1999).
- [5] А.А. Игнатов. *ФТТ* **22**, 3319 (1980).
- [6] Э.М. Эпштейн. *Изв. вузов. Радиофизика* **24**, 514 (1981).
- [7] С.В. Крючков, А.И. Шаповалов. *Опт. и спектр.* **81**, 336 (1996).
- [8] М.В. Вязовский, С.В. Крючков, Г.А. Сыродоев. *ФТТ* **35**, 2829 (1993).
- [9] М.В. Вязовский, С.В. Крючков. *ФТП* **26**, 184 (1992).
- [10] F.T. Vasko. *Phys. Rev. B* **53**, 9576 (1996).
- [11] Xin Chen, O. Keller. *Phys. Stat. Sol. (b)* **212**, 359 (1999).
- [12] S. Graf, H. Sigg, K. Köhler, W. Bächtold. *Physica E* **7**, 200 (2000).
- [13] A. Vengurlekar, T. Ishihara. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 091 118-1-3 (2005).
- [14] V.A. Shalygin, H. Diehl, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herrle, S.A. Tarasenko, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev. *Письма в ЖЭТФ* **84**, 666 (2006).
- [15] Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, Е.С. Сивашова. *Письма в ЖТФ* **32**, 11 (2006).
- [16] Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, Е.И. Кухарь. *ФТП* **41**, 726 (2007).