

СТАЦИОНАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ И ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ОБЪЕМЕ i -СЛОЯ $p-i-n$ -СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ GaAs

А. В. Ильинский, А. Б. Куценко, М. Б. Мельников

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

(Получена 25 марта 1993 г. Принята к печати 15 июля 1993 г.)

С помощью оптического метода наблюдения электрического поля, использующего эффект Франца—Келдыша, исследовалось стационарное распределение поля в $p-i-n$ -структуре на основе слабо легированного GaAs в диапазоне приложенного напряжения U обратной полярности от 10 до 140 В. В зависимости от величины U наблюдались качественно различные картины распределения поля в объеме структуры. При $U > 60$ В в результате полного выноса полем свободных носителей из объема i -слоя поле имеет абсолютный максимум в середине i -слоя и его распределение определяется суммарным зарядом, связанным на сильно истощенных во всем объеме i -слоя донорных и акцепторных уровнях, которые имеют здесь неоднородное координатное распределение концентрации. При $U < 60$ В полного выноса свободных носителей уже не происходит, возникает неоднородное пространственное заполнение примесных уровней, знак объемного заряда вблизи границ i -слоя меняется на противоположный, поле в этом случае имеет максимумы у границ и минимум в середине i -слоя. Представлен теоретический анализ наблюдаемых картин распределения поля, его результаты согласуются с данными эксперимента.

Введение

Интерес к изучению эволюции распределения электрического поля и динамики объемного заряда в $p-i-n$ -структурах на основе слабо легированного арсенида галлия обусловлен их широким применением в качестве элементов различных устройств (тиристоры, высоковольтные выпрямители, диоды Ганна, лавинно-пролетные диоды). Работа этих устройств в основном определяется как динамикой поля в объеме полупроводниковой структуры после приложения напряжения, так и пространственным распределением поля в стационарном состоянии. Так, например, от вида распределения поля зависит величина максимально допустимого обратного напряжения выпрямительного диода, порог и частота генерации лавинно-пролетного диода и диода Ганна [1]. Считается [1], что при обратном смещении после завершения переходных процессов поле в высокоомном i -слое распределено монотонно, т. е. имеет место его рост или спад в зависимости от знака суммарного заряда истощенных в объеме i -слоя примесных уровней. Методические трудности получения информации (главным образом использовались методы токовой и емкостной спектроскопии, емкостного зондирования) не позволяют в ряде случаев точно описать картину распределения поля в объеме образца (в основном это относится к высокоомным полупроводникам с низкой концентрацией примесных уровней). Однако недавно [2, 3] стала использоваться более информативная оптическая методика, позволяющая регистрировать пространственное распределение поля и его динамику в кристалле по электрооптическому эффекту. Так, в [3] исследовалась динамика распределения поля в обратно смещенной $p-i-n$ -структуре на основе GaAs методом, использующим эффект Франца—Келдыша. Были опре-

делены положения слоев структуры, дан анализ характера экранирования поля в разных слоях структуры при высоких приложенных напряжениях. Сделан вывод, что экранирование поля в объеме структуры происходит в два этапа. На первом этапе после включения напряжения устанавливается квазистационарное распределение электрического поля в i и n -слоях за время $t < 1$ мкс. В объеме i -слоя поле распределено приблизительно однородно, а в n^0 -слое имеет место линейный спад по координате, который соответствует быстрому формированию области сильного истощения мелких донорных уровней. На втором этапе происходит экранирование в p^0 -слое с вытеснением поля в i - и n^0 -слои за время $t \sim 1$ с, которое определяется темпом ионизации глубокого акцепторного уровня. Процесс приходит к стационарному состоянию при полном опустошении акцепторов у границы с i -слоем.

Настоящая работа посвящена дальнейшему изучению распределения поля в объеме вышеуказанных структур после завершения переходных процессов в широком диапазоне обратных напряжений. Обнаружены качественно различные картины распределения поля при высоких и низких напряжениях, приложенных к образцу. Представлен анализ особенностей стационарного распределения поля в i -слое структуры с учетом генерации свободных носителей в области пространственного заряда и градиентов концентрации донорной и акцепторной примеси.

I. Методика, экспериментальные результаты и их интерпретация

Объектом исследования является $p-i-n$ -структура, выращенная методом жидкофазной эпитаксии [4]. На сильно легированной p^+ -подложке сначала осуществляется рост слоя p -типа проводимости с концентрацией акцепторов $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$. По мере охлаждения системы в процессе роста концентрация акцепторной примеси понижается, а донорной — возрастает, и на некотором расстоянии от подложки образуется компенсированный i -слой. В дальнейшем осуществляется рост слоя n -типа проводимости с концентрацией доноров $\sim 10^{13}$ см $^{-3}$. Метод жидкофазной эпитаксии обеспечивает плавное изменение концентрации примеси по мере роста кристалла, так что в объеме структуры формируется достаточно протяженный i -слой, длина которого соизмерима с длиной всей структуры [2]. Под i -слоем будем понимать область кристалла, где градиент концентрации примеси отличен от нуля. В работе использовались образцы в форме параллелепипеда с размерами ребер $a = 7$, $b = 0.3$, $h = 1.5$ мм (рис. 1).

Для проведения количественных измерений распределения поля в объеме структуры использовался метод, основанный на зондировании образца светом с энергией фотонов, меньшей, чем край фундаментального поглощения кристалла. При приложении поля край поглощения смещается в длинноволновую сторону, что приводит к увеличению поглощения зондирующего света, прошедшего через образец (эффект Франца—Келдыша). Таким образом, при зондировании образца в направлении, перпендикулярном приложенному полю (рис. 1), пространственное распределение интенсивности зондирующего света на выходе из структуры несет информацию о распределении поля в объеме. К образцу прикладывалось напряжение обратной полярности с помощью двух плоских электродов, параллельных слоям структуры. Источником зондирующего света являлся импульсный полупроводниковый лазер, рабочая температура которого подбиралась такой, чтобы обеспечить генерацию линии $\lambda = 904$ нм в области спектра вблизи края фундаментального поглощения арсенида галлия (при комнатной температуре $E_g = 1.43$ Эв [5]). Длительность (3 мкс) и период повторения (0.5 с) импульса зондирующего света выбирались таким образом, чтобы исключить в пределах погрешности измерений влияние фотовозбуждения

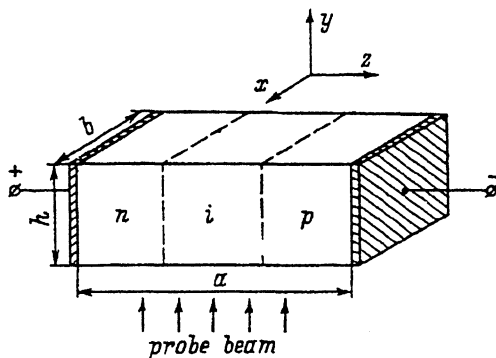


Рис. 1. Схема постановки эксперимента.

на картину распределения поля в объеме структуры при приложении обратного смещения.

Для пересчета получаемого на эксперименте координатного распределения интенсивности зондирующего света в абсолютные значения напряженности поля мы использовали градуировочный график, построенный следующим образом. В первый момент времени после включения напряжения ($t = 3$ мкс) в объеме структуры наблюдалась однородно затемненная область. Однородное распределение интенсивности зондирующего света означает однородное распределение напряженности в этой области. Зная ее размеры и величину приложенного напряжения, вычисляли напряженность поля, которой эта интенсивность света соответствует. Измерив зависимость интенсивности прошедшего сквозь структуру света от величины приложенного напряжения, мы установили соответствие между напряженностью поля и интенсивностью зондирующего света, которым и воспользовались для обработки экспериментальных данных. Все измерения проводились при комнатной температуре. Лабораторная установка, методика проведения измерений и обработка экспериментальных данных подробно описаны в [3].

На рис. 2 приведено распределение поля в объеме образца в стационарном состоянии (когда все переходные процессы после включения напряжения закончились и наблюдается установившаяся картина распределения интенсивности зондирующего света). При рассмотрении этого результата, как и в [3], будем считать, что границы i -слоя совпадают с максимумами в распределении поля при $U < 60$ В. При малых значениях напряжения в i -слое наблюдаются области как отрицательного (у границы с n^0 -слоем), так и положительного (у границы с p^0 -слоем) объемного заряда — судить об этом можно по наклону кривых распределения поля. В середине i -слоя образец нейтрален и поле имеет минимум. С ростом напряжения, приложенного к структуре, области пространственного заряда расширяются, а затем перекрываются. При напряжении $U = 60$ В объемный заряд в i -слое не накапливается, поле имеет однородное распределение. Дальнейший рост напряжения приводит к образованию областей отрицательного и положительного заряда уже у границ с n^0 - и p^0 -слоями соответственно. При этом распределение поля в i -слое имеет максимум. Через структуру течет постоянный сквозной ток $I = 3$ мкА. Заметим, что при дальнейшем увеличении U поле возрастает, но вид его распределения уже не меняется.

В нашем объяснении наблюдаемого стационарного распределения поля мы будем учитывать следующее. В объеме образца происходит генерация, дрейф в электрическом поле и обратный захват свободных носителей (электронов и дырок) на соответствующие примесные центры, причем дрейфовый ток сво-

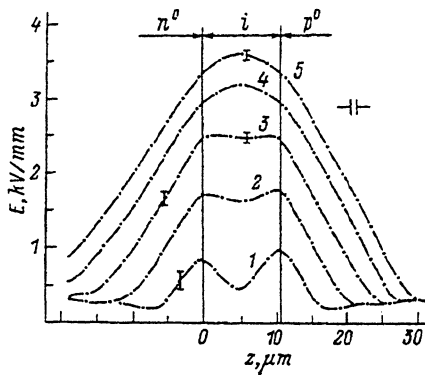


Рис. 2. Стационарное распределение электрического поля в $p-i-n$ -структуре при приложении обратного смещения. U , В: 1 — 15, 2 — 40, 3 — 60, 4 — 90, 5 — 135.

бодных носителей существенно больше диффузионного. Заряд свободных носителей пренебрежимо мал по сравнению с зарядом, связанным на примесных центрах. Концентрации доноров N_d и акцепторов N_a распределены в объеме i -слоя неравномерно (рис. 3, а) (это предположение подтверждается условиями выращивания структуры [4]). Стационарный сквозной ток при приложении к структуре обратного смещения — это ток генерации электронно-дырочных пар в области пространственного заряда (в объеме i -слоя), что характерно для широкозонных полупроводниковых структур [1] (модель Шокли—Нойса—Саа). Последнее положение означает, что в n^0 -слое ток чисто электронный, в p^0 -слое — чисто дырочный, а в i -слое соответствующие составляющие тока возрастают в направлении дрейфа их носителей, как это показано на рис 3, а. В дрейфовом приближении пространственные распределения тока и концентрации его носителей подобны друг другу (за исключением случая крайне больших градиентов поля, который мы здесь не рассматриваем), так что концентрация свободных электронов и дырок $n_e(z)$ и $n_h(z)$ также возрастают в сторону увеличения концентрации соответствующей примеси (рис. 3, а).

При приложении к образцу высоких напряжений ($U > 60$ В) поле в i -слое велико и рожденные в нем носители успевают покинуть i -слой без захвата на примесные центры. Пространственное распределение свободных носителей в этом случае не существенно. Тогда в стационарном состоянии вся примесь в i -слое окажется полностью ионизованной, плотность объемного заряда ρ соответствует разности концентраций доноров и акцепторов $\rho(z) = \rho_+(z) + \rho_-(z) = e [N_d(z) - N_a(z)]$ (штрих-пунктирная кривая на рис. 3, б). Поскольку в i -слое у границы с n^0 -слоем преобладают доноры, то здесь находится область положительного заряда, а у границы с p^0 -слоем, где преобладают акцепторы, — область отрицательного заряда. Поле, соответствующее такому распределению заряда (сплошная кривая на рис. 3, б), имеет максимум в точке z_{\max} в середине i -слоя. Заметим, что с ростом приложенного к структуре напряжения выше $U_{cr} = 60$ В плотность объемного заряда [наклон $E(z)$ на рис. 2] не меняется — это означает, что при $U = U_{cr}$ уже обеспечивается практически полный вынос полем свободных носителей из i -слоя и примесь ионизируется полностью.

При низких напряжениях ($U < 60$ В) из объема i -слоя полного выноса свободных носителей полем не происходит, картина пространственного распределения поля и заряда существенно усложняется (рис. 2, кривые 1—3), так как в этом случае необходимо учитывать обратный захват дрейфующих в поле свободных электронов на донорные и свободных дырок на акцепторные уровни. Захват этот будет тем существеннее, чем больше концентрация со-

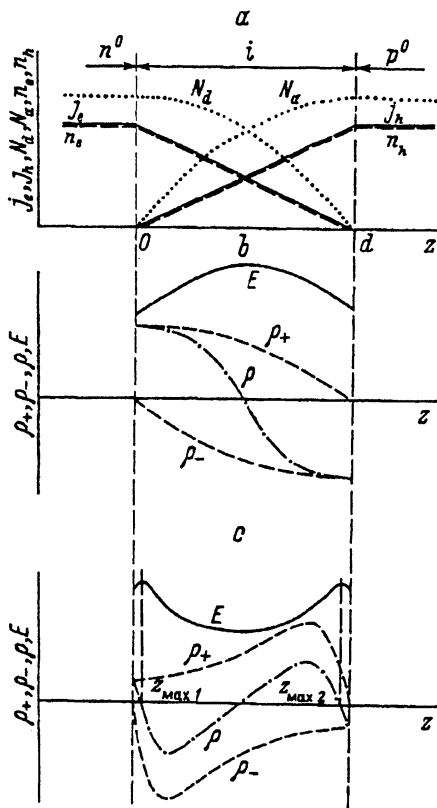


Рис. 3. Качественная картина.

a — пространственное распределение в объеме структуры концентрации донорных (N_d) и акцепторных (N_a) уровней, электронной (j_e) и дырочной (j_h) составляющих дрейфового тока концентрации свободных электронов (n_e) и дырок (n_h); *b* — распределение в объеме *i*-слоя структуры при приложении высоких напряжений ($U > 60$ В): положительной (ρ_+) и отрицательной (ρ_-) составляющих объемного заряда, суммарного объемного заряда ρ , электрического поля E ; *c* — распределение в объеме *i*-слоя структуры при приложении низких напряжений ($U < 60$ В): положительной (ρ_+) и отрицательной (ρ_-) составляющих объемного заряда, суммарного объемного заряда ρ , электрического поля (E).

ответствующих носителей. Поскольку в стационарном состоянии генерация носителей с примесных центров уравнивается их обратным захватом, можно из приведенных далее уравнений получить выражения для степеней заполнения доноров f_d и акцепторов f_a

$$f_{d,a} = \frac{\gamma_{e,h} n_{e,h}}{\beta_{e,h} + \gamma_{e,h} n_{e,h}}$$

Здесь $n_{e,h}$ — концентрации свободных электронов и дырок, $\beta_{e,h}$ и $\gamma_{e,h}$ — коэффициенты генерации и захвата электронов и дырок соответственно на доноры и акцепторы. Пренебрегая зарядом свободных носителей по сравнению со связанным на примесных центрах, для величины заряда имеем

$$\rho_{+,-} = eN_{d,a}(z) [1 - f_{d,a}(z)].$$

Поскольку полный ток в образце j есть сумма дрейфовых токов электронов j_e и дырок j_h , последнее выражение записывается в виде

$$\rho_{+, -} = eN_{d, a}(z) = \frac{1 + (\mu_{h, c}/\mu_{e, h})(n_{h, c}/n_{e, h})}{1 + (E_{e, h}/E)(\mu_{h, c}/\mu_{e, h})(n_{h, c}/n_{e, h})},$$

где e — заряд электрона, $\mu_{e, h}$ — подвижности электронов и дырок, $N_{d, a}(z)$ — концентрации доноров и акцепторов в зависимости от координаты z , $E_{e, h}$ — параметры образца, выражения для которых будут приведены далее. Воспользовавшись последней формулой, заданным распределением $N_a(z)$, $N_d(z)$ и тем фактом, что концентрации свободных электронов $n_e(z)$ и дырок $n_h(z)$ возрастают в сторону увеличения концентрации соответствующей примеси (рис. 3, a), построим распределение $\rho_+(z)$, $\rho_-(z)$ при достаточно малых по сравнению с $E_{e, h}$ полях (штриховые кривые на рис. 3, c). Штрих-пунктирной кривой на этом рисунке изображена суммарная плотность объемного заряда $\rho = \rho_+ + \rho_-$, а сплошной кривой — связанное с ним уравнением Пуассона распределение поля. Из рис. 3, c видно, что благодаря неоднородному пространственному распределению примесных центров и свободных носителей в малых полях в объеме i -слоя у границы n^0-i положительный заряд доминирующих здесь (но почти не ионизованных) доноров оказывается скомпенсированным отрицательным зарядом полностью ионизованных акцепторов, что и вызывает спад поля в этой области. Это приводит к образованию минимума поля в середине i -слоя, при этом надо учесть компенсацию отрицательного заряда акцепторов, доминирующих у границы $i-p^0$, положительным зарядом полностью ионизованных у этой границы доноров (здесь поле возрастает)

II. Количественное описание распределения поля

Система уравнений, описывающая процессы переноса в i -слое, включает в себя:

— кинетические уравнения для концентрации свободных электронов и дырок

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \beta_e N_d f_d - n_e \gamma_e (1 - f_d) N_d + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_e - \kappa n_e n_h + g, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} = \beta_h N_a f_a - n_h \gamma_h (1 - f_a) N_a - \frac{1}{e} \operatorname{div} j_h - \kappa n_e n_h + g, \quad (2)$$

где κ , g — коэффициенты межзонной рекомбинации и генерации свободных носителей;

— уравнения баланса для донорных и акцепторных уровней

$$N_d \frac{\partial f_d}{\partial t} = -\beta_e N_d f_d + n_e \gamma_e (1 - f_d) N_d, \quad (3)$$

$$N_a \frac{\partial f_a}{\partial t} = -\beta_h N_a f_a + n_h \gamma_h (1 - f_a) N_a; \quad (4)$$

— выражение для тока, в котором мы будем учитывать лишь дрейфовую составляющую

$$j = j_e + j_h = eE (\mu_e n_e + \mu_h n_h); \quad (5)$$

— выражение для заряда

$$\rho = e [N_d(1 - f_d) - n_e + n_h - N_a(1 - f_a)]; \quad (6)$$

— уравнение непрерывности

$$\operatorname{div} j = - \frac{\partial \rho}{\partial t}; \quad (7)$$

— уравнение Пуассона

$$\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (8)$$

Граничное условие

$$\int_0^d E(z) dz = U - U_n - U_p$$

соответствует постоянной разности потенциалов на границах структуры: левая часть — падение напряжения на i -слое, U — приложенное к структуре напряжения, U_n и U_p — падения напряжения на n^0 - и p^0 -слоях, d — длина i -слоя.

Для простоты расчета аппроксимируем координатную зависимость концентрации примесей в объеме i -слоя параболой, обеспечивающей непрерывность самой концентрации N_d , N_a и ее производной $\partial N_{d,a} / \partial z$ на границах n^0 — i и p^0 — i соответственно

$$N_d(z) = \begin{cases} N_d^0 & \text{при } z < 0, \\ N_d^0 [1 - (z/d)^2] & \text{при } 0 \leq z \leq d, \\ 0 & \text{при } z > d, \end{cases}$$

$$N_a(z) = \begin{cases} 0 & \text{при } z < 0, \\ N_a^0 [1 - (1 - z/d)^2] & \text{при } 0 \leq z \leq d, \\ N_a^0 & \text{при } z > d, \end{cases} \quad (9)$$

где N_d^0 и N_a^0 — предельные концентрации доноров и акцепторов, достигаемые на границах i -слоя.

Поскольку мы рассматриваем обратно смещенную p — i — n -структуру, в которой даже в относительно больших полях токи невелики, то в (6) небольшой концентрацией свободных носителей можно пренебречь по сравнению с концентрацией связанных зарядов. Тогда в стационарном случае система уравнений (1)—(8) переходит в

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} \left\{ N_d^0 \left[1 - \left(\frac{z}{d} \right)^2 \right] \frac{E}{E_c(1 - j_h/j) + E} - N_a^0 \frac{z}{d} \left(2 - \frac{z}{d} \right) \frac{E}{E_h j_h/j + E} \right\}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial j_h}{\partial z} = eg - \frac{\kappa}{e \mu_h E^2} j_h (j - j_h), \quad (11)$$

где $E_{c, h} = j \frac{\gamma_{c, h}}{\epsilon \mu_{c, h} \beta_{c, h}}$.

В общем случае система уравнений (10), (11) сводится к нелинейному уравнению второго порядка, решение которого возможно лишь численными методами. Далее мы приведем результаты такого решения, а сейчас на простых частных случаях покажем, что, действительно, при небольших напряжениях на структуре распределение поля в центральной части i -слоя будет иметь минимум, а при больших U — максимум.

a. Решение для центральной части i -слоя ($|z-d/2| \ll d$).

Будем считать, что

$$g \gg \frac{\kappa j^2}{e^2 \mu_{c, h} E^2}. \quad (12)$$

Тогда из (11) получим $j_h = jz/d$, $j = egd$. Положив для простоты $N_a^0 = N_d^0 = N$, $E_c = E_h = E_j$, сможем найти решение (10) для центральной части i -слоя. Обозначим

$$\zeta \equiv \frac{z}{d}, \quad N_c \equiv N \Big|_{\zeta=1/2} = \frac{3}{4} N_{d, a}^0; \quad \mathcal{E} \equiv \frac{E}{E_j}.$$

Тогда для центральной части i -слоя ($|\zeta - 1/2| \ll 1/2$) зависимости (9) переходят в

$$N_d(z) = N_c [1 - a(\zeta - 1/2)], \quad N_a(z) = [1 + a(\zeta - 1/2)], \quad a = 4/3$$

и (10) упрощается до

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \zeta} = k \mathcal{E} (\zeta - 1/2) \frac{1 - a/2 - a\mathcal{E}}{(\mathcal{E} + 1/2)^2 - (\zeta - 1/2)^2}, \quad (13)$$

где $k = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} \frac{N_c d}{E_j}$.

Из (13) видно, что распределение поля имеет максимум в центральной части i -слоя при $\mathcal{E}_c = \mathcal{E}(1/2) > \mathcal{E}_{c, cr}$ и минимум при $\mathcal{E}_c < \mathcal{E}_{c, cr}$, где $\mathcal{E}_{c, cr} = 1/4$ (рис. 4, а). Решение (13) будет наглядным при соответствующем неравенстве для \mathcal{E}_c сильным, т. е.

$$\mathcal{E}(\zeta) \Big|_{|\zeta-1/2| \ll 1/2} = \mathcal{E}_c [1 - 8/3k(\zeta_c - 1/2)^2] \quad \text{при } \mathcal{E}_c \gg \mathcal{E}_{c, cr}, \quad (14)$$

$$\mathcal{E}(\zeta) \Big|_{|\zeta-1/2| \ll 1/2} = \mathcal{E}_c [1 + 1/3k(\zeta - 1/2)^2] \quad \text{при } \mathcal{E}_c \ll \mathcal{E}_{c, cr}. \quad (15)$$

Полученные результаты позволяют оценить некоторые параметры системы. Так, поскольку переход от распределения с максимумом к распределению с минимумом поля в центре i -слоя происходит при напряжении на структуре $U_{cr} \sim 60$ В, то $E_{cr} \sim (1/2) \cdot 60$ В/10 мкм $= 3 \cdot 10^6$ В/м $\sim (1/4) E_j$ соответственно $E_j \sim 10^7$ В/м. Следовательно, при $\epsilon \sim 10$ и $N \sim 10^{20}$ м $^{-3}$ получим $k \sim 2 \cdot 10^6 / E_j \sim 0.2$. Обратившись к (14), (15), легко видеть, что не слишком малые (по сравнению с единицей) величины k позволяют объяснить тот факт,

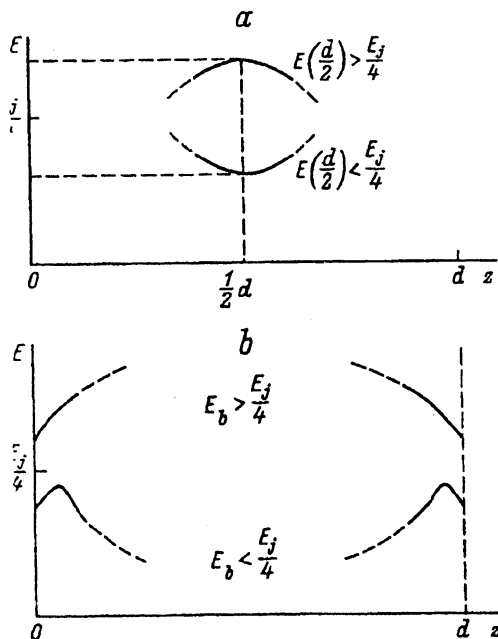


Рис. 4. Стационарное распределение электрического поля в i -слое: a — в центральной части, b — в приграничных областях.

что разность значений поля на границе и в центре i -слоя может приближаться к самой величине поля.

б. Решение для приграничных областей i -слоя ($z \ll d/2$, $|z-d| \ll d/2$).

Рассмотрим поведение поля вблизи границы n^0-i , т. е. при $\zeta \ll 1/2$. Здесь (10) упрощается до

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \zeta} = k \mathcal{E} \frac{\mathcal{E} - \zeta (1 + 2\mathcal{E})}{(1 + \mathcal{E})(\zeta + \mathcal{E})}. \quad (16)$$

Обозначим граничные значения поля $\mathcal{E}_b = \mathcal{E}(0)$. Предположим, что распределение $\mathcal{E}(\zeta)$ может иметь максимум \mathcal{E}_m при $\zeta = \zeta_m$. Воспользуемся разложением

$$\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_b + \left. \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0} \zeta_m,$$

где ζ_m такое, что

$$\left. \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=\zeta_m} = 0, \quad \text{т. е. (см. 16)} \quad \zeta_m = \frac{E_m}{1 + 2\mathcal{E}_m}.$$

Из (16) следует
$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \zeta} = \frac{k \mathcal{E}_b}{1 + \mathcal{E}_b}.$$

Тогда максимум вблизи границы (при $\zeta \sim \zeta_m \ll 1/2$) возможен лишь в том случае, когда поле на границе \mathcal{E}_b меньше некоторой критической величины $\mathcal{E}_{b, cr} \approx \zeta_m$. Такая связь $\mathcal{E}_{b, cr}$ и ζ_m имеет место, если не только

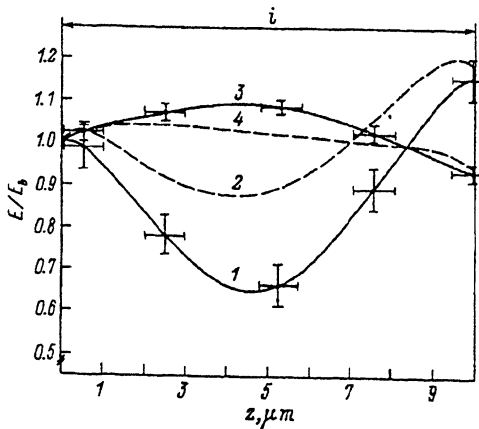


Рис. 5. Результат численного расчета (2, 4) распределения поля в объеме i -слоя и экспериментальные данные (1, 3). E_b , кВ/мм: 1 — 0,7, 3 — 3.

$\zeta_m \ll 1$, но и $k\zeta_m \ll 1$; при полученной нами оценке для $k \approx 0.2$ (см. выше) второе условие автоматически следует из первого. Таким образом, если $\mathcal{E}_b \ll \ll 1$, то расстояние от границы до максимума ζ_m пропорционально величине граничного поля.

В силу симметрии задачи поведение поля у границы $i-p^0$ ($\zeta = 1$) аналогично рассмотренному выше, что и отражено на рис. 4, б.

Совместное рассмотрение решений в центре и на краях i -слоя подтверждает, что при малых напряжениях на структуре поле имеет в i -слое минимум, а при больших напряжениях — максимум. Более точное аналитическое рассмотрение распределения поля в i -слое затруднительно, однако возможно численное решение системы (10), (11), которое приведено на рис. 5 для двух значений E_b . Здесь также приведены результаты эксперимента, соответствующие этим значениям E_b на границе n^0-i и нормированные на E_b . Из рисунка видно, что результаты расчета удается качественно согласовать с экспериментальными данными.

Существенно, что рассмотренное нами распределение поля с минимумом в середине i -слоя может быть получено лишь в том случае, когда ток, протекающий через структуру, — это ток генерации электронно-дырочных пар в области i -слоя, его дырочная составляющая доминирует в области у границы $i-p^0$, а электронная — в области у границы n^0-i . Из уравнения (11) следует, что это возможно, когда выполнено условие $g > \chi j^2 / (4e^2 \mu_c \mu_h E^2)$.

Заключение

Методом, основанным на эффекте Франца—Келдыша, изучено стационарное распределение пространственного заряда и электрического поля в $p-i-n$ -структуре на основе GaAs в широком диапазоне приложенного напряжения обратной полярности. На основании модели, включающей в себя генерацию, дрейф в электрическом поле и обратный захват на примесные уровни свободных носителей и с учетом того, что стационарный обратный ток — ток генерации электронно-дырочных пар в области пространственного заряда, дано качественное и количественное описание наблюдаемых экспериментально картин распределения поля в i -слое при высоких и низких напряжениях, приложенных к структуре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. 456. М. (1984).
- [2] В. И. Корольков, В. Н. Красавин, С. И. Пономарев, Г. И. Цвилев. ФТП, 19, 328 (1985).
- [3] А. В. Ильинский, А. Б. Куценко, М. Н. Степанова. ФТП, 26, 710 (1992).
- [4] В. Г. Никитин, И. Рагинска, Е. Р. Сеель, М. Н. Степанова, Д. Н. Третьяков, Т. П. Федоренко. Тез. докл. III Всес. конф. 3, 102. Одесса (1982).
- [5] Арсенид галлия в микроэлектронике. Под ред. Н. Айспрука. У. Уиссмена. М. (1988).

Редактор Л. В. Шаронова
