

Распределение электрического поля в высокоомных полупроводниковых МПМ структурах, освещаемых некогерентным светом

© Б.И. Резников

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

(Получена 17 ноября 1998 г. Принята к печати 30 декабря 1998 г.)

Теоретически исследована чувствительность распределения электрического поля к спектру падающего излучения в высокоомных, сильно смещенных полупроводниковых структурах металл–полупроводник–металл, освещаемых некогерентным светом. Показано, что при наличии глубоких примесных уровней распределение поля сильно зависит от спектрального состава падающего света. Обнаружено, что интервал частот, соответствующий оптическим толщинам порядка 1, даже при весьма незначительной доле энергии в этой области спектра по сравнению с полным потоком, существенно влияет на объемный заряд в глубине структуры и на распределение электрического поля $E(x)$. Захват дырок на глубокий примесный уровень внутри структуры образует положительный объемный заряд и приводит к качественно новым распределениям поля, растущим вблизи темного электрода с положительной кривизной зависимости $E(x)$. Захват на примесь электронов вблизи освещаемого анода создает отрицательный объемный заряд примесных уровней. Это порождает значительный рост поля в приэлектродном слое и образует в окрестности анода область слабого изменения поля. Все обнаруженные в расчетах особенности распределений электрического поля наблюдаются в эксперименте.

1. Введение

1.1. Установление электрического поля и тока при подаче напряжения и освещении высокоомной полупроводниковой МПМ структуры — фундаментальная проблема, характеризующаяся взаимодействием многочисленных нелинейных эффектов, порождающих огромное разнообразие релаксационных закономерностей и стационарных решений. Один из наиболее интересных эффектов — генерация фотоиндуцированного объемного заряда и его перераспределение, сопровождающееся изменением электрического поля.

Эксперимент стимулировался различными применениями эффекта в полупроводниковой электронике. В частности, было установлено, что фоточувствительность и пространственное разрешение пространственно-временных модуляторов света и устройств для записи объемных голограмм зависят от величины и распределения объемного заряда фотоэлектронов, захватываемых на глубокие ловушки в процессе записи оптического изображения [1]. Измерения электрических полей в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ выявили их зависимость от величины поглощаемой в кристалле энергии и длины волны падающего света [2]. Было установлено, что с увеличением поглощенной энергии поле в кристалле становится все более неоднородным. Величина $\vec{E} = E/E_e$ ($E_e = V/d$, d — размер структуры), уменьшается вблизи освещаемого электрода (катода) и увеличивается в противоположной части структуры. Образование областей объемного заряда разных знаков в кристалле порождает минимум \vec{E} в кристалле. Знак полного заряда в кристалле и характер распределения поля зависят от длины волны падающего света. Для более коротковолнового излуче-

ния ($\lambda = 0.45$ мкм) образуется немонотонное распределение поля с ярко выраженными областями объемного заряда обоих знаков, а при увеличении длины волны ($\lambda = 0.65$ мкм) — сильно неоднородное спадающее распределение у катода и практически постоянное поле в глубине кристалла. Экспериментальные исследования нестационарного фототока и распределения поля в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, проведенные в широком интервале коэффициента поглощения света α , также указали на качественное различие в распределениях поля при сильном поглощении ($\alpha \simeq 10^4 \text{ см}^{-1}$) [3] и при слабом ($\alpha \simeq 0.5 \text{ см}^{-1}$) [4]. В первом случае поле \vec{E} растет пропорционально \sqrt{x} , где x — расстояние от освещаемого электрода, как в режиме тока, ограниченного пространственным зарядом [5]. Во втором случае поле резко падает в узкой приэлектродной области, а затем остается постоянным вплоть до положительного электрода. Теоретические исследования (см., например, [6]) в рамках монополярной дрейфовой модели описали эволюцию поля при перекачке излучением электронов с доноров на ловушки и объяснили экспериментальные закономерности, полученные в работах [2–4]. Было установлено, что при промежуточных значениях коэффициента поглощения область возрастания поля по корневому закону $E \sim \sqrt{x}$ вытесняется к темновому электроду, а на некотором отдалении от освещаемого электрода образуется область малого поля. Таким образом, измеренные зависимости $E(x)$ являются комбинацией предельных случаев распределения полей у контакта металл-диэлектрик, впервые рассмотренных Моттом и Герни [5]. Обзор теоретических и экспериментальных результатов, полученных на этом этапе исследований, содержится в работе [7].

При освещении собственным светом генерация двух типов свободных фотоносителей порождает еще большее разнообразие полей даже в чистых кристаллах. Результаты численного моделирования переходных процессов в структурах металл–диэлектрик–полупроводник (МДПДМ) [8] показывают, что стационарные распределения электрических полей весьма сильно отличаются от классической корневой зависимости $E \sim \sqrt{x}$, и тип распределения определяется объемным зарядом вблизи освещаемого анода. Последний регулируется как скоростью поверхностной рекомбинации носителей, так и коэффициентом поглощения света. Приведенные в работе результаты демонстрируют заметное влияние оптической толщины падающего излучения на распределения поля.

1.2. Другое направление исследований электрических полей было связано с применением широкозонных высокоомных компенсированных кристаллов (например, CdTe, HgJ₂, C) в качестве элементной базы детекторов излучений [9] и светоправляемых оптоэлектронных приборов, предназначенных для волоконно-оптических линий связи, систем обработки информации и регистрации сигналов оптического изображения [10]. Действие этих приборов основано на изменении распределения электрического поля при освещении структуры. Результаты измерений стационарных значений фототока и распределений поля, а также переходных характеристик для "чистых" высокоомных (полуизолирующих) кристаллов ($N_t \lesssim 10^{13} \text{ см}^{-3}$) [11,12] и кристаллов, содержащих значительную концентрацию примесных уровней ($N_t \simeq 10^{15} \text{ см}^{-3}$) [13], выявили ряд новых экспериментальных фактов, связанных с распределением электрических полей и с зависимостью тока от интенсивности освещения. В результате возникла задача объяснения всей совокупности экспериментальных данных в рамках единого подхода [14–18]. Дадим краткую интерпретацию некоторых основных положений эксперимента.

1. Темновые поля в симметричных МПМ структурах, на контактах которых задана постоянная разность потенциалов, близки к равномерным распределениям. Это свидетельствует о малой эффективной плотности заряда ep_d в структурах при отсутствии освещения, т.е. $4\pi ep_d/\varepsilon V/d \ll 1$, что дает оценку $p_d \lesssim 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

2. Рост темнового поля у анода при утолщении диэлектрического слоя у положительного контакта при его окислении свидетельствует о наличии в кристалле умеренной концентрации глубоких примесных уровней и их "раскомпенсации" при изменении скорости обмена дырками через границу [15].

3. Освещение структуры собственным светом приводит к изменению распределения поля. Отношение $\tilde{E} = E/E_e$ уменьшается у освещаемой поверхности и возрастает у темнового электрода. С увеличением интенсивности освещения деформация распределения поля увеличивается и имеет тенденцию к насыщению.

4. Характерная деталь распределений $\tilde{E}(x)$ — это наличие области малого объемного заряда внутри струк-

туры (примерно 2/3 толщи) и слабая зависимость поля в этой области от интенсивности освещения (см. рис. 4, *a, b* из работы [11]). В катодной части структуры, освещаемой со стороны анода, поле растет с ускорением, т.е. распределение поля $\tilde{E}(x)$ имеет положительную кривизну — $d^2\tilde{E}/dx^2 > 0$.

5. Зависимость ток–интенсивность в чистых кристаллах сублинейна.

Основной эффект, наблюдаемый в работах [11,12] — экранирование поля у освещаемого электрода, аналогичен результатам работы [2], однако измеренная координатная зависимость поля является качественно новой по сравнению с наблюдавшимися ранее в работах [2–4] и не согласуется с классическим корневым законом возрастания поля [5]. Теоретическое рассмотрение в рамках модели чистого кристалла, освещаемого собственным светом, полностью объяснило отмеченные выше положения 3,5 и показало существование нового эффекта — перестройки поля объемным зарядом свободных фотогенерированных носителей [14]. Оно установило, что сублинейность зависимости ток–интенсивность существует в отсутствие объемной рекомбинации и захвата носителей на уровне прилипания и связана исключительно с ослаблением внешнего поля полем свободных фотогенерированных носителей. Последнее принципиально отличает данный эффект от перестройки поля за счет перераспределения объемного заряда при перекачке электронов с доноров на ловушки [6]. Однако данная модель не объяснила всю совокупность положений эксперимента 1, 2, 4, сочетающих темное распределение, близкое к однородному, и рост поля в катодной части структуры с положительной кривизной распределения при освещении. Более того, происхождение положительного объемного заряда вблизи катода принципиально не может быть объяснено в рамках модели чистого кристалла при сильном поглощении излучения. В чистых сильно смещенных кристаллах полный ток практически совпадает с дрейфовым током дырок $j \simeq e\mu_p pE$, и из его постоянства следует возрастание поля при отрицательной кривизне распределения (подробней см. [16]). Учет объемного заряда глубоких уровней прилипания не решает проблему. Из-за захвата фотогенерированных дырок на примесь вблизи анода объемный заряд у катода уменьшается, и поле у катода растет даже медленней, чем в случае чистого кристалла [17,15].

2. Основная физическая идея

Существует ли физический механизм, обеспечивающий рост поля вблизи катода при положительной кривизне его распределения? Результаты работ [15,18,16,19] показывают, что такие распределения возможны как в темноте, так и при освещении, в определенных диапазонах значений поверхностного барьера, концентрации примеси и сечений захвата на примесь. Они порождаются исключительно процессами тепловой генерации–реком-

бинации, обеспечивающими непрерывность электронной концентрации в толще структуры и на ее поверхности при неэффективности диффузии. Положительный объемный заряд возникает при тепловой генерации электронов примесью, в результате чего степень заполнения примесных центров становится меньше равновесного значения [18]. В случаях, когда концентрация примеси и ее объемный заряд превосходят заряд свободных носителей, поле растёт с ускорением, т.е. $d^2E/dx^2 > 0$.

Поскольку при сильном поглощении степень заполнения примеси электронами в глубине толщ не изменяется при освещении (см. рис. 5 из работы [18]), данный механизм может влиять на природу электрических полей в единственном случае, когда в глубине толщ освещения создает дополнительные носители. Ряд фактов свидетельствует о том, что в описываемой серии экспериментов [11,12] спектр падающего излучения содержит не только сильно поглощаемую компоненту. Во-первых, измеренные распределения поля при слабом поглощении мало отличаются от распределений, полученных освещением "собственным" светом [12, с. 64]. Во-вторых, в этих экспериментах спектр используемого источника освещения — колоколообразное распределение с максимумом при $\lambda = 0.8$ мкм (1.56 эВ), шириной распределения, соответствующей падению спектральной плотности на 2 порядка, примерно равной 0.1 эВ, и, вероятно, содержит частоты, соответствующие как большим, так и малым значениям коэффициента поглощения. Полагая, что генерация дырок в глубине толщ и их захват на примесь с точки зрения величины и знака объемного заряда эквивалентна тепловой генерации электронов примесью, можно ожидать, что для высокоомных полупроводников с малой плотностью собственного заряда этот процесс дает существенный вклад в величину и распределение объемного заряда в структуре и оказывается неотъемлемой частью физической модели.

Цель настоящей работы — изучение фотоэффекта в высокоомных полупроводниках при освещении структур монохроматическим излучением и выявлении роли длинноволновой части спектра на распределение электрического поля. Данный вопрос до сих пор не рассматривался. В известных нам работах, использовавших полную систему уравнений диффузионно-дрейфового приближения (см., например, [8,20,21]), а также в работах, моделировавших фотоэффект в высокоомных структурах [14,17,18,22], функция генерации полагалась постоянной или записывалась в стандартной форме, соответствующей монохроматическому излучению $G(x) = \alpha I_i \exp(-\alpha x)$, где α — коэффициент поглощения. Вторая задача исследования — оценка параметров модели, позволяющих получить количественные характеристики, близкие к экспериментально наблюдаемым. Определение этих величин фактически сводится к решению некорректной нелинейной обратной задачи и является достаточно сложной процедурой, так как необходимо одновременно удовлетворить целому ряду положений эксперимента.

3. Постановка задачи

Мы рассматриваем сильно смещенный высокоомный дырочный полупроводник $0 \leq x \leq d$, с концентрацией равновесных дырок в толще p_* , содержащий, кроме мелких доноров и акцепторов, глубокий примесный уровень, подчиняющийся статистике Шокли–Рида. Освещение светом производится через полупрозрачный анод при $x = 0$. К структуре приложено напряжение V , много большее контактного потенциала между полупроводником и металлом. Распределения концентраций электронов $n(x)$, дырок $p(x)$ и электрического поля $E(x)$ описываются системой уравнений непрерывности, уравнением Пуассона, а также уравнением, описывающим изменение степени заполнения электронами глубокого примесного уровня. Граничные условия описывают обмен носителями через поверхность металл–полупроводник. Интенсивность обмена задается скоростями поверхностной рекомбинации электронов и дырок $s_{n,p}$ и туннельной прозрачностью границ раздела для электронов и дырок $T_{n,p}$. Математическая формулировка задачи полностью совпадает с описанной в работе [22]. Отличие составляет выражение для функции генерации электронно-дырочных пар, учитывающее произвольную зависимость спектра падающего излучения и спектра поглощения $\alpha(h\nu)$

$$G(x) = (1 - R) \int_0^{\infty} \alpha(h\nu) \frac{dI}{dh\nu} e^{-\alpha(h\nu)x} dh\nu \quad (1)$$

(коэффициент отражения R считается постоянной величиной).

Численный метод описан в работе [22]. При расчетах задавались параметры структуры, близкие к использованным в эксперименте. В частности, принималось $d = 0.25$ см, $V = 400$ В. Концентрация равновесных дырок в толще варьировалась в пределах $p_* = 10^8 \div 10^{11}$ см⁻³. Скорости поверхностной рекомбинации и туннельные прозрачности границ задавались равными $s_n = s_p = 10^6$ см/с, $T_n = T_p = 1$. Параметры CdTe взяты из работ [23,24]. Спектр поглощения $\alpha(h\nu)$ аппроксимировался формулами, аналогичными формулам работы [25]. Значения коэффициента поглощения при энергии квантов, равной ширине запрещенной зоны E_g , $\alpha(E_g)$ и характерные энергии задавались на основании данных работы [26]. При принятой зависимости $\alpha(h\nu)$ для частот $h\nu \lesssim E_g$ область оптических толщ порядка $\alpha d = 1$ соответствует $h\nu \approx 1.41$ эВ $\pm kT$.

4. Темновые поля

Близость темновых полей к равномерному распределению свидетельствует о высокой степени компенсации свободного и связанного зарядов. Последняя достигается регулированием потока дырок через поверхность металл–полупроводник за счет выбора высоты барьера

Шоттки для дырок, равной $E_g - e\varphi_{B_n}$, где φ_{B_n} — высота барьера для электронов. Критическое значение, соответствующее компенсации заряда, достигается при условии $p_0 = p_*$ и зависит от туннельной прозрачности границы раздела для дырок T_p [15]

$$e\varphi_{cr} = E_g - kT \ln \frac{N_v/p_*}{1 + v_{dr}^p/V_p^T}, \quad (2)$$

где $v_{dr}^p = \mu_p E_e$ — дрейфовая скорость дырок, а $V_p^T = V_p T_p$ — скорость обмена через границу раздела. Изменение любой из величин (φ_{B_n} , T_p или p_*) приводит к раскомпенсации свободного и связанного заряда и появлению неравномерного поля в кристалле.

Различным значениям φ_{B_n} соответствуют разные знаки и величины производной $\frac{dE}{dx}$. В чистых кристаллах при малых значениях $\varphi_{B_n} < \varphi_{cr}$ производная $\frac{dE}{dx} < 0$, а поле почти равномерно, что связано с малостью объемного заряда в структуре, пропорционального разности $p - p_*$. При равенстве $\varphi_{B_n} = \varphi_{cr}$, выполняющемся при $p_0 = p_*$, поле $E(x) = E_e$ во всей структуре, а при $\varphi_{B_n} > \varphi_{cr}$ производная $\frac{dE}{dx}$ положительна. При выбранных значениях параметров для $p_* = 10^9 \text{ см}^{-3}$ значение $e\varphi_{cr} \approx 0.923 \text{ эВ}$. В области значений $\varphi_{B_n} > \varphi_{cr}$, соответствующих неравенству $p_0 \gg p_*$, распределение поля становится чувствительным к выбору численного значения φ_{B_n} .

В кристалле, содержащем глубокие примесные уровни, распределение поля обнаруживает значительно большую чувствительность зависимости $E(x)$ к выбору φ_{B_n} (см. рис. 1 из работы [15]). Качественно зависимость производной распределения $E(x)$ при $x = 0$ — $(\frac{dE}{dx})_0$, зависящей от высоты барьера φ_{B_n} , такая же, как и в чистом кристалле. Величина $(\frac{dE}{dx})_0$ растет с увеличением φ_{B_n} и равна 0 при $\varphi_{B_n} = \varphi_{cr} = 0.923 \text{ В}$. Однако при значениях $\varphi_{B_n} < \varphi_{cr}$ ($p_0, p \ll p_*$) степень заполнения примеси электронами больше равновесного значения, и вблизи анода имеется область отрицательного объемного заряда. При достаточно больших концентрациях примеси и значениях φ_{B_n} , меньших φ_{cr} на несколько kT , величина поля у анода $\tilde{E} \gg 1$, и поле уходит из катодной части структуры. Заметим, что уменьшение туннельной прозрачности границы раздела (например, за счет утолщения диэлектрической пленки), блокирующее поток дырок через границу раздела, оказывает такое же действие, что и уменьшение барьера Шоттки [15]. Равенство критических значений φ_{B_n} в случае чистого кристалла и кристалла, содержащего примесь, связано с тем, что при $p_0 = p_*$ степень заполнения примеси равна равновесному значению, и суммарный неравновесный заряд примесных центров равен нулю.

Таким образом, из условия однородности темного поля можно определить величину барьера Шоттки φ_{B_n} по заданным значениям p_* и T_p .

5. Стационарные распределения поля в чистых кристаллах

Исследовались два типа спектра падающего излучения: бесконечно узкая по частоте ступенька с варьируемой энергией кванта (монохроматическое излучение) и распределение Гаусса (немонохроматическое излучение). В первом случае энергия кванта падающего света однозначно определяет коэффициент поглощения. Во втором — учитывается зависимость спектра поглощения от частоты (энергии кванта падающего света). Обе спектральные зависимости характеризуются положением максимума $h\nu_m$ и интегральной плотностью потока фотонов I_i , вошедших в полупроводник, во всем спектре. Интенсивность освещения I_i считалась не зависящей от времени, а его продолжительность много больше времени установления поля и тока.

Распределение поля при освещении структуры монохроматическим светом ($I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) с различной энергией кванта (различным коэффициентом поглощения) представлено на рис. 1. Из рисунка видно, что при оптических толщинах $\delta_0 = \alpha d \gg 1$ распределение поля напоминает корневую зависимость $\tilde{E} \sim \sqrt{X}$. Уменьшение энергии кванта приводит к более однородной генерации, уменьшению объемного заряда в структуре и стремлению поля к равномерному распределению при малой положительной кривизне. Аналогичные результаты получаются для гауссова распределения спектральной плотности с фиксированной полушириной импульса. Сдвиг максимума распределения в область слабого поглощения аналогичен уменьшению энергии кванта. При этом в достаточно большой окрестности анода распределение $E(x)$ — гладкая функция, возрастающая с малой положительной кривизной.

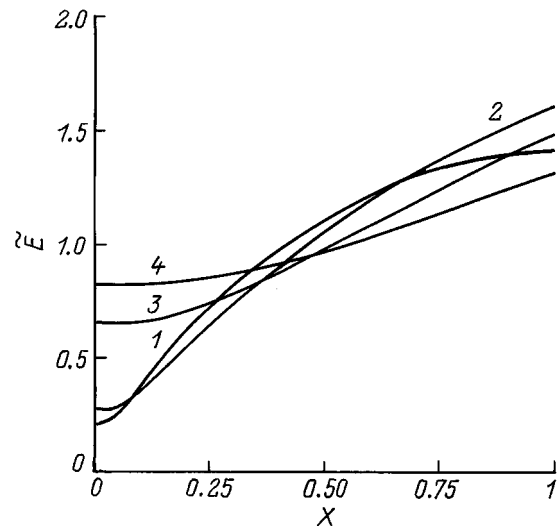


Рис. 1. Распределение электрического поля в чистых кристаллах $\tilde{E} = E/E_e = f(X)$ при освещении монохроматическим светом с энергией кванта $h\nu$, эВ: 1 — 1.45, 2 — 1.43, 3 — 1.4, 4 — 1.38; $\delta_0 = \alpha d$: 1 — 14, 2 — 6, 3 — 1.7, 4 — 0.7; $X = x/d$.

Общий вывод — в чистом высокоомном кристалле, освещаемом монохроматическим светом, координатная зависимость поля $E(x)$ вблизи темного электрода не имеет явно выраженной положительной кривизны, что качественно отличает эти распределения от измеренных в эксперименте полей. Это дает дополнительное основание полагать, что объемный заряд глубоких примесных уровней в кристаллах, исследованных в работах [11,12], существенно влияет на форму распределения поля при освещении.

6. Стационарные распределения поля в кристаллах с глубокими примесными уровнями

6.1. Целью дальнейших численных расчетов было изучение влияния различного спектрального состава падающего света на электрические поля в высокоомных структурах с однородными темновыми распределениями поля, полученными компенсацией свободного и связанного зарядов. Использовалась модель одиночного уровня, содержащая 4 характеристики: энергию уровня $\varepsilon_t = E_c - E_t$, их концентрацию N_t , а также сечения захвата носителей на примесь σ_n, σ_p . Спектр падающего излучения представлял сумму монохроматических источников с коэффициентами поглощения $\alpha_1 = 10^4 \text{ см}^{-1}$ и $\alpha_2 = 10 \text{ см}^{-1}$. Интенсивность сильно поглощаемого света бралась равной $I_1 = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а интенсивность слабо поглощаемого импульса варьировалась в пределах $I_2 = 0 \div 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Данный подход позволяет получить принципиальный ответ о влиянии длинноволновой части спектра на распределение $E(x)$ и дать интерпретацию эксперимента [11,12] без привлечения точных данных о спектральном составе падающего света. Более того, можно предполагать, что на распределение поля существенно влияет именно область спектра с оптической толщиной, близкой к 1. Это связано с тем, что для энергий фотонов $h\nu > E_g$, где выполняется условие $\alpha d \gg 1$, точный вид спектральной плотности излучения не столь важен, а при энергиях кванта ниже E_g на несколько kT фотогенерация пренебрежимо мала.

Для получения значимого эффекта исходные данные брались близкими к параметрам, соответствующим расчетным кривым рис. 4 из работы [15], где при значениях φ_{B_n} , отличных от φ_{cr} были получены темновые распределения поля с ярко выраженной положительной кривизной. Использовались следующие значения основных параметров: $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $e\varphi_{B_n} = 0.865 \text{ эВ}$, $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\varepsilon_t = 0.8 \text{ эВ}$, $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^2$, $\sigma_p = 10^{-16} \text{ см}^2$.

Стационарные распределения поля для различных интенсивностей I_2 представлены на рис. 2 (кривые 1–5). Для сравнения здесь также приведено одно из экспериментальных распределений (кривая 6). Из рис. 2 видно, что в случае освещения собственным светом ($I_2 = 0$, кривая 1) распределение поля имеет отрицательную

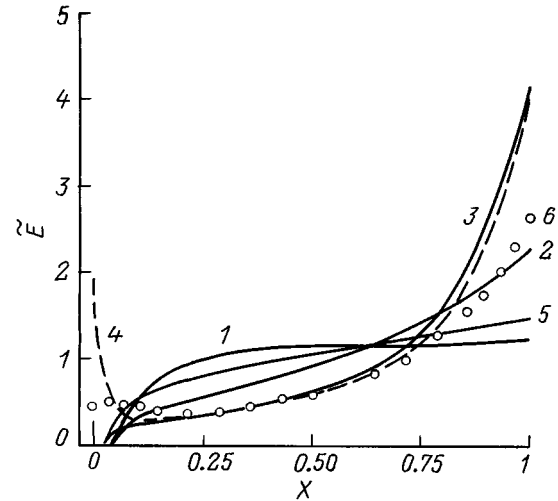


Рис. 2. Распределение электрического поля $\tilde{E} = E/E_e$ в структуре с примесными уровнями при освещении двумя импульсами монохроматического света при интенсивности слабо поглощаемого света ($\alpha d = 3$, $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$) I_2 , $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$: 1 — 0, 2 — 0.01, 3 — 1, 4 — 7, 5 — 1; 1–4 — расчет при $\sigma_n = 10^{-13} \text{ см}^{-2}$, 5 — $\sigma_n = 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2}$, 6 — эксперимент [11] при интенсивности освещения $I = 15 \text{ мВт/см}^2$.

кривизну и напоминает профили поля, соответствующие случаю глубокого уровня прилипания (см. рис. 5 из работ [17,15]). Добавление слабо поглощаемого излучения с оптической толщиной порядка 1 заметно воздействует на распределение поля. Оно уменьшается в средней части толщи и увеличивается около темного электрода. Положительная кривизна распределения появляется уже при интенсивности $I_2 = 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (рис. 2, кривая 2), а при дальнейшем ее увеличении поле приобретает характерный вид (кривая 3), весьма схожий с экспериментально измеренными распределениями электрического поля (кривая 6). Для достаточно большой интенсивности $I_2 = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, когда вклад в фотогенерацию второго импульса в окрестности анода сравнивается с вкладом первого, начинаются новые явления (см. кривую 4). Захват на примесные уровни фотоэлектронов, генерированных в толще слабо поглощаемой компонентой спектра, образует область отрицательного заряда вблизи анода, причем поле у анода сильно увеличивается. Далее располагается довольно широкая зона слабого изменения поля. Такой вид распределения качественно напоминает случай темного распределения при $\varphi_{B_n} < \varphi_{cr}$ (рис. 1 из работы [15] или кривую 5 на рис. 2 из работы [2]). Следует отметить, что сильный рост поля вблизи анода может привести к дополнительной инжекции носителей из-за понижения энергетических барьеров на границе раздела.

На рис. 3 показано изменение распределений концентрации электронов и дырок, а также степени заполнения примесных уровней при введении в спектр компоненты излучения с оптической толщиной порядка 1. Сравнение

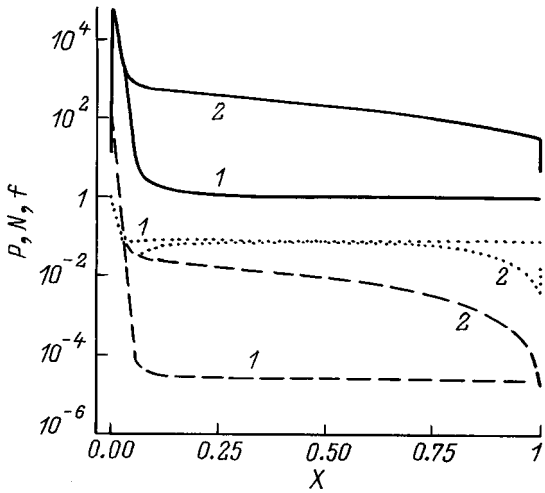


Рис. 3. Распределения концентраций электронов $N = n/p_*$ (пунктирные линии), дырок $P = p/p_*$ (сплошные линии) и степени заполнения глубокой примеси электронами f (штриховые линии) при наличии или в отсутствие в спектре частот, соответствующих оптической толщине порядка 1. Интенсивность слабо поглощаемого света I_2 , $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$: 1 — 0, 2 — 1.

кривых убедительно доказывает, что причиной появления распределений поля с ярко выраженной положительной кривизной вблизи катода служит увеличение концентрации дырок в толще и уменьшение степени заполнения глубоких примесных уровней ниже равновесного значения в катодной части структуры.

Влияние области спектра с $\alpha d \simeq 1$ ослабляется и пропадает совсем, когда сечение захвата дырок увеличивается (кривая 5 на рис. 3 при $I_2 = 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $\sigma_p = 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$). В этом случае дырки захватываются вблизи анода, степень заполнения уровней в катодной части стремится к равновесному значению, и положительный заряд глубоких уровней уменьшается. Этот эффект достаточно ярко проиллюстрирован для темновых профилей электрического поля на рис. 6 из работы [15] и для распределений поля при освещении на рис. 7 из работы [18]. В то же время для получения эффекта положительной кривизны "точное" задание энергии уровня не требуется, и ее величина может варьироваться в интервале шириной несколько сотых электронвольта.

Поскольку в эксперименте, описанном в работах [11,12], концентрация равновесных дырок в толще образцов известна весьма приблизительно, следует оценить чувствительность полученных распределений поля к выбору величины p_* . Для этого была проведена серия расчетов при различных значениях p_* в интервале $p_* = 10^8 \div 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Для сохранения равномерного темнового распределения поля в каждом случае величина барьера Шоттки φ_{B_n} подбиралась из условия компенсации объемного заряда в структуре по формуле (2). Кроме того, необходимо было сохранить

эффект влияния изменения объемного заряда примеси при освещении, так как при $f_* \ll 1$ или $1 - f_* \ll 1$ вклад связанного заряда мал. Поэтому с изменением концентрации p_* величина энергии уровня ε_t изменялась так, чтобы равновесное значение степени заполнения примеси $f_* = p_1/(p_1 + p_*)$ оставалось порядка нескольких сотых. Расчеты проводились для следующих групп параметров:

- (1) $p_* = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $e\varphi_{B_n} = 0.923 \text{ эВ}$, $\varepsilon_t = 0.86 \text{ эВ}$;
- (2) $p_* = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $e\varphi_{B_n} = 0.983 \text{ эВ}$, $\varepsilon_t = 0.92 \text{ эВ}$;
- (3) $p_* = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $e\varphi_{B_n} = 1.043 \text{ эВ}$, $\varepsilon_t = 0.98 \text{ эВ}$.

Значения концентрации примесных уровней $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, интенсивности $I_2 = 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и сечений σ_n , σ_p оставались теми же, что и в предыдущем случае $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$. На рис. 4 показана зависимость распределений поля при изменении соотношения концентраций свободного и связанного зарядов при освещении структуры светом сложного спектрального состава. Там же приведены две экспериментальные кривые (а и б) для различных интенсивностей падающего освещения. Из рис. 4 видно, что при малых концентрациях $p_* = 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $p_* = 10^9 \text{ см}^{-3}$ распределения поля практически совпадают и имеют характерный вид, качественно согласующийся с экспериментом. С увеличением концентрации равновесных дырок (уменьшением относительного вклада связанного заряда глубоких примесных уровней) поле вблизи катода $\tilde{E}_d = E_d/E_e$ уменьшается и распределение в толще становится более однородным (кривая 3). При $p_* = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (кривая 4)

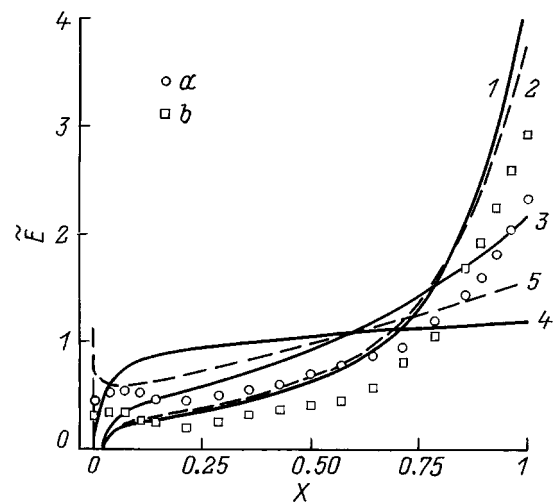


Рис. 4. Распределение электрического поля $\tilde{E} = E/E_e$ при освещении двумя импульсами монохроматического света (1–4 — $I_2 = 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, 5 — $I_2 = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) и при равновесной концентрации дырок в толще p_* , см^{-3} : 1 — 10^8 , 2 — 10^9 , 3 — 10^{10} , 4, 5 — 10^{11} . Экспериментальные кривые получены при интенсивности освещения $I = 6 \text{ мВт/см}^2$ (а) и $I = 95 \text{ мВт/см}^2$ (б) [11].

зависимость $E(x)$ похожа на профили поля при сильном поглощении, и лишь увеличение интенсивности света I_2 до значения $I_2 = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (пунктирная кривая 5) приводит к образованию области достаточно большого положительного связанного заряда и к восстановлению положительной кривизны профиля в катодной части структуры. Таким образом, распределения поля $E(x)$ с положительной кривизной ($d^2E/dx^2 > 0$) существуют в достаточно широком диапазоне концентраций p_* . Отметим также, что наличие хорошо видной из эксперимента области малого объемного заряда вблизи анода и довольно слабая зависимость поля в этой части структуры от интенсивности (рис. 2, 4; см. также рис. 2, 4, a, b работы [11]), объясняются образованием компенсирующего отрицательного заряда при поглощении части спектра с оптической толщиной, близкой к 1. В чистом кристалле при сильном поглощении света поле вблизи анода при суммарной интенсивности излучения $I_i = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ близко к нулю [14].

6.2. Существенное влияние интервала частот с оптической толщиной порядка 1, установленное в предыдущем разделе, стимулирует проведение исследования распределений поля, устанавливающихся при освещении структуры импульсом немонахроматического света, порождающего фотоносители с различной плотностью по всей глубине структуры. Расчеты проводились при $p_* = 10^9 \text{ см}^{-3}$ для указанных в предыдущем разделе численных значений параметров структуры и примеси. Суммарный поток падающего света во всем спектре $I_i = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Спектральная плотность задавалась в виде распределения Гаусса и определялась двумя параметрами — положением максимума спектра $h\nu_m$ и "полушириной" Δ , характеризующей интервал энергии, на котором спектральная плотность уменьшается в e раз. Положение максимума спектра, согласно данным работы [11], фиксировалось при $h\nu_m = 1.56 \text{ эВ}$ ($\lambda = 0.8 \text{ мкм}$). Вклад длинноволновой области спектра варьировался изменением полуширины Δ .

На рис. 5 представлены стационарные распределения поля при различных значениях Δ . Кривая 1 показывает распределение для случая $\Delta = 10^{-4} \text{ эВ}$ и соответствует немонахроматическому свету с коэффициентом поглощения $\alpha = 1640 \text{ см}^{-1}$. Для полуширины $\Delta < (h\nu_m - E_g)/2$ распределения поля практически неотличимы от случая сильного поглощения (кривая 2, $\Delta = 0.03 \text{ эВ}$). По мере увеличения полуширины Δ в спектр вводится интервал частот $h\nu < E_g$ и начинается генерация фотоносителей во всей структуре. Область квазинейтральности вблизи анода расширяется, и на некотором удалении от него появляется зона, где все более проявляется рост поля с ускорением (положительная кривизна распределения $E(x)$). Одновременно увеличивается поле в катодной части структуры и вблизи темного электрода. Наконец, при $\Delta = 0.07 \text{ эВ}$ распределение поля имеет положительную кривизну во всей структуре. В этой области значений Δ поле у анода становится весьма чувствительно к полуширине импульса (спектральной

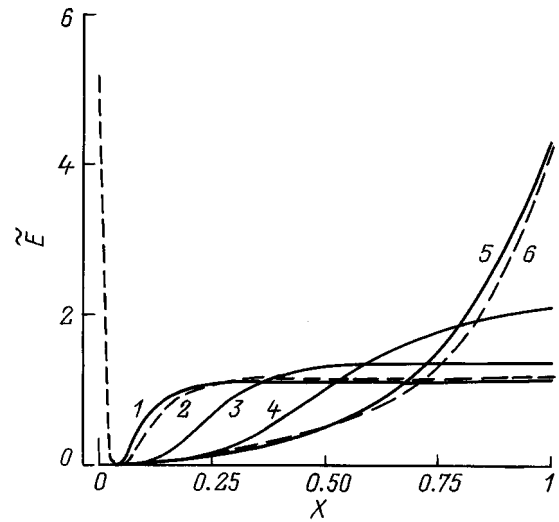


Рис. 5. Стационарные распределения электрического поля $\tilde{E} = E/E_e$ при освещении немонахроматическим светом, спектр которого описывается распределением Гаусса с полушириной Δ , эВ: 1 — 0, 2 — 0.03, 3 — 0.04, 4 — 0.05, 5 — 0.07, 6 — 0.08.

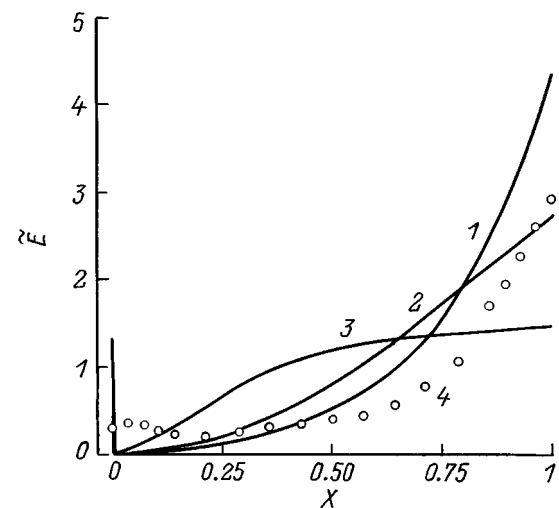


Рис. 6. Распределение электрического поля $\tilde{E} = E/E_e$ при освещении немонахроматическим светом ($I = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), спектральная плотность которого — распределение Гаусса с полушириной $\Delta = 0.07 \text{ эВ}$ при равновесной концентрации дырок в толще p_* , см^{-3} : 1 — 10^9 , 2 — 10^{10} , 3 — 10^{11} . Кривая 4 — эксперимент при интенсивности освещения $I = 95 \text{ мВт/см}^2$ [11].

плотности излучения). При незначительном увеличении вклада от спектра в длинноволновой области вблизи анода появляется область отрицательного объемного заряда с весьма высокими значениями поля у анода, при этом в катодной части структуры поле практически не изменяется. Данный эффект аналогичен рассмотренному в предыдущем разделе, когда увеличение потока света с оптической толщиной порядка 1 выше некоторого

предела начинало сильно влиять на распределение поля вблизи анода. Заметим, что при временах порядка дрейфового времени пролета дырок $t_{dr}^p = d/(\mu_p E_e)$ не наблюдается никакой разницы в распределениях поля при всех значениях Δ . Эффекты положительной кривизны поля начинают появляться уже при $t = 0.02\tau_i$, где τ_i — время ионизации примеси [19]. Все эти факты доказывают определяющее влияние связанного заряда на эволюцию распределения поля. Уменьшение его относительного вклада при увеличении концентрации равновесных дырок p_* приводит к уменьшению положительной кривизны распределения поля в толще и уменьшению поля вблизи катода (рис. 6). Этот факт доказывает, что распределения поля с положительной кривизной при освещении немонохроматическим светом присущи только высокоомным МПМ структурам с достаточно заметной концентрацией глубоких примесных уровней.

7. Заключение

Суммируем кратко наиболее важные результаты.

1. В кристалле с глубокими примесными уровнями темновое распределение электрического поля равномерно, если значение барьера Шоттки, концентрация равновесных дырок в толще и туннельная прозрачность границы удовлетворяют условию компенсации свободного и связанного зарядов, т.е. соотношению (2).

2. В чистых кристаллах распределение поля относительно слабо зависит от спектрального состава падающего света. С уменьшением энергии кванта (коэффициента поглощения) зависимость поля от координаты стремится к однородному распределению и изменяет кривизну от отрицательной к положительной.

3. В высокоомных кристаллах, содержащих умеренную концентрацию глубоких примесных уровней, электрические поля не только светочувствительны, но и спектрочувствительны. При освещении светом сложного спектрального состава интервал энергий, соответствующий оптическим толщинам порядка $\delta_0 = \alpha d \simeq 1$, даже при потоках в этой области спектра порядка $\text{мкВт}/\text{см}^2$ существенно влияет на распределение поля порядка $10^3 \text{ В}/\text{см}$. Причиной этого является определяющий вклад компонент спектра с $\delta_0 \simeq 1$ в функцию генерации в глубине толщи и образование положительного объемного заряда при захвате дырок на примесь. Распределения поля, рассчитанные с учетом слабо поглощаемой части спектра, близки к экспериментально измеренным и в них проявляются наиболее яркие особенности, зафиксированные в экспериментах (область положительной кривизны у катода и область слабого объемного заряда вблизи анода).

4. Вблизи электродов за счет высокой плотности отрицательного объемного заряда глубоких примесей имеет место значительное увеличение поля. Это может привести к дополнительной инжекции носителей с электродов,

связанной с понижением энергетических барьеров на поверхности раздела металл–полупроводник, и суперлинейным зависимостям ток–интенсивность.

Список литературы

- [1] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации* (Л., Наука, 1983).
- [2] И.Т. Овчинников, Э.В. Яншин. Письма ЖТФ, **8**, (6), 355 (1982).
- [3] В.В. Брыксин, Л.И. Коровин, В.И. Марахонов, А.В. Хоменко. Письма ЖТФ, **9**, (7), 385 (1983).
- [4] В.Н. Астратов, А.В. Ильинский. ФТТ, **24**, 108 (1982).
- [5] Н. Мотт, Р. Гери. *Электронные процессы в ионных кристаллах* (М., ИЛ, 1950).
- [6] В.В. Брыксин, Л.И. Коровин, Ю.К. Кузьмин. ФТТ, **28**, 2728 (1986).
- [7] В.Н. Астратов, А.В. Ильинский. Препринт № 1091 (Л., ФТИ, 1986).
- [8] В.Н. Климова. Микроэлектроника, **10**, (5), 457 (1981).
- [9] Е.Н. Аркадьева, Л.В. Маслова, О.А. Матвеев, С.В. Прокофьев, С.М. Рывкин, А.Х. Хусаинов. ДАН СССР, **221**, 77 (1975).
- [10] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, Ю.Н. Перепелицин, Ю.О. Семенов, И.Д. Ярошецкий. Электросвязь, № 10, 37 (1990).
- [11] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, А.А. Томасов. ФТП, **29**, 2092 (1995).
- [12] А.В. Кичаев. *Исследование перестройки электрического поля в высокоомных полупроводниковых структурах*. Канд. дис. (СПб., ФТИ РАН, 1995).
- [13] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, И.Д. Ярошецкий. ЖТФ, **65**, вып. 9, 193 (1995).
- [14] П.Г. Кашерининов, Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **26**, 1480 (1992).
- [15] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **29**, 2189 (1995).
- [16] Б.И. Резников. ФТП, **30**, 1497 (1996).
- [17] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **28**, 1788 (1994).
- [18] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. ФТП, **29**, 1430 (1995).
- [19] Б.И. Резников. ФТТ, **39**, 1775 (1997).
- [20] A.E. Iverson, D.L. Smith. IEEE Trans. Electron. Dev, **ED-34**, 2098 (1987).
- [21] Н.А. Кудряшов, С.С. Кучеренко, Ю.И. Сыцько. Мат. моделирование, **1** (12), 1 (1989).
- [22] Б.И. Резников. ФТП, **31**, 1003 (1997).
- [23] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1971).
- [24] Л.А. Бовина, В.И. Стафеев. *Физика соединений $A^{II}B^{VI}$* (М., Наука, 1986) с. 246.
- [25] Б.М. Морозов, Ю.Б. Болховитинов, Р.С. Габараев, А.Ф. Кравченко, В.И. Юдаев. ФТП, **14**, 1486 (1980).
- [26] Kenneth Zanio. *Semiconductors and semimetals*, v. 13: *Cadmium Telluride* (Academic Press, N.Y., San Francisco, London, 1978).

Редактор Т.А. Полянская

Electric field distributions in high-resistivity semiconductor structures illuminated by nonmonochromatic light

B.I. Reznikov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The sensibility of electric field distribution in a high-resistivity strongly biased semiconductor structure illuminated by nonmonochromatic light to the spectrum of incident radiation has been theoretically investigated. It has been shown that the electric field distribution strongly depends on incident light spectrum, when presenting the deep impurity levels. It has been revealed that frequency interval corresponding to an optical thickness of order of 1 affects essentially both a volume charge in the bulk and electrical field distribution, the amount of energy in this region of spectrum being only a small fraction of a total energy flux. Capture of holes on the deep impurity level in the bulk creates the positive volume charge and leads to qualitatively new types of the field distribution of positive curvature rising near the dark electrode. Capture of electrons on the impurity near the illuminated anode creates a negative charge of deep impurity levels. This causes a significant field increase in electrode sheath and forms a domain of weak field variation in the vicinity of anode. All revealed peculiarities of electric field distributions are observed in experiment.