

ДИНАМИКА ЭКРАНИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ С ГЛУБОКИМ ПРИМЕСНЫМ УРОВНЕМ

Фурман А. С.

Предложена теория, описывающая динамику экранирования электрического поля в примесном полупроводнике после скачкообразного включения сильного обедняющего напряжения. Использована модель, учитывающая ионизацию примесных центров, перенос основных носителей заряда и их обратный захват. Теория позволяет определить режим процесса экранирования в зависимости от соотношения характерных времен ионизации τ_1 , жизни носителей в зоне проводимости τ и максвелловского времени τ_M . В случае глубокого примесного уровня характер экранирования существенно зависит от параметра τ_1/τ_M . При $\tau_1 \ll \tau_M$ стационарное состояние устанавливается в результате расширения обедненного слоя со средней скоростью $v = v_0 \tau / \tau_1 \ll v_0$, где v_0 — дрейфовая скорость носителей. При $\tau_M \ll \tau_1$ переходный процесс сопровождается эффектом стратификации — появлением слоев объемного заряда чередующихся знаков. Теория полностью согласуется с результатами экспериментов, в которых наблюдались оба описанных режима.

1. *Введение.* Процессы экранирования электрического поля, приложенного к примесному полупроводнику, определяют работу электронных устройств на основе p — n -переходов, барьеров Шоттки или МДП структур. Некоторые классы таких приборов изготавливаются из фоточувствительных полупроводников с примесным уровнем, глубоким при рабочих температурах [1-3]. Процессы экранирования также широко используются для определения параметров глубоких центров [4]. Наибольший интерес представляет случай сильного напряжения обедняющей полярности. При этом в стационарном состоянии поле экранируется обедненными носителями заряда слоем ионизованных примесей и спадает в пределах этого слоя по линейному закону.

Динамике экранирования после включения напряжения посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ. Достаточно актуальной является простая ситуация, когда переходный процесс определяется лишь ионизацией примесных центров, дрейфом основных носителей и их обратным захватом.¹ Однако даже в этом случае при теоретическом описании экранирования использовались дополнительные упрощающие предположения о характере переходного процесса [4, 7-9]. Например, предполагалось, что этот процесс включает в себя два этапа — быстрое образование однородного слоя, обедненного свободными носителями, и его последующее медленное сужение до стационарного значения вследствие ионизации глубоких примесей (см. [4, 7]). Вопрос о том, какие физические условия определяют тот или иной режим экранирования, не рассматривался.

Экспериментально динамика экранирования исследовалась в основном с помощью измерений высокочастотной емкости (в низкоомных материалах)

¹ В некоторых работах рассматривались специальные случаи (например, неоднородное распределение примеси [4], сильное поглощение света [6] или сильная зависимость сечения ионизации от электрического поля [6]), однако в простейшей ситуации эти факторы несущественны.

либо релаксационного тока (в высокоомных) [4]. Результаты хорошо согласуются с теорией [4]. Однако недавно в нецентросимметричных высокоомных полупроводниках была использована более информативная методика, позволяющая регистрировать распределение поля в кристалле по электрооптическому эффекту [10]. (Отметим, что динамика объемного заряда в таких кристаллах определяет их нелинейные оптические свойства, важные для приложений [3]). Было обнаружено, что после включения обедняющего напряжения возникает эффект стратификации [10]: в кристалле формируются многочисленные (до десяти) слои объемного заряда чередующихся знаков. При этом размах пространственных осцилляций поля был сравним с первоначально приложенным полем E_0 . Такой режим экранирования резко отличается от рассмотренных ранее в [4-9].

Аналитическая теория стратификации [11], основанная на простой модели, предполагающей постоянными темп генерации электронов с примесного уровня и их время жизни в зоне, описывает все основные особенности эффекта, обнаруженные экспериментально и с помощью моделирования на ЭВМ [10].

Таким образом, динамика экранирования поля в примесных полупроводниках даже в простейших условиях весьма разнообразна. Хотя некоторые частные случаи хорошо изучены, достаточно полная и последовательная теория, позволяющая определить характер этого процесса в зависимости от параметров полупроводника, по-видимому, отсутствует.

В настоящей работе рассмотрена динамика экранирования поля в полупроводнике после скачкообразного включения обедняющего напряжения. Используется модель, учитывающая генерацию основных носителей с примесного уровня, их перенос в зоне проводимости и обратный захват. Показано, что характер переходного процесса определяется соотношением характерных времен ионизации примеси τ_1 , жизни носителей в зоне τ и максвелловского времени τ_M . В наиболее интересном случае глубокого примесного уровня режим экранирования существенно отличается от предлагаемого в [4-9] и зависит от параметра τ_1/τ_M . При $\tau_1 \ll \tau_M$ стационарное состояние устанавливается в результате медленного расширения обедненного слоя со средней скоростью $v = \mu E_0 \tau / \tau_1$, где μ — подвижность носителей. В ходе этого процесса успевает устанавливаться локальное генерационно-рекомбинационное равновесие между свободными и связанными электронами. Поэтому динамика связанного заряда эффективным образом описывается как движение газа свободных электронов с дрейфовой подвижностью $\mu_d = \mu \tau / \tau_1 \ll \mu$.

При $\tau_M \ll \tau_1$ экранирование сопровождается эффектом стратификации. Количество слоев и абсолютная величина плотности их заряда нарастают в течение времени $(\tau \tau_M)^{1/2} \leq t \leq \tau_1$. Затем слои рассасываются и устанавливается стационарное состояние, общее для всех режимов экранирования. Физическая причина стратификации связана с инерционностью динамики связанного заряда в условиях слабо меняющихся темпа генерации и времени жизни носителей (см. [11]). Отметим, что такая же инерционность делает возможным распространение волн перезарядки ловушек [12, 13].

Недавно оба рассмотренных режима экранирования были исследованы экспериментально и интерпретированы в [14]. Полученные результаты полностью согласуются с выводами настоящей работы.

2. *Постановка задачи и основные уравнения.* Рассмотрим ситуацию, когда к примесному полупроводнику (для определенности n -типа) прикладывается постоянное напряжение V , а поток электронов сквозь отрицательный контакт блокирован запирающим потенциальным барьером. Такая ситуация возможна в МДП структурах, p - n -переходах и диодах Шоттки. В соответствии с условиями типичных экспериментов будем считать напряжение достаточно большим: $V \gg V_0$, \mathcal{E}_0/e , T/e , где V_0 — контактная разность потенциалов, \mathcal{E}_0 — энергия ионизации примеси, T — температура кристалла в энергетических единицах, e — абсолютная величина заряда электрона. Тогда толщина экранирующего обедненного слоя в стационарном состоянии определяется формулой Шоттки

$$W = (\epsilon V / 2\pi\rho_0)^{1/2}, \quad (1)$$

где ρ_0 — плотность заряда ионизованных примесных центров, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Динамика установления такого состояния и составляет предмет исследования в настоящей работе.

Пусть в полупроводнике происходят термо- либо фотоионизация примесей, перенос электронов в зоне проводимости и их обратный захват. Полная система, описывающая динамику экранирования, включает в себя уравнения баланса степени заполнения примесных состояний f , непрерывности для концентрации свободных электронов n и закон сохранения полного тока

$$N \frac{\partial f}{\partial t} = -(\beta + SI)Nf + \gamma N(1-f)n, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial z} j = -N \frac{\partial f}{\partial t}, \quad j = e \left(\mu n E + D \frac{\partial n}{\partial z} \right), \quad (3)$$

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

Здесь N — концентрация примесных центров, I — интенсивность света, S — сечение фотоионизации, β и γ — коэффициенты термической генерации и захвата, μ и D — подвижность и коэффициент диффузии электронов, z — координата, отсчитываемая от блокирующего контакта. Плотность полного тока $i(t)$ меняется со временем, но не зависит от z . Коэффициенты β и γ связаны соотношением $\beta/\gamma = N_c \exp(-\mathcal{E}_0/T)$, где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Граничные условия к уравнениям (2)–(4) имеют вид

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

где d — толщина полупроводника. Первое из них связано с отсутствием потока электронов сквозь поверхность $z=0$, а второе означает, что практически все приложенное напряжение падает на полупроводник. В случае МДП структуры последнее справедливо, если толщина диэлектрика $a \ll W$. Однако даже в случае $a > W$ условие (5) выполняется на ранней стадии переходного процесса при $t \ll \tau_M d/a$.

Рассмотрим начальные условия, пренебрегая контактным загибом зон и емкостью внешней цепи. Тогда в момент включения напряжения (при $t=0$) в полупроводнике возникает однородное поле $E_0 = V/d$ (для выбранного направления оси z имеем $E_0 < 0$). Начальные значения n_0 и f_0 величин n и f определяются выражениями

$$n_0 = \frac{(\beta + SI)f_0}{\gamma(1-f_0)}, \quad en_0 = eN(1-f_0) + \rho_c, \quad (6)$$

следующими из (2) и из условия электронейтральности. Здесь ρ_c — плотность заряда компенсирующей примеси, которую мы считаем постоянной. Для определенности будем полагать $f_0 \sim 1$. Эти условия могут выполняться в компенсированных полупроводниках в широких интервалах температур и интенсивности освещения.

Для дальнейшего удобно перейти к безразмерным переменным, сохранив для величин t , z , E и n прежние обозначения, но выразив их в единицах максимального времени $\tau_M = \varepsilon(4\pi e \mu n_0)^{-1}$, дрейфовой длины $l_0 = \mu \tau |E_0|$, поля $|E_0|$ и концентрации n_0 соответственно. При этом уравнения (2)–(4) принимают вид

$$\frac{\tau_1}{\tau_M} \frac{\partial f}{\partial t} \frac{f}{f_0} = -\frac{f}{f_0} + \frac{1-f}{1-f_0} n, \quad (7)$$

$$\frac{\tau}{\tau_M} \frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} nE = \frac{f}{f_0} - \frac{1-f}{1-f_0} n, \quad (8)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + nE = \frac{i(t)}{e \mu n_0 E_0}. \quad (9)$$

Здесь $\tau_1 = N^{-1}(\beta + SI)^{-1}$ — характерное время ионизации примесей, $\tau = [N\gamma(1-f_0)]^{-1}$ — среднее время жизни свободных электронов при $f=f_0$. Мы пренебрегли здесь диффузионным током. Далее будет показано, что в интересующем нас случае сильного напряжения он не существует.

3. *Анализ процесса экранирования.* Из уравнений (7)–(9) следует, что характер экранирования определяется лишь соотношением временных масштабов τ , τ_M и τ_1 . Параметр

$$\frac{\tau}{\tau_1} = \frac{n_0}{Nf_0} = \frac{\beta + SI}{\gamma(1-f_0)N}$$

определяет отношение концентраций свободных и связанных электронов. Он сильно зависит от температуры T (экспоненциально) и от интенсивности I . В отличие от этого параметр

$$\frac{\tau_1}{\tau_M} = \frac{4\pi e\mu f_0}{\varepsilon\gamma(1-f_0)}$$

слабо зависит от величин T , I и является устойчивой характеристикой кристалла с данной примесью.² Как мы увидим, он в основном и определяет режим экранирования в случае глубоких примесей. В классических полупроводниках Ge и Si, как правило, $\tau_M \ll \tau_1$, однако в широкозонных материалах $A^{III}B^{VI}$, $A^{III}B^V$, а также в фоторефрактивных кристаллах это соотношение бывает произвольным [15].

а) *Мелкие примеси.* Начнем анализ уравнений (7)–(9) с тривиального случая $\tau_1 \ll \tau$, реализуемого для мелких примесей или при интенсивном освещении. При этом все примеси ионизованы и плотность связанного заряда $\rho_0 = en_0$ остается неизменной. Поэтому генерация и захват электронов несущественны, и в системе (7)–(9) можно исключить уравнение (7) и приравнять нулю левую часть (8). На начальной стадии процесса (при $t \ll \tau_M$) уравнения (7), (8) можно линеаризовать, полагая $\tilde{E} = E - E_0$, $|\tilde{E}| \ll |E_0|$ и $i(t) = e\mu n_0 E_0$.

Последнее выражение означает, что на этой стадии поле вдали от блокирующего контакта не отличается от первоначально приложенного. В результате получаем уравнение

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\tau_M}{\tau} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

с начальными и граничными условиями $\tilde{E} = 0$ при $t = 0$ и $\tilde{E} = t$ при $z = 0$. Решение (в размерной форме) имеет вид

$$E = \begin{cases} E_0 - 4\pi en_0(z_0 - z), & z \leq z_0, \\ E_0, & z > z_0, \quad z_0 = \mu E_0 t. \end{cases} \quad (11)$$

Этот результат означает, что, как и следовало ожидать, толщина обедненного слоя z_0 увеличивается с дрейфовой скоростью μE_0 по мере того, как свободные электроны удаляются от приконтактной области.

Очевидно, что формула (11) справедлива на начальном этапе экранирования $t \ll \tau_M$, τ_1 , τ при произвольном соотношении времен τ_M , τ_1 и τ .

В рассматриваемом случае $\tau_1 \ll \tau$ результат (11) нетрудно обобщить на нелинейную стадию процесса, учитывая, что в области $z < z_0$ отсутствуют электроны, а в области $z > z_0$ поле однородно. При этом, используя (5), получаем из (8), (9) уравнение, описывающее расширение обедненного слоя,

$$\frac{\partial z_0}{\partial t} = \frac{W}{\tau_0} \left(1 - \frac{z_0^2}{W^2}\right), \quad \tau_0 = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\varepsilon d}{2\pi en_0 E_0}\right)^{1/2}. \quad (12)$$

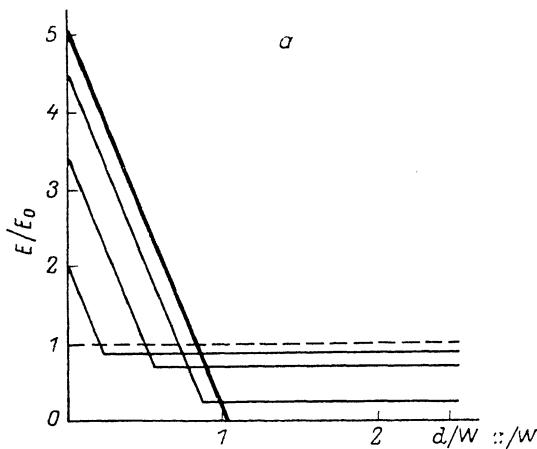
В соответствии с этим толщина слоя z_0 и распределение поля E изменяются по закону

² Параметр τ_1/τ_M может сильно зависеть от T при наличии нескольких примесных уровней, если при изменении T меняется их относительный вклад в генерацию носителей (см. [14]).

$$z_0 = W \operatorname{th} \left(\frac{t}{\tau_0} \right), \quad E = \begin{cases} E_0 \left(1 - \frac{z_0^2}{W^2} \right) - 4\pi en_0 (z_0 - z), & z \leq z_0, \\ E_0 \left(1 - \frac{z_0^2}{W^2} \right), & z > z_0. \end{cases} \quad (13)$$

В стационарном состоянии $z_0 = W$ [см. (1)]. Характерное время переходного процесса τ_0 полезно также представить в виде $\tau_0 = (2\tau_M \tau_f)^{1/2} > \tau_M$, где τ_f — время пролета электронов через образец в поле E_0 . Отметим, что аналогичный режим экранирования для МДП структуры на основе полупроводника с мелким примесным уровнем был исследован в [8], где учитывалось падение напряжения на диэлектрике.

Оценим, при каких условиях можно пренебречь диффузией. За время $t \sim \tau_M$ толщина слоя z_0 вырастает до значения $\sim l_p = E_0 / \rho_0$, а его граница раз-



мывается вследствие диффузии на величину порядка дебаевского радиуса $R_D = (D\tau_M)^{1/2}$. Поэтому диффузия незначительна при $R_D \ll l_p$. В случае $W < d$ это условие совпадает с требованием $V \gg T/e$.

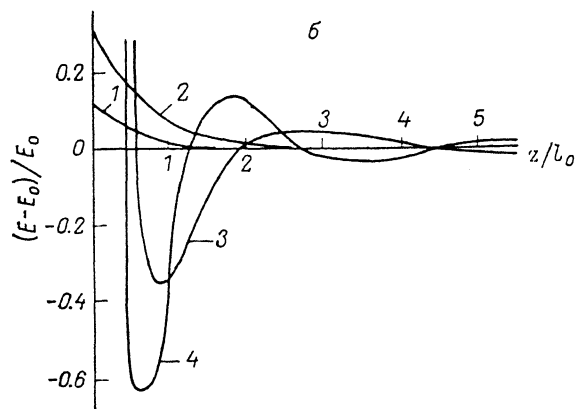
б) Глубокие примеси, $\tau \ll \tau_1 \ll \tau_M$. В случае глубоких примесей и умеренной интенсивности освещения имеем $\tau \ll \tau_1$. При этом экранирование осуществляется в результате перераспределения связанного заряда.

Из уравнения (7) следует, что при $\tau_1 \ll \tau_M$ в ходе переходного процесса с характерным временем $\tau_0 > \tau_M$ успевает устанавливаться локальное равновесие между генерацией и захватом электронов. Поэтому можно приравнять

Распределения электрического поля в толще полупроводника в последовательные моменты времени t .

1 — t_1 , 2 — t_2 , 3 — t_3 , 4 — t_4 . а — расчет для случая $\tau_1 \ll \tau$ или $\tau_1 \ll \tau_M$ по формуле (13), $t_1 < t_2 < t_3$; штриховая линия отвечает начальному, а жирная — конечному стационарному состоянию; б) — расчет для случая $\tau_M \ll \tau_1$ по формуле (15), $\tau/\tau_M = 0.1$, $t_1 < t_2 <$

$$< \sqrt{\tau \tau_M} < t_3 < t_4.$$



нулю выражение (8) и исключить из рассмотрения (7). Тогда из (8), (9) следует, что динамика связанного заряда эффективным образом описывается как движение газа свободных электронов с дрейфовой подвижностью $\mu_d = \mu\tau/\tau_1 \ll \mu$. Таким образом, и в этом случае процесс экранирования описывается формулами (11)–(13) с заменой $\mu \rightarrow \mu_d$, $n_0 \rightarrow Nf_0$. В соответствии с этим средняя скорость расширения обедненного слоя $v = \mu E_0 \tau / \tau_1$ должна экспоненциально зависеть от температуры T . Все эти особенности наблюдались при экспериментальном исследовании данного режима в [14]. Следующие из формулы (13) распределения поля в последовательные моменты времени показаны на рисунке, а. Релаксационный ток определяется выражением [выше $\tau_1 = (1 - f_0)\tau_1$]

$$i(t) = en_0 \mu E_0 \operatorname{ch}^{-2}(t/\tau_0).$$

в) Глубокие примеси, $\tau, \tau_M \ll \tau_1$. Из уравнения (7) следует, что при $\tau_M \ll \tau_1$ производная $\partial f / \partial t \ll 1$. Поэтому на временах $t \ll \tau_1$ темп генера-

ции и время жизни свободных электронов остаются практически постоянными. Это позволяет исключить из рассмотрения (7), а в (8) положить $f=f_0$.

После этого, линеаризовав (8) и (9), так же как в разделе 3, а, получаем вместо (10) уравнение

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z \partial t} + \frac{\tau}{\tau_M} \left(\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} \right) + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} + \tilde{E} = 0 \quad (14)$$

с теми же начальным и граничным условиями. Это уравнение описывает эволюцию поля при $t \ll \tau_M$. Его точное решение можно получить с помощью подстановки

$$\tilde{E} = - \left(\frac{t}{z} - \frac{\tau}{\tau_M} \right)^{1/2} \exp \left[-z \left(1 + \frac{\tau}{\tau_M} \right) \right] F(t, z),$$

приводящей к уравнению, в котором F зависит лишь от комбинации $x = z(t - z\tau/\tau_M)$ переменных t и z . Введя новую переменную $y = 2\sqrt{x}$, получаем для $F(y)$ уравнение Бесселя

$$-\frac{d^2 F}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{dF}{dy} + \left(1 - \frac{1}{y^2} \right) F = 0.$$

Указанная подстановка возможна при $z < z_0 = t\tau_M/\tau$. При $z > z_0$ имеется тривиальное решение $\tilde{E} = 0$. Следовательно, искомое решение имеет вид

$$\tilde{E} = \begin{cases} - \left(\frac{t}{z} - \frac{\tau}{\tau_M} \right)^{1/2} \exp \left[-z \left(1 - \frac{\tau}{\tau_M} \right) \right] J_1 \left[2 \left(z \left(t - \frac{\tau}{\tau_M} z \right) \right)^{1/2} \right], & z \leq z_0, \\ 0, & z > z_0 = t \frac{\tau_M}{\tau}, \end{cases} \quad (15)$$

где $J_1(y)$ — функция Бесселя первого рода.

Убедимся, что на ранней стадии экранирования $t \ll \tau$, τ_M , когда генерация и захват электронов еще несущественны, из (15) следует формула (11). Она получается при разложении функции $J_1(y) = y/2 \ll 1$ и экспоненты.

Продолжим исследование формулы (15) для наиболее интересного случая $\tau \ll \tau_M$. В размерной форме при $t \ll (\tau\tau_M)^{1/2}$ имеем

$$E = E_0 - 4\pi en_0 (z_0 - z) \exp(-z_0/l_0), \quad z < z_0 = \mu E_0 t. \quad (16)$$

При $t \sim (\tau\tau_M)^{1/2}$ распределение E становится осциллирующей функцией z . Это означает появление слоев объемного заряда чередующихся знаков. Первый отрицательный слой появляется в области $z \sim \mu(\tau\tau_M)^{1/2} E_0$. Со временем число слоев в образце возрастает.

При $\tau \ll t \ll \tau_M$ практически для любых z имеем

$$E = E_0 \left[1 + \frac{l_0 t}{\tau_M z} \exp \left(-\frac{z}{l_0} \right) J_1 \left(2 \sqrt{\frac{z t}{l_0 \tau_M}} \right) \right]. \quad (17)$$

Из этой формулы следует, что плотность заряда в слоях нарастает со временем, а их толщина уменьшается (см. рисунок, б). Результат (17) совпадает с полученным ранее [11] в приближениях $\tau_1/\tau_M \rightarrow \infty$ и $\tau/\tau_M \rightarrow 0$. Эта формула описывает все основные особенности эффекта стратификации, наблюдавшиеся в [10].

Эффект стратификации возможен и в случае $\tau_M \ll \tau \ll \tau_1$. Однако, согласно (15), он начинается при $t > (\tau\tau_M)^{1/2} > \tau_M$, когда линеаризация уже неприменима. Тем не менее уравнение (14) справедливо и в этом случае в области достаточно больших z . Стратификация в условиях $\tau_M \ll \tau \ll \tau_1$ и слабого напряжения также была исследована в [11].

Отметим, что при выводе уравнения (14) использовалось условие $|n - n_0| \ll n_0$, которое не выполняется для малых z . Тем не менее можно показать, что все полученные результаты асимптотически точны при $t \ll \tau_M$, за исключением малого временного интервала $t \sim (\tau\tau_M)^{1/2} \ll \tau_M$, в котором формула (15) спра-

ведлива лишь качественно. Условие пренебрежения диффузией имеет вид $R_p \ll (l_0 l_p)^{1/2}$ и автоматически выполняется при $V \gg T/e$.

Из уравнений (7)–(9) следует, что процесс расслоения заряда развивается в течение времени $t \ll \tau_1$. После этого отрицательные слои рассасываются и устанавливается стационарное состояние, общее для всех режимов экранирования.

4. *Заключение.* Таким образом, мы показали, что характер динамики экранирования электрического поля в полупроводнике с глубокими примесями существенно зависит от параметра τ_M/τ_1 . При $\tau_1 \ll \tau_M$ стационарное состояние устанавливается в результате медленного расширения обедненного слоя. При $\tau_M \ll \tau_1$ экранирование сопровождается эффектом стратификации.

Интересно, что параметр τ_M/τ_1 определяет не только режим экранирования, но и поведение слабо затухающих волн связанного заряда, которые могут распространяться в полупроводнике при наличии постоянного поля E_0 . При $\tau_M \ll \tau_1$ их закон дисперсии имеет вид $\omega = (\tau_M l_0 K)^{-1}$ [12, 13], а в противоположном случае $\omega = \tau_1^{-1} l_0 K$ [15]. Оба типа волн играют важную роль в нелинейных оптических эффектах в полупроводниках без центра инверсии [15, 16].

В настоящей работе мы полагали толщину полупроводника достаточно большой: $W \ll l_0 < d$. При $\tau_1 \ll \tau_M$ результаты могут быть очевидным образом обобщены на случай $d < W$: процесс экранирования закончится в момент, когда $z_0 = d$. При $\tau_M \ll \tau_1$ ситуация $d \ll l_0$ требует специального рассмотрения, однако численный расчет [10] показывает, что стратификация возможна и в этом случае. Отметим, что применимость результатов работы не ограничивается условием $f_0 \sim 1$. Результаты, относящиеся к стратификации, справедливы при $n_0 \ll N f_0$, $N(1 - f_0)$. Можно показать (см. [11, 14]), что и при наличии нескольких примесных уровней режим экранирования обычно сводится к одному из рассмотренных случаев.

Отметим также, что ситуация, в которой должен возникать эффект стратификации, рассматривалась в ряде работ (см., например, [7, 17]), однако недостаточно обоснованные предположения, использованные в этих работах, не позволили его описать. Аналогичное расслоение заряда возможно не только при экранировании, но и при других переходных процессах. Ранее один из таких процессов был рассмотрен в [12] для короткого образца с инжектирующим контактом.

Оба рассмотренных нами режима экранирования были недавно исследованы экспериментально. Выполненное в [14] сравнение теории с экспериментом позволило определить ряд параметров кристалла с глубокими примесями в условиях очень низкой электропроводности, когда обычные методы [4] неприменимы.

Автор благодарен М. И. Дьяконову за ценные советы, В. Н. Астратову, А. В. Ильинскому, О. В. Константинову, М. Е. Левинштейну, А. Я. Шикю за полезное обсуждение.

Л и т е р а т у р а

- [1] Приборы с зарядовой связью / Под ред. Д. Ф. Барба. М., 1982. 240 с.
- [2] Ковтонок Н. Ф. Электронные элементы на основе структур полупроводник—диэлектрик. М., 1976. 182 с.
- [3] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л., 1983. 269 с.
- [4] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [5] Брыксин В. В., Коровин Л. И. — ФТТ, 1982, т. 24, в. 7, с. 2030—2036.
- [6] Гольдман Е. И., Ждан А. Г. — ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1924—1926.
- [7] Брыксин В. В., Коровин Л. И. — ФТТ, 1983, т. 25, в. 1, с. 55—61.
- [8] Константинов О. В., Мезрин О. А. — ФТП, 1983, т. 17, в. 9, с. 1656—1662.
- [9] Свиридов В. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 12, с. 2172—2176.
- [10] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Киселев В. А. — ФТТ, 1984, т. 26, в. 9, с. 2843—2851; Astratov V. N., Il'inski A. V. — Ferroelectrics, 1987, v. 75, N 1-2, p. 251—277.
- [11] Фурман А. С. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 7, с. 2083—2089.
- [12] Сурис Р. А., Фукс Б. И. — ФТП, 1979, т. 13, в. 1, с. 138—151.
- [13] Жданов Н. Г., Каган М. С., Сурис Р. А., Фукс В. И. — ЖЭТФ, 1978, т. 74, в. 1, с. 364—371.

- [14] Астратов В. Н., Ильинский А. В., Фурман А. С. — Письма ЖТФ, 1988, т. 14, в. 14, с. 1330—1335.
- [15] Фурман А. С. — ФТТ, 1987, т. 29, в. 4, с. 1076—1085; Furman A. S. — Ferroelectrics, 1988, v. 77, N 3-4, p. 472—486.
- [16] Фурман А. С. — ЖЭТФ, 1988, т. 94, в. 5, с. 295—303.
- [17] Абагян С. А., Костанян Г. Г. — ФТП, 1984, т. 18, в. 7, с. 1246—1250.

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

Получена 11.04.1988
Принята к печати 18.05.1988
