

УДК 537.311.322

ДВА РЕЖИМА ЭКРАНИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВЫСОКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ГЛУБОКИМИ ЦЕНТРАМИ

В. Н. Астратов, А. В. Ильинский, А. С. Фурман

Теоретически и экспериментально исследованы два новых режима в динамике экранирования электрического поля в высокоомных компенсированных полупроводниках. В одном из них происходит медленное расширение единственного обедненного слоя, а во втором — образование многочисленных слоев объемного заряда чередующихся знаков. Оба режима наблюдались в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при различных температурах. Результаты эксперимента объясняются на основе простой модели, учитывающей ионизацию глубоких примесных центров, перенос носителей заряда и обратный захват. Выявлена роль различных типов глубоких центров в процессах переноса заряда в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

В структурах с потенциальным барьером (МДП, p — n переход или барьер Шоттки) важную роль играют переходные процессы, возникающие при приложении обратного смещения и завершающиеся формированием в кристалле обедненного слоя, экранирующего приложенное поле. В частности, такие процессы широко используются в нестационарной (емкостной или токовой) спектроскопии глубоких центров [1].

При описании процессов экранирования достаточно актуальна простая модель, учитывающая ионизацию центров, перенос носителей заряда и их обратный захват. (В специальных случаях ситуация осложняется такими факторами, как неоднородное распределение примеси или неоднородная фотоионизация [2], которые не будут рассматриваться в данной работе.) При этом даже в простейшем случае динамика экранирования описывается нелинейными уравнениями, общее решение которых неизвестно. Принято считать, что процесс экранирования включает быстрое образование однородного обедненного слоя за счет ухода свободных носителей от контакта и последующее медленное сужение этого слоя вследствие ионизации глубоких центров (см., например, [1]). Однако недавно в высокоомных компенсированных полупроводниках были обнаружены два новых режима экранирования [3, 4]. В одном из них вместо сужения происходит медленное расширение обедненного слоя, связанное с перезарядкой глубоких центров (режим I). Во втором экранирование сопровождается эффектом стратификации [5, 6] — появлением многочисленных слоев объемного заряда чередующихся знаков (режим II).

Оба новых режима были описаны теоретически в работе [4] в рамках упомянутой выше простой модели с учетом единственного примесного уровня. Там же показано, что в компенсированном полупроводнике в зависимости от соотношения максвелловского времени τ_M и характерного времени ионизации центров τ_i должен возникать один из этих режимов: режим I при $\tau_M \gg \tau_i$ и режим II в противоположном случае. Эффект стратификации наиболее ярко выражен, если время захвата носителей τ меньше, чем τ_M : размах осцилляций поля сравним с приложенным.

При $\tau_M \ll \tau$ эти осцилляции малы и общая картина экранирования близка к описанной в [1].

Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию двух новых режимов экранирования (I и II). Показано теоретически, что они возможны также и при наличии нескольких глубоких уровней. В экспериментах процессы экранирования исследовались с помощью поляризационно-оптического метода в высокоомном кристалле — силикате висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}(\text{BSO})$. Обнаружено, что при температурах кристалла, близких к комнатным, реализуется режим стратификации (II), а при пониженных температурах — режим I. Каждый из обнаруженных режимов согласуется с теоретическим описанием [4], однако их смена не объясняется в модели с единственным примесным уровнем.

Показано, что весь набор экспериментальных данных может быть описан с учетом двух типов ловушек L_1 и L_2 с характерными временами ионизации τ_{i_1} и τ_{i_2} , удовлетворяющими неравенству $\tau_{i_1} \ll \tau_M \ll \tau_{i_2}$. При пониженных температурах перезарядка более глубокого уровня L_2 подавлена и мы имеем случай $\tau_{i_1} \ll \tau_M$, отвечающий режиму I. При более высоких температурах ионизация центров L_2 приводит к режиму II. Адекватность данной модели подтверждается выполненными в работе дополнительными измерениями характерных времен перезарядки и энергий ионизации ловушек.

1. Теория

а) Постановка задачи. Рассмотрим ситуацию, когда к примесному кристаллу (для определенности n -типа) прикладывается сильное постоянное напряжение V и поток электронов сквозь отрицательный электрод блокирован запирающим потенциальным барьером. Пусть кристалл содержит несколько типов примесных центров с концентрациями N_k и энергиями ионизации $\mathcal{E}_k \ll eV$. Динамика объемного заряда в кристалле описывается уравнениями баланса для степеней заполнения примесных состояний f_k , уравнением непрерывности для концентрации свободных электронов n и законом сохранения полного тока

$$N_k \frac{\partial f_k}{\partial t} = -N_k \frac{f_k}{\tau_{ik}} - \frac{1}{\tau_k} \frac{1-f_k}{1-f_{0k}} n, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial z} j = - \sum_{k=1}^m N_k \frac{\partial f_k}{\partial t}, \quad j = e\mu n E, \quad (2)$$

$$\frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} + j = i(t). \quad (3)$$

Здесь $\tau_{ik} = \beta_k^{-1}$, $\tau_k = [N_k \gamma_k (1 - f_{0k})]^{-1}$ — характерные времена ионизации примесей и захвата; β_k , γ_k — коэффициенты термической ионизации и захвата; ϵ — диэлектрическая проницаемость кристалла; μ — подвижность свободных электронов; f_{0k} — среднее значение величины f_k ; z — координата, отсчитываемая от блокирующего контакта; m — количество рассматриваемых примесных уровней. Плотность полного тока $i(t)$ меняется со временем, но не зависит от z . Мы пренебрегаем диффузионным током, который, как показано в [4], несуществен при $eV \gg T$, где T — температура кристалла в энергетических единицах. Коэффициенты β_k и γ_k связаны соотношением $\beta_k/\gamma_k = N_c \exp(-\mathcal{E}_k/T)$, где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости. Начальные и граничные условия к уравнениям (1)–(3), как и в [4], выберем в следующем виде:

$$E = E_0 = V/d, \quad n = n_0, \quad f_k = f_{0k} \quad \text{при } t = 0, \quad (4)$$

$$i(t) = \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \Big|_{z=0}, \quad \int_0^d E dz = V. \quad (5)$$

Здесь d — толщина кристалла; n_0 — среднее значение величины n ; $t=0$ — момент включения напряжения.

Хорошо известно, что в стационарном состоянии экранирование осуществляется расположенным у отрицательного электрода обедненным слоем с толщиной W , определяемой формулой Шоттки (следующей из (1) — (5))

$$W = \left(\frac{\varepsilon V}{2\pi\rho_0} \right)^{1/2}, \quad \rho_0 = e \sum_{k=1}^m N_k f_{0k}. \quad (6)$$

Поле E спадает в пределах этого слоя по линейному закону. Нас будет интересовать переходной процесс, приводящий к установлению этого стационарного состояния.

б) Модель с единственным примесным уровнем. Теория процесса экранирования для случая единственного уровня была недавно предложена в [4]. В этой работе на основе уравнений (1) — (5) (при $m=1$) было показано, что в зависимости от параметров кристалла реализуется один из двух режимов экранирования — режим расширения обедненного слоя (I) либо режим стратификации (II). Ниже будет показано, что в более сложной модели с несколькими уровнями, реализуемой в экспериментах с кристаллами BSO, также возникают эти два режима. В связи с этим приведем здесь основные результаты [4] (полагая в (1) — (6) $k=1$ и опуская этот индекс).

В тривиальном случае $\tau_i \ll \tau$, реализуемом для мелкого уровня с $\mathcal{E} \ll T$, последний полностью ионизирован и экранирование осуществляется свободными электронами. При этом происходит расширение обедненного слоя вследствие удаления свободных электронов от контакта. Толщина слоя z_0 возрастает от нуля до стационарного значения W по закону

$$z_0 = W \operatorname{th} \left(\frac{t}{\tau_0} \right), \quad \tau_0 = \frac{d}{\mu} \left(\frac{\varepsilon}{2\pi e n_0 V} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Перейдем к рассмотрению наиболее интересного случая глубокого уровня ($\tau \ll \tau_i$). При $\tau \ll \tau_i \ll \tau_M$, где $\tau_M = \varepsilon/4\pi e \mu n_0$, в процессе экранирования успевает установиться локальное равновесие между генерацией и захватом электронов. Поэтому динамика связанного заряда эффективным образом описывается как движение газа свободных электронов с дрейфовой подвижностью

$$\mu_d = \mu \frac{\tau}{\tau_i} = \mu \frac{N_c}{N} \exp(-\delta/T) \ll \mu. \quad (8)$$

В соответствии с этим экранирование осуществляется в результате медленного расширения обедненного слоя и описывается формулой (7) с заменой

$$\mu \rightarrow \mu_d, \quad n_0 \rightarrow N f_0 \quad (9)$$

(режим I). Время этого процесса гораздо больше, чем при рассмотренном выше экранировании свободными электронами, а характерная скорость расширения слоя $v = \mu_d E_0$ экспоненциально зависит от температуры.

При $\tau_M \ll \tau_i$ (и $\tau \ll \tau_i$) степень заполнения уровня f медленно меняется по сравнению с величинами n и E . В этих условиях в отличие от рассмотренных выше случаев распределение поля в процессе экранирования оказывается немонотонным. Процесс сопровождается эффектом стратификации — появлением многочисленных слоев объемного заряда чередующихся знаков.¹ В случае $\tau \ll \tau_M \ll \tau_i$ размах осцилляций электрического поля сравним с первоначально приложенным полем (режим II). Эволюция

¹ Эффект стратификации связан с инерционностью динамики объемного заряда в компенсированном полупроводнике (см. [6]). Эта инерционность также делает возможным распространение волн перезарядки ловушек [7].

электрического поля описывается следующей формулой (справедливой при $\tau \ll t \ll \tau_M$):

$$\frac{E - E_0}{E_0} = \left(\frac{t l_0}{\tau_M z} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{z}{l_0} \right) J_1 \left(2 \sqrt{\frac{z t}{l_0 \tau_M}} \right). \quad (10)$$

Здесь $l_0 = \mu \tau E_0$ — дрейфовая длина, J_1 — функция Бесселя. В соответствии с (10) количество слоев в образце и плотность их заряда нарастают со временем, а их толщина уменьшается (см. вставку на рис. 2). Процесс стратификации должен развиваться в течение времени $t \ll \tau_i$, после чего слои рассасываются и устанавливается описанное выше стационарное состояние, общее для всех режимов экранирования.

При $\tau_M \ll \tau \ll \tau_i$ осцилляции электрического поля слабо выражены. Так, в важном для последующего изложения частном случае $\tau_M < \tau_0 \ll \tau \ll \tau_i$ (τ_0 определяется формулой (7)) на малых временах $t \ll \tau$, τ_i , когда процессы генерации и захвата несущественны и экранирование осуществляется свободными электронами, успевает сформироваться обедненный свободными электронами слой. Поэтому процесс экранирования включает два этапа. Первый из них представляет собой расширение обедненного слоя и описывается формулой (7) с заменой $W \rightarrow W' = (\epsilon V / 2 \pi n_0)^{1/2}$. (Слабыми осцилляциями поля можно пренебречь). Второй этап заключается в медленном сужении обедненного слоя вследствие перераспределения связанного заряда.

в) Д у х у р о в н е в а я м о д е л ь. Рассмотрим теперь более сложную модель, когда существенны два глубоких уровня L_1 и L_2 , причем

$$\tau_1 \ll \tau_2, \quad \tau_{i_1} \ll \tau_M \ll \tau_{i_2}. \quad (11)$$

В следующих разделах будет показано, что именно такая ситуация реализуется в кристалле BSO. Убедимся, что в данной модели также должны возникать обсуждавшиеся выше режимы экранирования (I и II).

Действительно, из уравнения (1) для $k=1$ следует, что, поскольку $\tau_{i_1} \ll \tau_M$, в ходе переходного процесса успевает установиться локальное равновесие между генерацией электронов с уровня L_1 и их обратным захватом. При этом имеем $f_1 = \tau_1 / \tau_{i_1}$ (мы полагаем, что $f_{01} \ll 1$). Подставляя это соотношение в уравнения (2) и (3) и сделав замены

$$n \rightarrow n^* = N_1 f_1, \quad \tau \rightarrow \tau^* = \frac{\tau_2 \tau_{i_1}}{\tau_1} = \tau_2 \frac{N_1}{N_c} \exp \left(\frac{\phi_1}{T} \right), \quad (12)$$

$$\mu \rightarrow \mu_d = \mu \frac{\tau_1}{\tau_{i_1}} = \mu \frac{N_c}{N_1} \exp \left(- \frac{\phi_1}{T} \right) \quad (13)$$

мы приходим к рассмотренной выше одноуровневой модели, учитывающей только уровень L_2 . При этом динамика заряда, связанного на уровне L_1 , эффективно описывается как движение газа свободных электронов с параметрами n^* , τ^* и μ_d .

Таким образом, в соответствии с изложенным в разделе 1б могут быть найдены условия возникновения различных режимов экранирования. При $\tau^* \ll \tau_M$ должен возникать режим стратификации (11) (поскольку $\tau_M \ll \tau_{i_2}$), описывающийся формулой (10) с заменой (12), (13).

При $\tau_M \ll \tau_0 \ll \tau^* \ll \tau_{i_2}$ (где $\tau_0 = \tau_0$ с заменой (12), (13)) должна возникать ситуация, аналогичная случаю $\tau_0 \ll \tau \ll \tau_i$, рассмотренному в разделе 1б. Однако в отличие от этого случая расширение обедненного слоя происходит не за счет ухода свободных электронов, а за счет перезарядки уровня L_1 . Поэтому на первом этапе процесса экранирования реализуется режим I, который описывается формулой (7) с заменой (12), (13), а также $W \rightarrow W'$ (величина W' определяется формулой (6), в которой следует положить $m=1$). На втором этапе экранирования должно происходить медленное уменьшение толщины обедненного слоя от величины W' до W . Последний процесс не исследовался экспериментально в данной работе и не будет рассматриваться.

а) Подготовка образцов. В опытах экранирование поля исследовалось в широкозонных ($\varepsilon_g = 3.25$ эВ) высокоомных кристаллах силленитов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Равновесная темновая проводимость исследованных образцов была недостаточно велика для наблюдения процессов экранирования. Поэтому в наших опытах до приложения электрического поля кристалл подвергался предварительному однородному освещению с длиной волны $\lambda = 488$ нм. При этом происходят переходы электронов с глубоких А-центров через зону проводимости на уровни ловушек [5] и кристалл переходит в метастабильное состояние с проводимостью σ , существенно превосходящей равновесную. (Время релаксации этого состояния гораздо больше времени экранирования). В соответствии с этим важным параметр

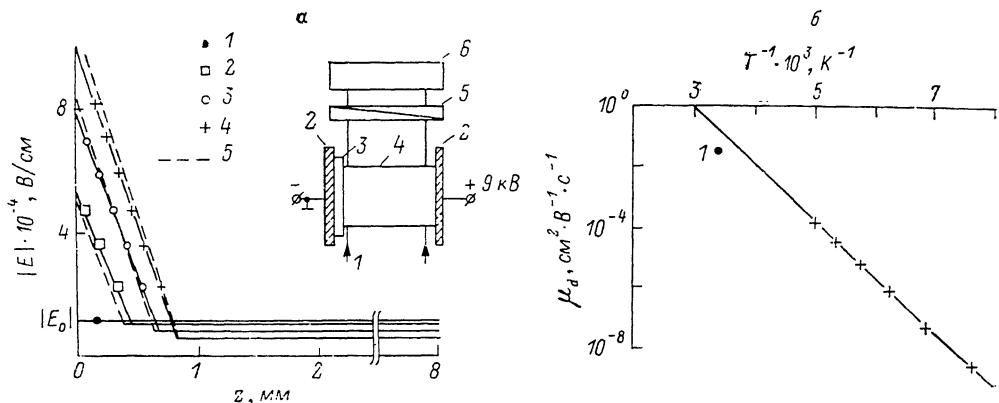


Рис. 1. Зависимости напряженности электрического поля E от координаты z , измеренные при $T=161$ К в различные моменты времени после приложения напряжения (а). Температурная зависимость дрейфовой подвижности электронов $\mu_d(T)$, найденная благодаря измерению скорости расширения слоя v с помощью соотношения $\mu_d = v/|E_0|$ (б).

а: 1 — $t=0$, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 15 с; 5 — теоретический результат, следующий из формулы (7) с заменой (9) при $N_f = 3.75 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $\mu_d = 6.4 \cdot 10^{-7}$ см²·В⁻¹·с⁻¹; б: 1 — значение подвижности, измеренное в [1]. На вставке — методика эксперимента. 1 — зондирующий поляризованный свет $\lambda = 650$ нм, 2 — прозрачные электроды из SnO_2 , 3 — диэлектрическая прослойка из слюды толщиной 30 мкм, 4 — кристалл $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ размерами $15 \times 8 \times 8$ мм, 5 — анализатор, 6 — телекамера.

процесса экранирования $\tau_M = \varepsilon/4\pi\sigma$ определяется экспозицией предварительного освещения и временем выдержки кристалла в темноте. В наших опытах для удобства наблюдений указанные условия выбирались таким образом, чтобы значения τ_M составляли ~ 1 с при различных температурах кристалла.

б) Наблюдение двух режимов экранирования. В экспериментах к предварительно освещенному кристаллу толщиной $d=8$ мм прикладывалось напряжение $V=9$ кВ, причем поток электронов через отрицательный электрод блокировался тонкой (30 мкм) диэлектрической прослойкой (см. вставку на рис. 1).

Для определения координатных распределений электрического поля $E(z)$ в последовательные моменты времени после включения напряжения применялась поляризационно-оптическая методика, основанная на зондировании образца поляризованным светом ($\lambda=650$ нм) в направлении, перпендикулярном приложенному полю, и использовании линейного электрооптического эффекта. Возникающие в плоскости анализатора (см. вставку на рис. 1) интерференционные картины в поляризованном свете с помощью телекамеры записывались на видеоманитофон и анализировались по методике, описанной в [8]. Точность определения величины поля E составляла несколько процентов (в области слабых полей погрешность увеличивалась до десятков процентов), координатное разрешение (по z) составляло ~ 0.05 мм, временное разрешение ~ 0.1 с.

При $T \sim 300$ К наблюдался эффект стратификации (режим II) — рис. 2, а. На вставке приведены теоретические результаты, следующие из формулы (10). Видно, что все наблюдавшиеся особенности эволюции поля качественно описываются теорией. В частности, плотность объемного заряда в слоях и их количество в образце возрастают со временем, а толщина слоев уменьшается. На рис. 2, б показана временная зависимость пространственного положения границ слоев. На малых временах t эти

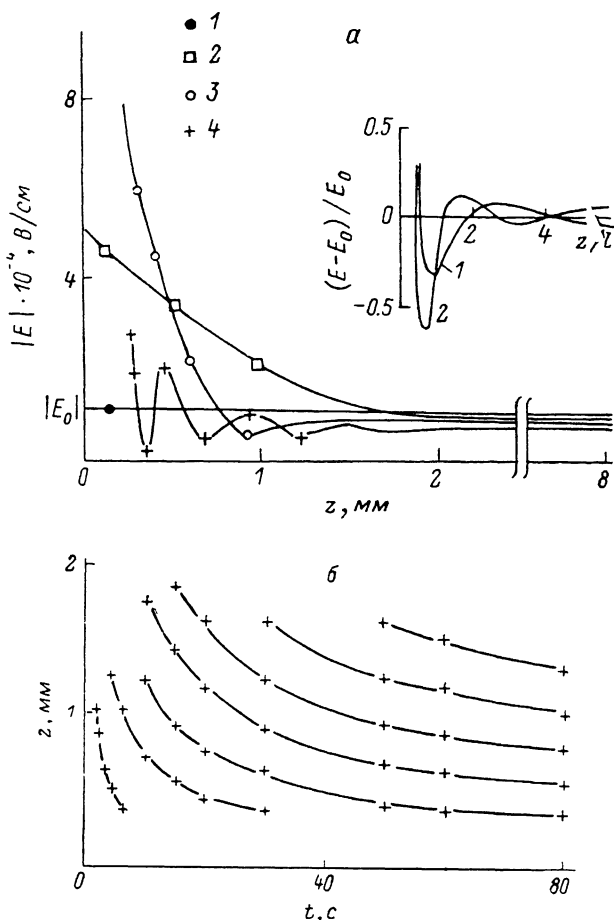


Рис. 2. Зависимости напряженности электрического поля E от координаты z , измеренные при $T=300$ К в различные моменты времени t после приложения напряжения (а), а также измеренные временные зависимости положения границ отрицательно заряженных слоев заряда (т. е. положения минимумов $|E|$) (б).

а: 1 — $t=0$, 2 — 0.5, 3 — 2, 4 — 10 с. На вставке — теоретический результат, следующий из формулы (10) при $t=8\tau_M$ (1) и $10\tau_M$ (2).

величины уменьшаются по закону t^{-1} в соответствии с (10). Видно также, что в соответствии с (10) толщина каждого последующего слоя увеличивается по сравнению с толщиной предыдущего по мере удаления от блокирующего контакта (на поздней стадии экранирования удалось наблюдать до 14 слоев знакопеременного заряда). Заметим, что количественное сопоставление результата (10) с экспериментом затруднительно, так как эта формула строго применима лишь на начальной стадии процесса (при $|E-E_0| \ll |E_0|$, т. е. при $t \ll \tau_M$), а точность измерений на этой стадии недостаточно велика. Использование численных методов позволяет описать [5] более позднюю стадию ($t \geq \tau_M$) режима стратификации. Это численное решение количественно описывает эксперимент и совпадает с результатом, следующим из формулы (10) при $t \ll \tau_M$.

В диапазоне температур $130 \leq T \leq 180$ К наблюдалось расширение единственного слоя объемного заряда с постоянной плотностью (режим I) (рис. 1, а; приведены результаты при $T=161$ К). Эти результаты полностью согласуются с теорией режима I. (Небольшое расхождение теории с экспериментом на поздней стадии экранирования, по-видимому, связано с падением напряжения на диэлектрике, которое не учитывалось при выводе (7)). Характерная скорость расширения слоя v при охлаждении кристалла падала на 5 порядков. Найденные из опыта значения $\mu_d = v / |E_0|$ представлены на рис. 1, б. В соответствии с (8) и (13) зависимость $\mu_d(T)$ оказалась экспоненциальной (с энергией активации 0.40 ± 0.03 эВ).

Таким образом, с помощью прямых наблюдений динамики поля обнаружены оба обсуждаемых режима экранирования. При охлаждении кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ режим стратификации объемного заряда сменяется режимом расширения единственного слоя заряда, причем изменения характера процессов экранирования с температурой носят обратимый характер. Для объяснения смены режимов были предприняты дополнительные исследования процессов перезарядки глубоких центров, изложенные в следующем разделе.

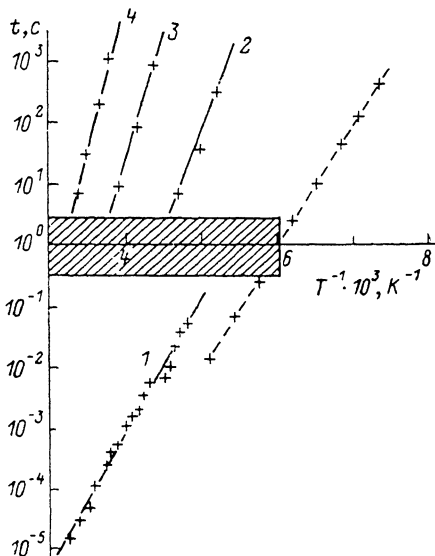


Рис. 3. Измеренные температурные зависимости основных времен, определяющих процесс экранирования поля.

Заштрихованной областью показан диапазон реализовавшихся на опыте значений времени максвелловской релаксации τ_M ; штриховая прямая — значения τ_M в дополнительной серии экспериментов.

в) Исследование процессов перезарядки ловушек. Приведем результаты дополнительных экспериментов, позволяющих выявить схему примесных уровней и найти основные времена, определяющие процесс экранирования (рис. 3).

Прямая 1 представляет собой температурную зависимость постоянной времени релаксации фототока при импульсном возбуждении с $\lambda=488$ нм. (В опытах независимо контролировалась однородность распределения поля в кристалле). Экспоненциальный характер этой зависимости указывает на существование уровня прилипания электронов с энергией ионизации 0.43 ± 0.03 эВ.

Прямые 2—4 представляют собой характерные времена термической ионизации трех глубоких уровней ловушек. Как видно из рис. 3, их энергии ионизации составляют 0.7, 0.8 и 0.9 эВ. Эти времена были определены в результате исследования с помощью поляризационно-оптического метода процессов накопления положительного заряда в тонком слое вблизи блокирующего контакта. Методика подобных измерений была описана в [9] применительно к кристаллу $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$.

3. Интерпретация эксперимента

Отметим, что одноуровневая модель не позволяет объяснить наблюдавшуюся смену режимов экранирования. Действительно, в соответствии с изложенным в разделе 2б при охлаждении кристалла в условиях фиксированного τ_M величина τ_i увеличивается, что делает возможным переход от режима I к режиму II, тогда как в экспериментах наблюдалась обратная ситуация.

Убедимся, что для полной интерпретации всей совокупности экспери-

ментальных данных достаточно ввести в рассматриваемую модель с двумя типами ловушек L_1 и L_2 , обсуждавшуюся в разделе 1в (рис. 4). К типу L_2 относятся три уровня с энергиями ионизации $\mathcal{E}_2=0.7, 0.8, 0.9$ эВ и с временами ионизации, представленными на рис. 3 прямыми 2, 3, 4 соответственно. (При фиксированной температуре кристалла достаточно рассматривать один из этих уровней, вносящий основной вклад в генерацию электронов, например при $T=290$ К $\mathcal{E}_2=0.9$ эВ). Из рис. 3 видно, что время ионизации каждого из этих уровней $\tau_{i_2} \gg \tau_M$. К типу L_1 относится уровень с энергией $\mathcal{E}_1=0.4$ эВ и с параметрами, удовлетворяющими неравенству (11). Отметим, что ловушки типа L_2 обсуждались ранее в [5, 9], где обозначались как МЛ. Роль ловушек типа L_1 в кристаллах силленитов ранее не рассматривалась, однако они определяют такие параметры переноса заряда, как дрейфовую подвижность носителей и время релаксации фототока. Действительно, дрейфовая подвижность определяется эффективной подвижностью электронного газа μ_d (см. раздел 1в), связанного на уровне

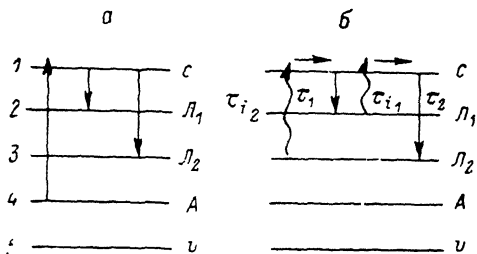


Рис. 4. Основные электронные переходы в $Bi_{12}SiO_{20}$.

а — заполнение ловушек при предварительном освещении, б — пространственная перезарядка уровней в темноте в приложенном поле. 1 — 0, 2 — 0.4, 3 — 0.7÷0.9, 4 — 2.7, 5 — 3.25 эВ.

L_1 , а время релаксации фототока — эффективным временем жизни τ^* . Именно поэтому обе эти величины экспоненциально зависят от T с одинаковой энергией активации, определяемой глубиной уровня L_1 (рис. 1, б и 3, прямая 1).

В соответствии с теорией процессы экранирования в рассматриваемой модели определяются характерными временами τ_{i_2} , τ_M и τ^* , причем температурные зависимости этих величин определены из эксперимента (рис. 3). Это позволяет независимо определить температурные диапазоны реализации двух режимов экранирования и сопоставить их с результатами прямого наблюдения динамики поля. При $180 \leq T \leq 300$ К выполняется неравенство $\tau^* \ll \tau_M \ll \tau_{i_2}$. Поэтому в соответствии с теорией наблюдается режим стратификации (II), описываемый формулой (10) с заменой (12), (13). В отличие от этого при пониженных температурах $130 \leq T \leq 180$ К выполняется неравенство $\tau_M < \tau'_0 < \tau^* \ll \tau_{i_2}$ (при нашем значении d имеем $\tau'_0 = 10\tau_M$). Именно поэтому и реализуется переход к режиму расширения обедненного слоя (1), который описывается формулой (7) с заменой (12), (13), а также $W \rightarrow W'$.² Таким образом, предлагаемая модель позволяет описать все наблюдавшиеся особенности процесса экранирования и подтверждается результатами дополнительных экспериментов.

Заметим, что для удобства измерения зависимости $\mu(T)$ (рис. 1, б) в работе была выполнена дополнительная серия экспериментов, в которой при $130 \leq T \leq 200$ К за счет выбора условий предварительного освещения поддерживалось постоянное начальное заполнение уровня L_1 . При этом величина τ_M экспоненциально зависела от температуры (пунктирная линия на рис. 3), оставаясь гораздо меньше, чем τ^* , и в соответствии с теорией наблюдался режим I. Таким образом, в интервале температур $180 \leq T \leq 200$ К в зависимости от условий предварительного освещения наблюдались оба обсуждаемых режима. (В условиях [3] смена режимов наблюдалась при 200 К).

² Переход к режиму расширения обедненного слоя можно пояснить, если учесть, что более глубокий уровень L_2 оказывается практически замороженным при пониженных температурах. Тогда можно пренебречь перезарядкой уровня L_2 и перейти к одноуровневой модели с L_1 , $\tau_{i_1} \ll \tau_M$ (см. раздел 1б).

В заключение отметим, что исследованные в работе новые режимы экранирования электрического поля типичны для высокоомных компенсированных полупроводников с глубокими центрами и их следует учитывать при интерпретации экспериментальных данных по нестационарной спектроскопии глубоких центров в этих материалах. Эти режимы не возникают в сравнительно низкоомных материалах с концентрацией мелких центров, большей, чем глубоких. В последнем случае реализуется обычная динамика экранирования, описанная в [1].

Исследование новых режимов позволяет определить ряд параметров кристалла. В частности, наблюдение расширения обедненного слоя позволяет определить исключительно малые значения дрейфовой подвижности $\mu_d \sim 10^{-10} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ в условиях очень низкой электропроводности, когда обычные методы нестационарной спектроскопии, основанные на измерении тока или емкости, неприменимы.

Изученная в настоящей работе динамика объемного заряда в фоторефрактивных кристаллах типа силленитов определяет их нелинейные оптические свойства, важные для приложений [10]. Примечательно, что на полученную в работе зависимость $\mu_d(T)$ хорошо ложится значение $\mu_d = 0.03 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, измеренное в [11] независимым способом при комнатной температуре. Вывод о том, что дрейфовая подвижность определяется прилипанием электронов на уровень Π_1 с энергией ионизации $\xi_1 = 0.4 \text{ эВ}$, позволяет объяснить низкие значения подвижности, несовместимые с зонной проводимостью. Полагая $N_c/N_1 \sim 10^4$, получаем для истинной подвижности в зоне значение $\mu \sim 10 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, которое согласуется с результатами, полученными при исследовании [12] быстрой кинетики фототока и при записи [13] динамических решеток пикосекундными импульсами света.

Авторы благодарят М. И. Дьяконова и А. А. Каплянскогo за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [2] Брыккин В. В., Коровин Л. И., Мараховов В. И. // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 6. С. 1133—1138.
- [3] Astratov V. N., Ilinskii A. V., Furman A. S. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 150. N 2. P. 611—615; Астратов В. Н., Ильинский А. В., Фурман А. С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 14. С. 1330—1335.
- [4] Фурман А. С. // ФТП. 1988. Т. 22. № 12. С. 2138—2145.
- [5] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 9. С. 2843—2856; Astratov V. N., Ilinskii A. V. // Ferroelectrics. 1987. V. 75. N 1—2. P. 251—269.
- [6] Фурман А. С. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 7. С. 2083—2090; Furman A. S. // Ferroelectrics. 1988. V. 83. P. 41—53.
- [7] Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1979. Т. 13. № 1. С. 138—151.
- [8] Астратов В. Н., Ильинский А. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 1. С. 108—115.
- [9] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Мельников М. Б. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 10. С. 3042—3048.
- [10] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л., 1983. 270 с.
- [11] Hou S. L., Lauer R. B., Aldrich R. E. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 6. P. 2652—2658.
- [12] Овчинников И. Т., Яншин Э. В. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 7. С. 2196—2198.
- [13] Saux G. L., Brun A. // IEEE J. Quant. El. 1987. V. QE-23. N 10. P. 1680—1688.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
9 марта 1989 г.