

Электрические токи, обусловленные волнами пространственного заряда в высокоомных полупроводниках

© В.В. Брыксин, М.П. Петров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vvb@mail.ioffe.ru
mpetr.shuv@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 9 сентября 2005 г.)

Теоретически рассмотрены токи в высокоомных полупроводниках, обусловленные выпрямлением волн пространственного заряда. Наибольшее внимание уделено ситуации, когда низка эффективная концентрация ловушек. Показано, что при этом инверсный закон дисперсии волн перезарядки ловушек изменяется на линейный, а дрейфовые волны перестают существовать. В кристаллах с биполярной проводимостью возникают две моды волн перезарядки ловушек с линейным законом дисперсии. Полученные соотношения для постоянного и переменного токов описывают неизвестные ранее зависимости токов от концентрации ловушек, подвижности и времени жизни носителей, волнового числа волн пространственного заряда и величины приложенного электрического поля.

Работа была выполнена в рамках программы Президиума РАН П-28.

PACS: 72.10.-d, 73.50.-h, 71.45.Lr

Волны пространственного заряда (ВПЗ) представляют собой собственные моды колебаний пространственного заряда в высокоомном полупроводнике, к которому приложено электрическое поле. Хорошо известны две моды ВПЗ. Одна из них (так называемые дрейфовые волны (ДВ)) представляет собой движение периодического распределения плотности свободных носителей в электрическом поле (см., например, [1]). Эти волны имеют линейный закон дисперсии (собственная частота волны пропорциональна волновому числу), а их свойства слабо зависят от наличия ловушек в кристалле. Другая мода (волны перезарядки ловушек (ВПЛ)) представляет собой сложную комбинацию процесса захвата носителей на ловушки и движения свободных носителей в суммарном поле, состоящем из приложенного поля и поля объемного заряда ловушек. Концепция ВПЛ и соответствующая теория были впервые предложены в [2]. При определенных условиях эти волны имеют необычный (инверсный) закон дисперсии (собственная частота обратно пропорциональна волновому вектору), в результате чего их фазовая и групповая скорости направлены в противоположные стороны. В то же время при других условиях, которые будут обсуждаться далее, закон дисперсии ВПЛ может принимать обычный линейный характер [3].

Поскольку ВПЗ представляют собой волны плотности пространственного заряда и не содержат пространственно однородной компоненты тока, очевидно, что в отсутствие их взаимодействия между собой или с каким-либо специально сформированным неоднородным полем в кристалле ВПЗ не могут вызвать ни переменного, ни тем более постоянного тока во внешней цепи. Мы не рассматриваем ток, обусловленный размерными эффектами, когда длина образца сравнима с длиной волны ВПЗ. Однако существующие экспериментальные

методики позволяют не только возбудить ВПЗ, но и обеспечить так называемые эффекты выпрямления ВПЗ, что в конечном итоге приводит к появлению пространственно однородного тока в кристалле, а следовательно, и во внешней цепи. Экспериментально возможно одновременно с возбуждением ВПЗ создать в образце статическую решетку поля с пространственным периодом, совпадающим с длиной волны ВПЗ. Взаимодействие ВПЗ со статической решеткой поля обеспечивает „пространственное выпрямление“ ВПЗ и появление переменного во времени, но однородного в пространстве тока в кристалле и во внешней цепи [4–6]. Возможно также реализовать „полное выпрямление“ за счет нелинейного взаимодействия двух ВПЗ с сопряженными фазами, приводящее к изменению постоянного тока, протекающего через образец [7,8]. Качественно происхождение эффектов полного и пространственного выпрямления легко видно из следующего примера. ВПЗ описываются выражениями типа $n(\Omega) \exp[i(\Omega t - Kx)]$, где $n(\Omega)$ — комплексная амплитуда плотности заряда, Ω и K — собственная частота и волновой вектор соответствующей волны. Если в образце создано статическое периодическое в пространстве поле, содержащее компоненты типа $E_{sc0} \exp(iKx)$, переменный ток $I_1 \propto n(\Omega) \exp[i(\Omega t - Kx)] E_{sc0} \exp(iKx) = n(\Omega) E_{sc0} \exp(i\Omega t)$ не зависит от координат, а зависит лишь от времени и может быть зарегистрирован во внешней цепи. Полное выпрямление реализуется за счет нелинейного взаимодействия двух ВПЗ $n(\Omega) \exp[i(\Omega t - Kx)]$ и $E_{sc1}(\Omega) \exp[-i(\Omega t - Kx)]$, что приводит к изменению постоянного тока на величину $n(\Omega) \exp[i(\Omega t - Kx)] E_{sc1}(\Omega) \exp[-i(\Omega t - Kx)] = n(\Omega) E_{sc1}(\Omega)$. Здесь $E_{sc1}(\Omega)$ — амплитуда поля ВПЗ.

Появление переменного или изменение постоянного тока за счет выпрямления ВПЗ не следует смешивать с

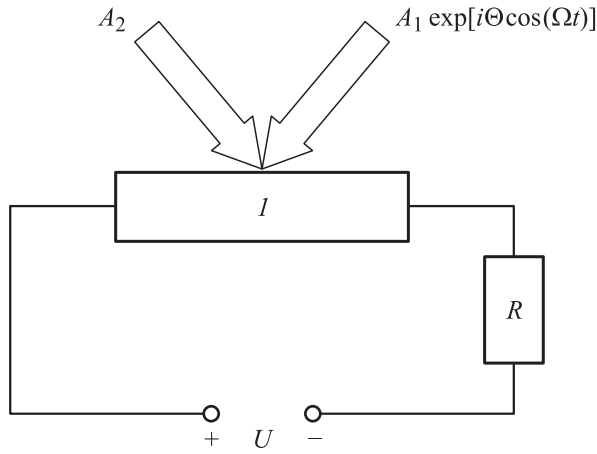


Схема оптического возбуждения волн пространственного заряда с помощью осциллирующей интерференционной картины. I — исследуемый образец, A_1 и A_2 — комплексные амплитуды освещающих лучей, R — сопротивление нагрузки.

эффектом нестационарной фотоэдс, приводящей к появлению переменного [9–12] или постоянного [13] тока во внешней цепи при соответствующем освещении образца в отсутствие приложенного электрического поля. Нестационарная фотоэдс означает появление дополнительного источника тока, который существует независимо от наличия приложенного поля и преобразует энергию падающего света в энергию электрического поля. В то же время появление переменного или изменение постоянного тока за счет выпрямления ВПЗ не связано с появлением новых источников тока, а просто означает изменение фотопроводимости образца за счет нелинейных взаимодействий ВПЗ или их взаимодействия со статической решеткой. При приложении достаточно большого внешнего поля оба явления (выпрямление ВПЗ и нестационарная фотоэдс) существуют одновременно, но ток нестационарной фотоэдс существенно меньше токов за счет выпрямления ВПЗ. Соотношение их величин зависит, в частности, от отношения E_D/E_0 , где E_0 — приложенное электрическое поле, а E_D — диффузионное поле.

К настоящему времени токи, обусловленные ВПЗ, достаточно хорошо исследованы в фоторефрактивных кристаллах со структурой силленита, которые представляют собой с точки зрения их электрических свойств высокоомные фотопроводники. Как известно, эффективная концентрация ловушек N_{eff} в этих кристаллах велика (порядка $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [14–16]), а поэтому в большинстве случаев при рассмотрении токов ВПЗ можно было пренебрегать эффектами насыщения ловушек. Однако в полупроводниковых материалах, таких как, например SiC или CdTe: V, Ge, ситуация может оказаться иной, и учет факта ограниченного числа ловушек может оказаться важным. Настоящая работа посвящена теоретическому анализу токов, обусловленных ВПЗ, с учетом конечного числа ловушек. Установлено, что при умеренной концентрации ловушек амплитуда переменного тока может

иметь характерный максимум, положение которого зависит от волнового числа ВПЗ, что обеспечивает возможность определения эффективной концентрации ловушек. Далее установлено, что при достаточно малой эффективной концентрации ловушек и низком значении произведения подвижности на время жизни свободных носителей инверсный закон дисперсии ВПЛ меняется на линейный, одновременно с чем исчезают условия возникновения ДВ. Таким образом, показано, что при малой концентрации ловушек сохраняется лишь одна мода ВПЗ. Кроме того, впервые показано, что при наличии биполярной проводимости и низкой концентрации ловушек возникают две моды ВПЛ, одна из которых связана с дырками, а другая — с дырками. Взаимодействие же между этими модами возникает через взаимодействие электронов и дырок с общим внутренним электрическим полем.

1. Основные уравнения

Рассматривается модель, когда ВПЗ возбуждаются оптически с помощью осциллирующей интерференционной картины (см. рисунок). Исследуемый кристалл представляет собой высокоомный фотопроводник, темновой проводимостью которого мы пренебрегаем. Методика расчета подробно описана в [17]. Полагаем, что внутри запрещенной зоны кристалла имеются два уровня — донорный с концентрацией N_D и акцепторный с концентрацией N_A . Все акцепторные уровни заряжены отрицательно, а при освещении электроны возбуждаются в зону проводимости с заполненной части донорных состояний. Рекомбинация фотоэлектронов происходит обратно на незанятые донорные уровни. Тогда уравнение Пуассона для электрического поля E , направленного вдоль оси x , имеет вид

$$\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{e} \frac{\partial E}{\partial x} = N_+ - n - N_A, \quad (1)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость материала, n — концентрация фотоэлектронов, N_+ — концентрация ионизированных доноров. Выражение для плотности тока во внешней цепи I с учетом омической и диффузионной составляющих, а также тока смещения есть

$$\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + en\mu E + eD \frac{\partial n}{\partial x} = I, \quad (2)$$

μ — подвижность фотоэлектронов, D — коэффициент диффузии. И наконец, уравнение непрерывности следует записать в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{nN_+}{\vartheta} + \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{e} \frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} = g(1+h)(N_D - N_+), \quad (3)$$

ϑ — параметр, характеризующий скорость рекомбинации. Правая часть (3) описывает скорость фотогенерации электронов, которая пропорциональна интенсивно-

сти засветки $W(x, t)$

$$W(x, t) = W_0 [1 + h(x, t)],$$

$$h(x, t) = m \cos(Kx + \Theta \cos \Omega t), \quad (4)$$

где m — контраст интерференционной картины; Θ — амплитуда фазовой модуляции одного из освещающих лучей, которая определяет амплитуду колебаний интерференционной картины относительно ее среднего положения; Ω — частота колебаний интерференционной картины. Параметр g определяет скорость возбуждения носителей в зону проводимости, предполагается, что $g \propto W_0$. Выражение для интенсивности интерференционной картины (4) при условии $\Theta \ll 1$ можно представить следующим образом:

$$W(x, t) \cong W_0 \left[1 + m \cos(Kx) - \frac{1}{2} m \Theta \sin(Kx - \Omega t) - \frac{1}{2} m \Theta \sin(Kx + \Omega t) \right],$$

откуда видно, что в кристалле под действием засветки будет формироваться статическая решетка заряда, пропорциональная $m \cos(Kx)$, и движущиеся в противоположные стороны решетки, пропорциональные $m \Theta \sin(Kx \pm \Omega t)$. Движущиеся решетки играют роль вынуждающей силы, возбуждающей при выполнении резонансных условий собственные моды ВПЗ. Наличие статической решетки играет принципиальную роль для пространственного выпрямления ВПЗ.

В случае однородного освещения, когда $m = 0$, система уравнений (1)–(3) имеет решение

$$E_0 = \frac{\Xi}{1+q}, \quad I_0 = e\mu n_0 E_0 = \sigma E_0, \quad N_{+0} = N_A + n_0,$$

$$n_0 = -\frac{1}{2}(N_A + g\vartheta) + \sqrt{\frac{1}{4}(N_A - g\vartheta)^2 + g\vartheta N_D}. \quad (5)$$

Здесь E_0, I_0, n_0, N_{+0} — соответствующие величины в условиях однородного освещения (при $m = 0$); σ — фотопроводимость; $\Xi = U/L$; U — внешний потенциал; L — длина образца; $q = R_\Sigma/R_c = \sigma\rho$; R_Σ — суммарное сопротивление, состоящее из сопротивления нагрузки и сопротивления приконтактных областей в кристалле; R_c — сопротивление кристалла (без приэлектродных областей); ρ — эффективное удельное сопротивление, введенное вместо R_Σ для удобства дальнейшего описания (см. [17]). Заметим, что учет падения напряжения на нагрузочном сопротивлении и на приконтактных областях приводит к тому, что поле внутри кристалла E_0 отличается от ожидаемого „расчетного“ поля Ξ .

Теперь перейдем к основной задаче — изучению влияния осциллирующей интерференционной картины на плотность тока во внешней цепи I . Обозначим изменения за счет интерференционной картины интересующих

нас величин поля, концентраций и тока через $\delta E, \delta n, \delta N_+, \delta I$

$$E = E_0 + \delta E, \quad n = n_0 + \delta n,$$

$$N_+ = N_{+0} + \delta N_+, \quad I = I_0 + \delta I.$$

Уравнение (1) при этом принимает вид

$$\delta N_+ = \delta n + \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e} \frac{\partial \delta E}{\partial x}. \quad (6)$$

Тогда из (2), (3) с учетом (6) получаем уравнения для δE и δn

$$\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e} \frac{\partial \delta E}{\partial t} + \mu n_0 \delta E + \mu \delta n E_0 + \mu \delta n \delta E + D \frac{\partial \delta n}{\partial x} = \frac{\delta I}{e}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + \frac{\delta n}{\tau} + \frac{1}{\tau} \left(\delta n + \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e} \frac{\partial \delta E}{\partial x} \right) \left(\frac{n_0 + \delta n}{n_0 + N_A} + g\tau(1+h) \right) + \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e} \frac{\partial^2 \delta E}{\partial x \partial t} = gh(N_D - n_0 - N_A). \quad (8)$$

Здесь введено эффективное время жизни фотоэлектронов в зоне

$$\tau = \frac{\vartheta}{N_A + n_0}. \quad (9)$$

Введя безразмерные переменные

$$v = \frac{\delta n}{n_0}, \quad Y = \frac{\delta E}{E_0}, \quad j = \frac{\delta I}{I_0}, \quad z = Kx, \quad T = \Omega t,$$

$$\Lambda = \frac{DK}{\mu E_0} \equiv \frac{E_D}{E_0}, \quad d = \tau \mu E_0 K, \quad (10)$$

получаем из (7), (8) систему уравнений для v и Y

$$\Omega \tau_M \frac{\partial Y}{\partial T} + Y + v + vY + \Lambda \frac{\partial v}{\partial z} = j, \quad (11)$$

$$\Omega \tau \frac{\partial v}{\partial T} + v + \alpha \left(1 + \frac{N_D - N_A - n_0}{N_D} v + \frac{N_A + n_0}{N_D} h \right) \times \left(v + \frac{d\tau_M}{\tau} \frac{\partial Y}{\partial z} \right) + \Omega \tau_M d \frac{\partial^2 Y}{\partial z \partial T} = h. \quad (12)$$

Здесь $\tau_M = \varepsilon \varepsilon_0 / e\mu n_0$ — максвелловское время релаксации,

$$\alpha = \frac{n_0}{N_{\text{eff}}}, \quad N_{\text{eff}} = \frac{(N_A + n_0)(N_D - N_A - n_0)}{N_D}. \quad (13)$$

Отметим важную роль для дальнейшего анализа введенного параметра d , который представляет собой отношение дрейфовой длины к длине волны решетки. Этот параметр является одним из важнейших при оценке добротности рассматриваемых ВПЗ.

Решение уравнений (11), (12) удобно искать в представлении Фурье

$$Y(z, T) = \sum_{p,l} Y_{p,l} \exp(ipz + ilT). \quad (14)$$

В этом представлении (11), (12) принимают вид

$$(1 + i\Omega\tau_M l)Y_{p,l} + (1 + i\Lambda p)v_{p,l} + \sum_{p',l'} v_{p-p',l-l'} Y_{p',l'} = j_l \delta_{p,0}, \quad (15)$$

$$h_{p,l} = (1 + \alpha + i\Omega\tau)v_{p,l} - \Omega\tau_M p l Y_{p,l} + \frac{\alpha}{N_D} \sum_{p',l'} [(N_D - N_A - n_0)v_{p-p',l-l'} + (N_A + n_0)h_{p-p',l-l'}] \left[v_{p',l'} + i \frac{d\tau_M}{\tau} p' Y_{p',l'} \right]. \quad (16)$$

$$h_{p,l} = \frac{1}{2} m i^l J_l(\Theta) [\delta_{p,1} + (-1)^l \delta_{p,-1}]. \quad (17)$$

Здесь $J_l(\Theta)$ – функция Бесселя. Эту систему уравнений следует дополнить „граничным“ условием, которое отражает тот факт, что изменение тока во внешней цепи приводит к изменению внутреннего поля E_0 за счет падения напряжения на нагрузочном сопротивлении и на контактах [4,17]

$$Y_{0,l} = -q j_l. \quad (18)$$

С помощью (18), полагая в (15) $p = 0$ (поскольку ищем однородную компоненту тока), получаем искомое выражение для тока

$$j_l [1 + q(1 + i\Omega\tau_M l)] = v_{0,l} + \sum_{p',l'} v_{-p',l-l'} Y_{p',l'}. \quad (19)$$

Решение нелинейных уравнений (15), (16) ищем посредством итераций по малому параметру m (слабому контрасту). В наинизшем (первом) порядке по m эти уравнения сильно упрощаются

$$(1 + i\Omega\tau_M)Y_{p,l}^{(1)} + (1 + i\Lambda p)v_{p,l}^{(1)} = 0,$$

$$h_{p,l} = (1 + \alpha + i\Omega\tau)v_{p,l}^{(1)} - \Omega\tau_M p l Y_{p,l}^{(1)}.$$

При этом было принято во внимание, что в линейном приближении по m $j_l^{(1)} = v_{0,l}^{(1)} = 0$, поскольку в линейном приближении ВПЗ не создают пространственно однородного тока. Отсюда в линейном приближении по m находим

$$Y_{p,l}^{(1)} = h_{p,l} \frac{1 + i\Lambda p}{\tau\tau_M(\Omega l - \Omega_{1,p})(\Omega l - \Omega_{2,p})} = -\frac{1 + i\Lambda p}{1 + i\Omega\tau_M l} v_{p,l}^{(1)}. \quad (20)$$

Здесь

$$\Omega_{1,2,p} = \frac{d}{2\tau} \times \left[p + i\gamma \pm \sqrt{(p + i\gamma)^2 + \frac{4\tau}{\tau_M d^2} (1 + \alpha) - \frac{4\alpha}{d} (ip - \Lambda)} \right]. \quad (21)$$

$$\gamma = \frac{1}{d} \left(1 + \alpha + \frac{\tau}{\tau_M} + \Lambda d \right). \quad (22)$$

Напомним, что в соответствии с (17) индекс $p = \pm 1$, т.е. рассматривается лишь первая пространственная гармоника с волновым числом K . Уравнение (20) показывает, что при выбранной схеме возбуждения ВПЗ и при достаточно больших Θ в кристалле даже в линейном приближении по m имеются различные временные гармоники (различные l) вынуждающей силы, которые вызывают резонансное возбуждение двух мод собственных колебаний пространственного заряда в кристалле. Это происходит в том случае, если частота внешнего воздействия удовлетворяет условию $\Omega = \text{Re}(\Omega_{1,p}/l)$ или $\Omega = \text{Re}(\Omega_{2,p}/l)$ и при этом время жизни колебаний больше их периода (добротность резонанса достаточно высокая, т.е. отношение вещественной части к мнимой в (21) больше единицы). Индексы „1“ и „2“ в (21) означают две разные моды колебаний, которые мы сейчас обсудим. Если же $\Theta \ll 1$, то компоненты тока с $l > 1$ пренебрежимо малы.

2. Дисперсионные соотношения

В работе [17] было показано, что резонансные частоты, полученные подобно тому, как рассчитаны $\Omega_{1,2}$ в (21), представляют собой дисперсионные соотношения для ДВ и ВПЛ (выбор знака индекса p зависит от направления приложенного поля). Положим для определенности $p = 1$ и будем считать, что $d^2\tau_M \gg \tau$, $1 + \gamma^2 \gg \alpha^2/d^2$ (что обычно оправдано в стандартных экспериментальных ситуациях). Тогда имеем упрощенные дисперсионные соотношения

$$\Omega_1 \cong \frac{d}{\tau} (1 + i\gamma) = K\mu E_0 (1 + i\gamma), \quad (23)$$

$$\Omega_2 \cong -\frac{1}{\tau_M d} \frac{1 + \alpha + \frac{E_p}{E_q} - i \frac{E_0}{E_q}}{1 + i\gamma}. \quad (24)$$

Здесь введено поле насыщения ловушек [18]

$$E_q = E_0 \frac{\tau}{d\tau_M \alpha} = \frac{eN_{\text{eff}}}{\epsilon\epsilon_0 K}. \quad (25)$$

Далее будем использовать термин „насыщение ловушек“, имея в виду, что выполнено условие $E_0 > E_q$. Обычно собственная частота первой моды Ω_1 значительно выше, чем второй Ω_2 .

Выражение (22) является дисперсионным соотношением для ДВ, т.е. для моды, не связанной с переходами на ловушки. Низкочастотная же мода обусловлена

перезарядкой ловушек [2], так что ее дисперсионное соотношение (24) сильно зависит от концентраций примесных центров. Дисперсионное соотношение типа (24) для ВПЛ впервые получено в [3]. Рассмотрим это соотношение подробнее.

Для того чтобы показать наиболее важные свойства дисперсионного соотношения (24), рассмотрим наиболее простой (и для сравнения с экспериментом наиболее важный) случай не слишком сильной интенсивности засветки, когда $\alpha = n_0/N_{\text{эф}} \ll 1$ или $n_0 \cong g\tau N_D \ll N_A$ (см. (5) и (9)). Кроме того, пренебрежем диффузионными процессами, т.е. положим $E_D \ll E_0$. Тогда дисперсионное соотношение для ВПЛ принимает вид

$$\Omega_2 = -\frac{d}{\tau_M(d^2 + 1)} \left[1 - \beta - i \left(\frac{1}{d} + \beta d \right) \right], \quad (26)$$

где введена новая безразмерная величина

$$\beta = \frac{E_0}{E_q d} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\mu \tau e N_{\text{эф}}}. \quad (27)$$

Важно заметить, что параметр β определяется исключительно свойствами исследуемого материала и не зависит ни от характера интерференционной картины (интенсивности засветки и волнового вектора K), ни от величины приложенного поля E_0 . Из (26) следует, что ВПЛ являются слабозатухающими при условии $|1 - \beta| \gg d^{-1} + \beta d$. Это неравенство реализуется в двух случаях: а) $\beta \ll \beta d \ll 1$ или $(\mu \tau)^{-1} \ll KE \ll eN_{\text{эф}}/(\varepsilon \varepsilon_0)$, при этом добротность колебаний $Q = d$, б) $\beta \gg d\beta \gg 1$ или $(\mu \tau)^{-1} \gg KE \gg eN_{\text{эф}}/(\varepsilon \varepsilon_0)$, а добротность колебаний $Q = E_0/(E_q + E_0 d)$. В первом случае истощение донорных уровней роли не играет, и дисперсионное соотношение принимает вид

$$\Omega_2 = -(\tau_M d)^{-1} (1 - id^{-1}). \quad (28)$$

При высокой добротности ($d \gg 1$)

$$\Omega_2 \approx -(\tau_M d)^{-1} = \frac{1}{\tau_M \mu \tau K E_0}. \quad (29)$$

Более подробно проблема добротности ВПЛ в случае (а) обсуждается в [19].

В случае (б) (эффективная концентрация ловушек и произведение $\mu \tau$ достаточно малы)

$$\Omega_2 = \tau_M^{-1} d [\beta + i(d^{-1} + \beta d)]. \quad (30)$$

При высокой добротности $E_0/E_q \gg 1$

$$\Omega_2 \approx \tau_M^{-1} d \beta = \frac{E_0}{\tau_M E_q} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 K E_0}{\tau_M e N_{\text{эф}}}. \quad (31)$$

Интересно сравнить выражение (31) с реальной частью (23). В обоих случаях, т.е. и для ДВ, и для ВПЛ, закон дисперсии носит линейный характер ($\Omega \propto K$), при-

чем зависимость от поля также одинакова. Поэтому при экспериментальном исследовании для идентификации типа волн недостаточно измерений зависимости резонансных частот от K и E_0 . Необходимы дополнительные данные, например, данные о зависимости резонансной частоты от интенсивности освещения. Частота Ω_1 в (23) не зависит от интенсивности света, в то время как Ω_2 растет с увеличением засветки, поскольку при увеличении интенсивности света падает τ_M . Заметим, что, если при выполнении условий (а) обе моды (ДВ и ВПЛ) являются слабозатухающими (долгоживущими), в случае (б) реально существуют только ВПЛ (с линейным законом дисперсии), в то время как ДВ при этом просто не существуют, так как их добротность много меньше единицы. Подчеркнем, что из условия (б) следует, что для обеспечения линейного закона дисперсии ВПЛ требуется одновременное выполнение двух условий в кристалле: насыщение ловушек и низкое значение произведения $\mu \tau$.

В заключение этого раздела нужно отметить, что в промежуточной переходной области значений β ($\beta \approx 1$) время жизни ВПЛ при любых значениях d (т.е. при любых значениях экспериментальных параметров K и E_0) мало. Это значит, что при $\beta \approx 1$ ВПЛ не существуют.

3. Поправки к постоянному току (полное выпрямление ВПЗ)

Разложение тока j_l по степеням m начинается с членов порядка m^2 . Поэтому, согласно (19), для определения тока в наименьшем порядке по контрасту необходимо определить еще $v_{0,l}^{(2)}$ из уравнения (16)

$$(1 + \alpha + i\Omega \tau l) v_{0,l}^{(2)} = -\frac{\alpha}{N_D} \sum_{p,l'} \left[(N_A + n_0) h_{-p,l-l'} + (N_D - N_A - n_0) v_{-p,l-l'}^{(1)} \right] \left(v_{p,l'}^{(1)} + i \frac{d\tau_M}{\tau} p Y_{p,l'}^{(1)} \right). \quad (32)$$

Теперь можно непосредственно приступить к определению тока. Для нахождения зависимости постоянного тока от частоты колебаний интерференционной картины необходимо в (19) положить $l = 0$. Тогда после элементарных преобразований с использованием (20) и (23) получаем для плотности постоянного тока

$$I_0(\Omega) = E_0 \sigma (1 + j_0), \quad (33)$$

где

$$j_0 = -\frac{m^2}{2(1+q)(\tau \tau_M)^2} \left\{ \frac{A(0)}{|\Omega_1 \Omega_2|^2} \left(1 - \frac{\Theta^2}{2} \right) + \frac{\Theta^2}{4} \times \left[\frac{A(\Omega)}{|(\Omega - \Omega_1)(\Omega - \Omega_2)|^2} + \frac{A(-\Omega)}{|(\Omega + \Omega_1)(\Omega + \Omega_2)|^2} \right] \right\}.$$

Здесь мы ограничились случаем малой амплитуды колебаний решетки, т.е. $\Theta \ll 1$,

$$A(\Omega) = 1 + \frac{E_D}{E_0} \Omega \tau_M + \frac{2(N_D - N_A - n_0)}{N_D(1 + \alpha)} \times \left[\alpha(1 + \Omega^2 \tau_M^2) + \frac{E_0}{E_q} \Omega \tau_M - \frac{E_D}{E_q} \right] - \frac{2(N_A + n_0)}{N_D(1 + \alpha)} \times \left[\left(\tau \tau_M \Omega^2 - \Omega \tau_M - 1 - \alpha - \frac{E_D}{E_q} \right) \left(\alpha - \frac{E_D}{E_q} \right) + \left(\alpha \Omega \tau_M + \frac{E_0}{E_q} \right) \left(\gamma d \Omega \tau_M - \frac{E_0}{E_q} \right) \right]. \quad (34)$$

В случае слабой интенсивности засветки и пренебрежения диффузией выражение для частотной зависимости поправки к постоянному току упрощается

$$j_0 = -\frac{m^2}{2(1 + q)} \left\{ \frac{A(0)}{1 + (E_0/E_q)^2} \left(1 - \frac{\Theta^2}{2} \right) + \frac{\Theta^2}{4(\tau \tau_M)^2} \times \left[\frac{A(\Omega)}{|\Omega - \Omega_1(\Omega - \Omega_2)|^2} + \frac{A(-\Omega)}{|\Omega + \Omega_1(\Omega + \Omega_2)|^2} \right] \right\}, \quad (35)$$

$$A(\Omega) = 1 + 2 \frac{N_A}{N_D} \left(\frac{E_0}{E_q} \right)^2 + 2 \frac{N_D - N_A}{N_D} \frac{E_0}{E_q} \Omega \tau_M. \quad (36)$$

При $E_0/E_q \rightarrow 0$ это выражение для тока переходит в соответствующее соотношение (35) в [17] в условиях отсутствия насыщения ловушек. Формально выражения (35) и (36) содержат в знаменателе произведения, указывающие на возможность резонансного увеличения поправки к току как на частоте ДВ, так и на частоте ВПЛ. В действительности поправками к току на частоте ДВ в рамках рассматриваемой модели можно полностью пренебречь, поскольку, если в кристалле реализуется линейный закон дисперсии для ВПЛ, ДВ, как уже упоминалось, не существует (их добротность мала). Если же ДВ существуют (выполнены условия для инверсного закона дисперсии ВПЛ), но $\Omega_1 \gg \Omega_2$ и $\tau_M \gg \tau$, что предполагается в рассматриваемой модели, то в этом случае на частоте ДВ поле волны и плотность заряда волны сдвинуты по фазе практически на $\pi/2$, поэтому их произведение, определяющее поправку к постоянному току, близко к нулю. Поэтому в рамках рассматриваемой модели (один тип носителей заряда, $\Omega_1 \gg \Omega_2$ и $\tau_M \gg \tau$) эффект полного выпрямления ВПЗ наблюдаем только для волн перезарядки ловушек и не наблюдается для дрейфовых волн. С учетом этого обстоятельства формулу (35) можно упростить, положив $\Omega \ll \Omega_1$, и получить выражение для тока в виде

$$I_0(\Omega) = E_0 \sigma \left\{ 1 - \frac{m^2}{1 + q} \left[\frac{A(0)(1 - \Theta/2)}{2(1 + \beta^2 d^2)} + \frac{A(\Omega)\Theta^2/8}{(\Omega \tau_M d - 1)^2 + (\Omega \tau_M + \beta d)^2} + \frac{A(-\Omega)\Theta^2/8}{(\Omega \tau_M d + 1)^2 + (\Omega \tau_M - \beta d)^2} \right] \right\}. \quad (37)$$

В условиях отсутствия насыщения ловушек (при $\beta = 0$) этот результат совпадает с соотношением (56) из [17].

Оценим величину эффекта полного выпрямления в резонансе для трех возможных ситуаций. Первая — инверсный закон дисперсии и $\beta \ll 1$. Здесь отношение $\Delta I_0/I_0 \cong -m^2 \Theta^2 d^2 / [8(1 + q)]$ имеет отрицательный знак и может достигать десятков процентов при $m \approx 0.5$, $\Theta \approx 0.5$, $q \approx 1$ и $d \approx 10$, что согласуется с экспериментом [7]. Вторая ситуация — линейный закон дисперсии ($\beta d \gg 1$, $d \ll 1$) и $(N_D - N_A)/N_D \ll 1$. Тогда $\Delta I_0/I_0 \cong -m^2 \Theta^2 \beta^2 d^2 / [4(1 + q)]$ также имеет отрицательный знак и тоже может достигать вполне наблюдаемых величин порядка единиц или десятков процентов в зависимости от величины βd . Третья ситуация — линейный закон дисперсии ($\beta d \gg 1$, $d \ll 1$), но $N_A/N_D \ll 1$. Тогда $\Delta I_0/I_0 \cong m^2 \Theta^2 \beta^2 d^2 / [4(1 + q)]$ также может достигать вполне наблюдаемых величин, но имеет положительный знак. Таким образом, экспериментальное определение знака поправки к току дает возможность сделать очень важный вывод о соотношении доноров и акцепторов в исследуемом кристалле.

4. Переменный ток (пространственное выпрямление ВПЗ)

Для определения комплексной амплитуды первой частотной гармоники переменного тока $j(\Omega)$ следует в (19) положить $l = 1$. С учетом (20) и (32) имеем

$$j_1[1 + q(1 + i\Omega \tau_M)] = \frac{im^2 \Theta}{4(\tau \tau_M)^2 |\Omega_1 \Omega_2|^2 (1 + \alpha + i\Omega \tau)} \times \left\{ -i \frac{N_A + n_0}{N_D} \frac{E_0}{E_q} (1 + 2\alpha) + \frac{B(\Omega)}{\tau \tau_M (\Omega - \Omega_1)(\Omega - \Omega_2)} - \frac{B^*(-\Omega)}{\tau \tau_M (\Omega + \Omega_1^*)(\Omega + \Omega_2^*)} \right\}, \quad (38)$$

$$B(\Omega) = \frac{1}{2} \left(1 + \alpha + \frac{E_D}{E_q} - i \frac{E_0}{E_q} \right) \left\{ (1 + \alpha + i\Omega \tau) \times \left(2 + i\Omega \tau_M \left(1 + i \frac{E_D}{E_0} \right) \right) + \frac{N_D - N_A - n_0}{N_D} \times \left(\alpha + i\alpha \Omega \tau_M - \frac{E_D}{E_q} - \Omega \tau_M \frac{i}{2} \left(\frac{E_D}{E_q} + i \frac{E_0}{E_q} \right) \right) - \frac{N_A + n_0}{N_D} \left(1 + \alpha + \frac{E_D}{E_q} + i \frac{E_0}{E_q} \right) \times \left(\alpha + i\alpha \Omega \tau_M - \frac{E_D}{E_q} + i \frac{E_0}{E_q} \right) \right\}. \quad (39)$$

В указанном выше предельном случае слабой засветки и пренебрежения диффузией ($\alpha \rightarrow 0$, $E_D \rightarrow 0$) эти соотношения упрощаются. Тогда плотность переменного

тока $J_1(\Omega) = \sigma E_0 j_1(\Omega)$ или

$$J_1(\Omega) = \sigma E_0 \frac{im^2\Theta}{4[1 + q(1 + i\Omega\tau_M)][1 + (E_0/E_q)^2](1 + i\Omega\tau)} \times \left\{ i \frac{N_A}{N_D} \frac{E_0}{E_q} + \frac{B(\Omega)}{\tau\tau_M(\Omega - \Omega_1)(\Omega - \Omega_2)} - \frac{B^*(-\Omega)}{\tau\tau_M(\Omega + \Omega_1^*)(\Omega + \Omega_2^*)} \right\}, \quad (40)$$

$$B(\Omega) = \frac{1}{2} \left(1 - i \frac{E_0}{E_q} \right) \left\{ (1 + i\Omega\tau)(2 + i\Omega\tau_M) + \frac{E_0}{E_q} \left[\frac{N_D - N_A}{2N_D} \Omega\tau_M - i \frac{N_A}{N_D} \left(1 + i \frac{E_0}{E_q} \right) \right] \right\}. \quad (41)$$

Как видно из приведенных соотношений, переменный ток может иметь два максимума, соответствующих резонансному возбуждению ДВ и ВПЛ. Уравнения (38)–(41) содержат всю необходимую информацию о положении резонансных частот и амплитуде измеряемых сигналов для обеих мод колебаний. Однако они слишком громоздки для качественного сравнения с экспериментом. Поэтому приведем ряд соотношений, которые могут быть непосредственно использованы для сравнения с экспериментом. Для упрощения формул пренебрегаем влиянием диффузии.

4.1. Резонансные частоты.

а) Насыщением ловушек полностью пренебрегаем ($\beta = 0$). Тогда положение максимума за счет ДВ наблюдается на частоте

$$\Omega_{R1} \approx \frac{\sqrt{(d^2 - 1)}}{\tau}, \quad (42)$$

а за счет ВПЛ на частоте

$$\Omega_{R2} \approx \frac{1}{\tau_M \sqrt{(d^2 + 1)}}. \quad (43)$$

б) Насыщение ловушек определяет линейный закон дисперсии ВПЛ. Тогда резонансного максимума за счет возбуждения ДВ нет, а положение максимума за счет ВПЛ наблюдается на частоте

$$\Omega_{R2} \approx \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{E_0}{E_q}\right)^2}}{\tau_M \sqrt{(d^2 + 1)}}. \quad (44)$$

4.2. Величина амплитуды тока в максимуме (в резонансе).

а) Насыщением ловушек полностью пренебрегаем ($\beta = 0$). Для ДВ

$$|J_1(\Omega_{R1})| \approx \frac{\sigma E_0 m^2 \Theta}{8}. \quad (45)$$

(Более точное выражение, учитывающее емкость приэлектродных областей, что важно при высоких частотах, имеется в [20]). Для ВПЛ

$$|J_1(\Omega_{R2})| \approx \frac{\sigma E_0 m^2 \Theta d}{4}. \quad (46)$$

б) $\beta \neq 0$, но остаются справедливыми условия $\beta d \ll 1$, $d \gg 1$. Амплитуда тока в максимуме для ДВ по-прежнему описывается (45). Для ВПЛ

$$|J_1(\Omega_{R2})| \approx \frac{\sigma E_0 m^2 \Theta d}{4(1 + \beta d^2)} \propto \frac{E_0^2 K}{1 + \varepsilon \varepsilon_0 \mu \tau E_0^2 K^2 / (e N_{\text{eff}})}. \quad (47)$$

Обратим внимание на то, что в последнем случае имеет место немонотонная зависимость амплитуды тока от волнового числа K . Это обстоятельство может быть использовано для нахождения N_{eff} и произведения $\mu\tau$.

в) Выполнены условия для линейного закона дисперсии ВПЛ $\beta d \gg 1$, $d \ll 1$. Максимума, соответствующего возбуждению ДВ, не наблюдается. Амплитуда тока за счет возбуждения ВПЛ имеет вид

$$|J_1(\Omega_{R2})| \approx \frac{\sigma E_0 m^2 \Theta d (|1 - \beta|)}{4(1 + \beta^2 d^2)(1 + \beta d^2)} \approx \frac{\sigma E_0 m^2 \Theta}{4\beta d(1 + \beta d^2)}. \quad (48)$$

Заметим, что в этом случае амплитуда тока падает с увеличением добротности волны, равной βd .

Необходимо отметить, что формулы для резонансных частот (42)–(44) совпадают с дисперсионными соотношениями (23), (29) и (31) только при высокой добротности соответствующих волн. Это обусловлено выбранной методикой возбуждения ВПЗ. Дело в том, что при освещении колеблющейся интерференционной картиной в кристалле, как уже упоминалось в начале работы, возбуждаются две решетки заряда, бегущие в противоположные стороны. Одна из решеток обеспечивает резонансное возбуждение ВПЗ, при этом вторая не играет существенной роли при высокой добротности резонанса. Однако при низкой добротности резонанса обе бегущие решетки возбуждают сравнимые по величине волны (причем это уже преимущественно релаксационные волны, а не собственные колебания), так что вторая (нерезонансная) решетка вносит заметный вклад в детектируемый сигнал, что и приводит к изменению его частотной зависимости.

5. Дисперсионные соотношения волн пространственного заряда при биполярной фотопроводимости

Интересную и нетривиальную роль играет наличие одновременно фотоэлектронов и фотодырок при формировании волн пространственного заряда. Далее при исследовании таких волн при биполярном переносе тока используем модель независимой фотогенерации и релаксации электронов и дырок: электроны возбуждаются с донорных уровней с концентрацией N_{De} , частично компенсированных акцепторами с концентрацией N_{Ae} , в то время как дырки генерируются с акцепторного уровня N_{Ap} , компенсированного донорами с концентрацией N_{Dp} . Связь же между электронами и дырками возникает лишь через внутреннее электрическое поле, формируемое обоими типами носителей. В такой модели

система уравнений для концентрации электронов n , дырок p , заряженных донорных и акцепторных центров N_{e+} и N_{p-} и электрического поля E имеет вид (ср. с аналогичными уравнениями (1)–(3) при монополярном переносе)

$$\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{e} \frac{\partial E}{\partial x} = N_{e+} - n - N_{Ae} - N_{p-} + p - N_{Dp}, \quad (49)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{nN_{e+}}{\vartheta_e} - \frac{1}{e} \frac{\partial j_e}{\partial x} = g_e(N_{De} - N_{e+}), \quad (50)$$

$$\frac{\partial N_{e+}}{\partial t} + \frac{nN_{e+}}{\vartheta_e} = g_e(N_{De} - N_{e+}), \quad (51)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{pN_{p-}}{\vartheta_p} + \frac{\partial j_p}{\partial x} = g_p(N_{Ap} - N_{p-}), \quad (52)$$

$$\frac{\partial N_{p-}}{\partial t} + \frac{pN_{p-}}{\vartheta_p} = g_p(N_{Ap} - N_{p-}), \quad (53)$$

$$j_e = en\mu_e E + eD_e \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (54)$$

$$j_p = ep\mu_p E + eD_p \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (55)$$

В настоящей работе ограничиваемся исследованием лишь спектра волн пространственного заряда, а поэтому освещенность полагаем однородной ($h = 0$), g_e и g_p — скорости фотогенерации электронов и дырок соответственно.

Равновесные концентрации электронов n_0 и дырок p_0 даются соотношениями типа (5). Линейные поправки δn , δp и δE представим в виде преобразования Фурье по координате и времени, например, для δn имеем

$$\delta n(q, \omega) = \int dx dt \delta n(x, t) \exp(iqx + i\omega t).$$

Здесь мы ввели новые обозначения для волновых чисел и частот с тем, чтобы избежать недоразумений при сопоставлении с формулами в предыдущей части работы.

Уравнения для линейных поправок (после исключения переменных δN_{e+} и δN_{p-}), описывающие спектр собственных колебаний $\omega(q)$, принимают вид

$$i\omega\tau_e \left(1 + \frac{1}{\alpha_e + i\omega\tau_e}\right) \delta n - iq\tau_e(n_0\mu_n\delta E + \delta n\mu_n E_0 + iqD_e\delta n) = 0, \quad (56)$$

$$i\omega\tau_p \left(1 + \frac{1}{\alpha_p + i\omega\tau_p}\right) \delta p + iq\tau_p(p_0\mu_p\delta E + \delta p\mu_p E_0 + iqD_p\delta p) = 0, \quad (57)$$

$$iq \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{e} \delta E = -\left(1 + \frac{1}{\alpha_e + i\omega\tau_e}\right) \delta n + \left(1 + \frac{1}{\alpha_p + i\omega\tau_p}\right) \delta p. \quad (58)$$

Здесь введены параметры для электронов и дырок $\tau_{e,p}$, $\alpha_{e,p}$ аналогично формулам (9), (13) с соответствующими

переобозначениями для биполярной модели. Из уравнений (55)–(57) получаем дисперсионное уравнение для волн пространственного заряда

$$1 - \frac{\tau_e\tau_{Me}^{-1}}{-i\omega\tau_e + (id_e - q^2\tau_e D_e) \frac{\alpha_e + i\omega\tau_e}{1 + \alpha_e + i\omega\tau_e}} - \frac{\tau_p\tau_{Mp}^{-1}}{-i\omega\tau_p + (id_p - q^2\tau_p D_p) \frac{\alpha_p + i\omega\tau_p}{1 + \alpha_p + i\omega\tau_p}} = 0. \quad (59)$$

Здесь введены максвелловские времена релаксации $\tau_{Me} = \varepsilon\varepsilon_0/e\mu_e n_0$ и $\tau_{Mp} = \varepsilon\varepsilon_0/e\mu_p p_0$ для электронов и дырок, а также соответствующие безразмерные параметры $d_{e,p}$ (см. (10)). Дисперсионное уравнение (59) достаточно сложное и описывает как волны перезарядки ловушек, так и дрейфовые волны в условиях биполярной проводимости как при насыщении, так и в отсутствии насыщения ловушек. Далее обсудим дисперсионные соотношения лишь для волн перезарядки ловушек ($\omega\tau_{e,p} \ll 1$), а также в пренебрежении диффузией ($D_{e,p} = 0$) и при малых значениях параметров $\alpha_{e,p}$. Тогда дисперсионное уравнение существенно упрощается

$$1 = \frac{1}{-i\omega\tau_{Me}(1 - id_e) + id_e\beta_e} + \frac{1}{-i\omega\tau_{Mp}(1 - id_p) + id_p\beta_p}. \quad (60)$$

Из (60) следует, что при наличии электронов и дырок возникает, вообще говоря, две моды ВПЗ с дисперсионными соотношениями

$$2\omega_{1,2} = \frac{d_p\beta_p + i}{\tau_{Mp}(1 - id_p)} + \frac{d_e\beta_e + i}{\tau_{Me}(1 - id_e)} \pm \sqrt{\left(\frac{d_p\beta_p + i}{\tau_{Mp}(1 - id_p)} - \frac{d_e\beta_e + i}{\tau_{Me}(1 - id_e)}\right)^2 - \frac{4}{\tau_{Me}\tau_{Mp}(1 - id_e)(1 - id_p)}}, \quad (61)$$

$$\omega_1 \cong -\frac{1}{\tau_{Me}(d_e + i)} - \frac{1}{\tau_{Mp}(d_p + i)}, \quad (62)$$

в то время как частота второй моды тождественно обращается в нуль. Иными словами, в отсутствие насыщения ловушек наличие биполярной проводимости радикально не меняет спектр волн перезарядки ловушек.

Ситуация существенно меняется во втором предельном случае, если $d \ll 1$, $\beta d \gg 1$, когда насыщение ловушек играет определяющую роль. В таких условиях сохраняются обе моды ВПЛ. В случае если частоты этих колебаний сильно отличаются друг от друга, дисперсионные соотношения для них имеют очень простой вид $\omega_1 = \omega_e$ и $\omega_2 = \omega_p$, где

$$\omega_{e,p} = \frac{1}{\tau_{Me,p}} \frac{\beta_{e,p} d_{e,p}}{1 - id_{e,p}}. \quad (63)$$

Заметим, что формально зависимость $\text{Re } \omega_{e,p}$ от $E_0 K$ имеет максимум при $d_{e,p} = 1$. Однако следует отметить, что добротность этих резонансов больше единицы лишь при $d_{e,p} < 1$, так что соответствующие резонансы будут действительно означать возбуждение собственных мод лишь в области роста резонансных частот с увеличением параметра $E_0 K$.

В произвольном случае, когда частоты обеих мод ВПЛ могут быть близки или даже равны между собой, дисперсионное соотношение для этих колебаний имеет вид

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{2}(\omega_e + \omega_p) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_e - \omega_p)^2 + \frac{4}{\tau_{Me} \tau_{Mp}}}, \quad (64)$$

где

$$\omega_{e,p} = \frac{\beta_{e,p} d_{e,p}}{\tau_{Me,p}}. \quad (65)$$

Здесь для простоты мы приняли, что добротность колебаний достаточно высока, и поэтому опустили мнимую часть в (64).

Приведенные соотношения для собственных частот ВПЛ могут быть непосредственно использованы для сравнения с экспериментальными данными при измерении резонансных частот при условии, что добротность исследуемых волн больше единицы. При интерпретации экспериментальных данных следует иметь в виду также то обстоятельство, что в отличие от случая монополярной проводимости собственные частоты пропорциональны $\tau_{Me,p}^{-1}$, а не полному максвелловскому времени релаксации $\tau_M^{-1} = \tau_{Me}^{-1} + \tau_{Mp}^{-1}$, которое можно определить, например, по измерению статической электропроводности. В частности, при сильном различии вкладов от электронов и дырок, когда $\tau_{Mp} \gg \tau_{Me}$ (преобладает электронный вклад в проводимость), резонанс на дырках происходит на частоте $\tau_{Mp}^{-1} \beta_p d_p$, которая может оказаться значительно ниже, чем τ_M^{-1} .

В настоящей работе мы ограничились изучением только дисперсионных соотношений для ВПЗ при биполярной проводимости и не производим расчета токов для такой модели. В литературе имеются крайне немногочисленные публикации, касающиеся собственных мод в условиях биполярной проводимости. Этот вопрос кратко затрагивался ранее в работе [3], где приводятся результаты для спектра ВПЗ для модели, близкой к использованной выше. В отсутствие насыщения ловушек полученный в [3] спектр совпадает с (63). Однако детального обсуждения и подробного расчета для случая $\beta \gg \beta d \gg 1$ в [3] при биполярной проводимости не приводится, и поэтому трудно сравнить результаты [3] в общем случае с результатами настоящей работы. Имеется также работа [21], в которой рассматривался ток во внешнем поле при биполярной проводимости, но без участия ловушек, когда пространственный заряд возникает лишь в силу различной подвижности электронов и дырок. Имеется ряд публикаций (например, [12,22,23]), где исследовались токи за счет нестационарной фотоэдс

при наличии биполярной проводимости, но эти работы прямого отношения к ВПЗ не имеют. Лишь в [24,25] детально рассматривались собственные моды и вопросы их неустойчивости при наличии биполярной проводимости и захвата на ловушки. Однако сопоставление [24,25] с результатами настоящей работе весьма затруднительно в силу существенно разных допущений, использованных в расчетах.

6. Заключение

Полученные в настоящей работе результаты показывают, что уменьшение эффективной концентрации ловушек приводит не только к количественным, но и к качественным изменениям в свойствах ВПЗ. Так, инверсный закон дисперсии ВПЛ меняется на линейный, и при этом исчезает высокочастотная ветвь (ДВ). При биполярной проводимости вместо одной ветви ВПЛ появляются две. В результате проведенного расчета получены формулы, описывающие эффекты полного и пространственного выпрямления ВПЗ при оптическом возбуждении ВПЗ с помощью осциллирующей интерференционной картины, т.е. получены соотношения, описывающие поправки к постоянному току, а также величину переменного тока при указанном методе возбуждения ВПЗ. Полученные соотношения показывают, каким образом из экспериментальных данных можно определить такие важные параметры кристалла, как эффективная концентрация ловушек, произведение $\mu\tau$ (в некоторых случаях оказывается возможным определить μ и τ в отдельности), найти соотношения между концентрацией доноров и акцепторов, определить максвелловские времена релаксации.

Заметим в заключение, что, несмотря на то что основное внимание в работе уделено токам во внешнем электрическом поле, полученные выше результаты (в частности, формула для переменного тока (39)) в качестве частного случая описывают и нестационарную фотоэдс, если положить $E_0 = 0$ (т.е. отсутствует внешнее поле и работает только диффузионный механизм).

Список литературы

- [1] А.Ф. Волков, Ш.М. Коган. УФН **9**, 4, 633 (1968).
- [2] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, Б.И. Фукс. ФТП **6**, 3, 572 (1972).
- [3] B.I. Sturman, E. Shamonina, M. Mann, K.H. Ringhofer. J. Opt. Soc. Am. B **12**, 9, 1642 (1995).
- [4] В.В. Брыксин, М.П. Петров. ФТТ **42**, 10, 1809 (2000).
- [5] M.P. Petrov, A.P. Paugurt, V.V. Bryksin, S. Wevering, E. Kraetzig. Phys. Rev. Lett. **84**, 22, 5114 (2000).
- [6] S. Mansurova, S. Stepanov, N. Korneev, C. Dibon. Opt. Commun. **152**, 202 (1998).
- [7] M.P. Petrov, V.V. Bryksin, H. Vogt, F. Rahe, E. Kraetzig. Phys. Rev. B **66**, 8, 085 107 (2002).
- [8] В.В. Брыксин, М.П. Петров. ФТТ **44**, 10, 1785 (2002).
- [9] М.П. Петров, С.И. Степанов, Г.С. Трофимов. Письма в ЖТФ **12**, 15, 916 (1986).

- [10] Г.С. Трофимов, С.И. Степанов. ФТТ **28**, 9, 2785 (1986).
- [11] M.P. Petrov, I.A. Sokolov, S.I. Stepanov, G.S. Trofimov. J. Appl. Phys. **68**, 2216 (1990).
- [12] S. Stepanov. „Photo-electromotive-force in semiconductors“. Handbook of Advanced Electronics and Photonic Materials and Devices / Ed. by H.S. Nalva. (2001). Vol. 2. P. 205.
- [13] U. Haken, M. Hundhausen, L. Ley. Phys. Rev. B **51**, 16, 10 579 (1995).
- [14] J.P. Huignard, J.P. Rerrian, G. Rivet, P. Gunter. Opt. Lett. **5**, 102 (1980).
- [15] P.A.M. Dos Santos, P.M. Garcia, J. Freilich. J. Appl. Phys. **66**, 1, 247 (1989).
- [16] V.M. Petrov, S. Wevering, M.P. Petrov, E. Kraetzig. Appl. Phys. B **68**, 73 (1999).
- [17] В.В. Брыксин, П. Кляйнерт, М.П. Петров. ФТТ **46**, 9, 1566 (2004).
- [18] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii. Ferroelectrics **22**, 949 (1979).
- [19] B.I. Sturman, M. Mann, J. Otten, K.H. Ringhofer. J. Opt. Soc. Am. B **10**, 1919 (1993).
- [20] M.P. Petrov, V.V. Bryksin, A. Emgrunt, A. Imlau, E. Kraetzig. J. Opt. Soc. Am B **22**, 7, 1529 (2005).
- [21] P. Kleinert. J. Appl. Phys. **97**, 7, 073 711 (2005).
- [22] J.A. Schmidt, M. Hundhausen, L. Ley. Phys. Rev. B **62**, 19, 13 010 (2000).
- [23] J.A. Schmidt, M. Hundhausen, L. Ley. Phys. Rev. B **64**, 16, 104 201 (2001).
- [24] О.В. Константинов, В.И. Перель. ФТТ **6**, 12, 3364 (1964).
- [25] О.В. Константинов, В.И. Перель. ФТТ **9**, 6, 1761 (1967).