

©1994 г.

ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ СМЕЩЕНИЕ ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В $p-i-n$ -СТРУКТУРАХ 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 11 января 1994 г. Принята к печати 19 января 1994 г.)

С помощью оптического метода наблюдения распределения электрического поля, использующего эффект Франца-Келдыша, изучалось влияние дополнительного фотовозбуждения на вид стационарного распределения поля в объеме $p-i-n$ -структуры на основе слабелегированного GaAs при приложении напряжения запирающей полярности. Обнаружено, что область локализации поля с увеличением интенсивности фотовозбуждения смещается в сторону p^0 -слоя структуры. Показано, что фотовозбуждение приводит к смещению положения точки равновесия отрицательного и положительного зарядов, локализованных на примесях вследствие уменьшения отрицательного заряда акцепторов за счет генерации электронов с акцепторных уровней в зону проводимости. С учетом этих переходов в установленной модели процессов переноса заряда в i -слое структуры представлен теоретический анализ наблюдаемых картин поля.

1. Введение

Интерес к изучению арсенидгаллиевых $p-i-n$ -структур во многом обусловлен их возможным использованием в качестве составных частей различных полупроводниковых приборов, что в ряде случаев является способом радикального улучшения их параметров. Так, например, применение $p-i-n$ -структур, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на основе слабелегированного GaAs, в качестве коллекторного перехода импульсных тиристоров позволяет существенно повысить рабочие напряжения этих приборов [1]. На основе таких структур созданы и новые приборы — оптоэлектронные тиристоры, имеющие оптическую связь между $p-n$ -переходами [2,3]. Оптический способ управления позволяет упростить технологию изготовления базового вывода в тиристорах [3] и открывает новые возможности для повышения быстродействия за счет уменьшения времени задержки при включении [4] и времени распространения включенного состояния [1] в

объеме коллекторного перехода. Кроме того, благодаря высокой фоточувствительности кристаллов арсенида галлия в инфракрасной области спектра и наличие фоторефрактивного эффекта $p-i-n$ -структура является перспективной средой для оптической обработки информации, в том числе для создания элементов оптической памяти [5] и для записи объемных голограмм в инфракрасном свете [6]. Таким образом, изучение особенностей стационарного распределения электрического поля и его эволюции в $p-i-n$ -структурах при приложении электрического напряжения и влияния фотовозбуждения на это распределение позволяет получить информацию, необходимую для оптимизации параметров как известных приборов, так и для разработки принципиально новых приборов.

В последнее время для этих исследований применяется методика, использующая электрооптический эффект для регистрации распределения напряженности электрического поля в объеме исследуемого образца. Так, на основании данных о локализации поля, полученных методом, основанным на поперечном эффекте Поккейса, определено положение i -слоя структуры [7]. Наблюдалось [1] изменение ширины области пространственного заряда со временем после приложения напряжения, а также смещение стационарного (после завершения переходных процессов) положения этой области при дополнительном фотовозбуждении кристалла. Методом, использующим электрооптический эффект Франца-Келдыша, количественно исследовались распределение поля и его эволюция в обратно смещенной $p-i-n$ -структуре [8], определены границы p^+ , p^0 , i -, n^0 -слоев, дан анализ характера экранирования поля на разных стадиях этого процесса в разных слоях структуры при высоких обратных напряжениях. На основании установленной модели процессов переноса заряда по температурной зависимости скорости экранирования определено [9] энергетическое положение глубокого акцепторного уровня в p^0 -слое. В работе [10] обнаружены и описаны различные картины стационарного распределения поля в объеме i -слоя, изменяющиеся в зависимости от величины напряжения, приложенного к образцу.

Данная работа посвящена дальнейшему изучению стационарного распределения поля в объеме вышеуказанных структур, при этом в основном рассматривается вопрос о влиянии подзонного фотовозбуждения структуры на характер этого распределения. Представлено описание наблюдаемого изменения картин распределения поля как в случае высоких, так и в случае низких напряжений обратного смещения в зависимости от интенсивности фотовозбуждения структуры.

2. Методика

Объектом исследования является $p-i-n$ -структура, выращенная методом жидкофазной эпитаксии [11]. На сильно легированной подложке p^+ -типа последовательно производился рост слоев p -типа проводимости, затем компенсированного i -слоя и наконец слоя n -типа проводимости. Метод жидкофазной эпитаксии позволяет плавно изменять концентрации донорной и акцепторной примеси в процессе роста (концентрация акцепторной примеси понижается, а донорной возрастает), так что длина области кристалла (i -слоя), где концентрации доноров

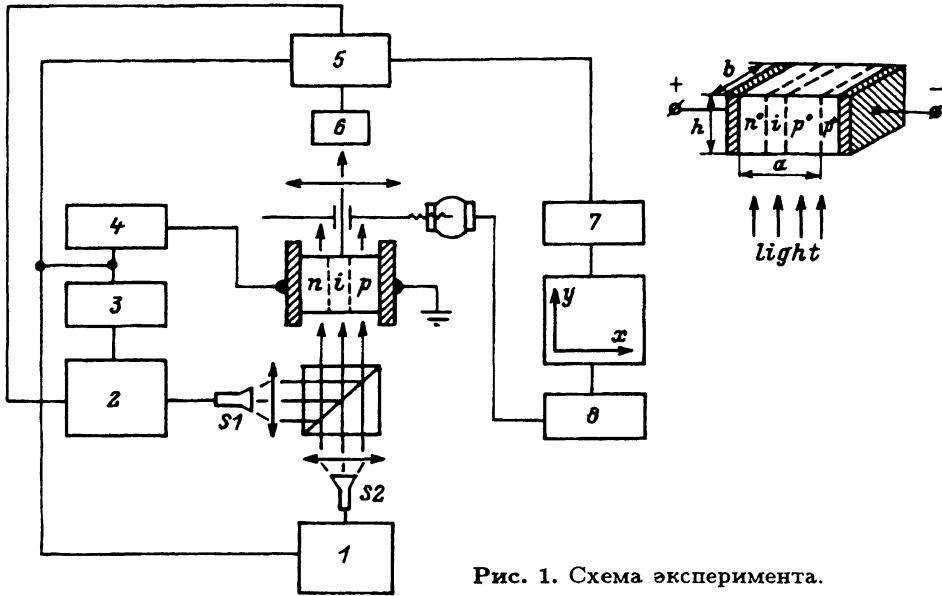


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — блок питания полупроводникового лазера S2, 2 — то же для лазера S1, 3 — линия задержки, 4 — генератор, 5 — устройство вычитания, 6 — фотоэлектронный умножитель, 7 — детектор, 8 — блок синхронизации.

и акцепторов примерно совпадают, получается достаточно большой (~ 10 мкм) [9]. Исследуемая структура представляла собой параллелепипед с размерами $a = 7$ мм, $b = 0.3$ мм, $h = 1.5$ мм (см. вставку на рис. 1), причем толщина p^+ -подложки, на которой она была выращена, составляла 0.1 мм.

Методика эксперимента основана на использовании эффекта Франца-Келдыша для измерения пространственного распределения напряженности электрического поля в объеме структуры [8]. К образцу прикладывалось напряжение запирающей полярности с помощью двух плоских электродов, параллельных слоям структуры. Коротким импульсом света из области прозрачности арсенида галлия вблизи края фундаментального поглощения исследуемый образец зондировался в направлении, перпендикулярном приложенному полю (рис. 1). В зависимости от напряженности поля в разных точках объема образца зондирующий свет приобретал пространственную модуляцию интенсивности. Таким образом, по распределению интенсивности зондирующего света, прошедшего сквозь структуру, можно построить распределение поля в ее объеме. Источником зондирующего света ($\lambda = 904$ нм) являлся полупроводниковый лазер S1 (см. рис. 1) длительность (3 мкс) и период повторения (0.5 с) светового импульса которого подбирались таким образом, чтобы исключить влияние зондирующего света на картину распределения поля.

Для изучения влияния фотовозбуждения на распределение поля в обратно смещенной структуре образец дополнительно подвергался облучению светом из области спектра примесного поглощения. Возбуждающий свет, пройдя через светоделительный куб, падал на кристалл в том же направлении, что и зондирующий свет. В качестве ис-

точника фотовозбуждения использовался второй полупроводниковый лазер S_2 , обеспечивающий непрерывную генерацию света. Эксперимент проводился для трех длин волн возбуждающего света λ : 908, 921 и 1003 нм, для которых обеспечивалось однородное (в направлении распространения) поглощение света в объеме образца. Прошедший сквозь структуру и оптическую щель, сориентированную параллельно слоям структуры, зондирующий и возбуждающий свет регистрировался с помощью фотоэлектрического умножителя, сигнал с которого обрабатывался с помощью устройства вычитания, где отделялся импульсный сигнал, создаваемый зондирующим светом, от постоянного сигнала, создаваемого светом фотовозбуждения. Далее выделенный сигнал детектировался и поступал на самописец, развертка которого была синхронизирована со сканированием оптической щели вдоль увеличенного изображения исследуемого образца. Время сканирования существенно превосходило период повторения импульса T , зондирующего света. Обработка экспериментальных данных, а также пересчет получаемого в эксперименте координатного распределения интенсивности зондирующего света в абсолютные значения напряженности поля подробно изложены в [8,10].

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 2,а приведено распределение поля E в объеме $p-i-n$ структуры в стационарном состоянии после включения напряжения запирающей полярности $U = 80$ В в зависимости от интенсивности возбуждающего света I при $\lambda = 908$ нм. Кривая 1 соответствует распределению поля в отсутствие внешнего фотовозбуждения, кривая 3 — максимальной интенсивности фотовозбуждения, кривая 2 получена при ослаблении возбуждающего света в 4 раза стеклянным фильтром HC-3. То же самое представлено на рис. 2,б, но после включения напряжения $U = 30$ В.

Как видно из рисунков, при фотовозбуждении образца картина распределения поля, имеющая один широкий максимум при высоких напряжениях и два максимума и минимум при низких напряжениях, смещается в сторону отрицательного электрода (в сторону p^0 -слоя). Величина этого смещения тем больше, чем выше интенсивность возбуждающего света и имеет насыщение при высоком уровне фотовозбуждения. Кроме того следует отметить, что плотность отрицательного заряда, накопленного в объеме структуры (судить об этом можно по уменьшению наклона правого крыла кривых распределения поля), уменьшается с увеличением интенсивности фотовозбуждения. На рис. 3 представлена зависимость плотности отрицательного заряда в p^0 -слое от интенсивности фотовозбуждения. Заметим также, что во всех описанных экспериментах через структуру течет постоянный сквозной ток, плотность которого увеличивается в пределах одного порядка при дополнительном фотовозбуждении образца.

При обсуждении приведенных результатов, как и в работах [8,10], будем считать, что границы i -слоя совпадают с максимумами распределения поля в отсутствие внешнего фотовозбуждения (рис. 2,б). Справа находится p^0 -слой, где накоплен отрицательный объемный заряд, слева — n^0 -слой, где накоплен положительный объемный заряд. Ме-

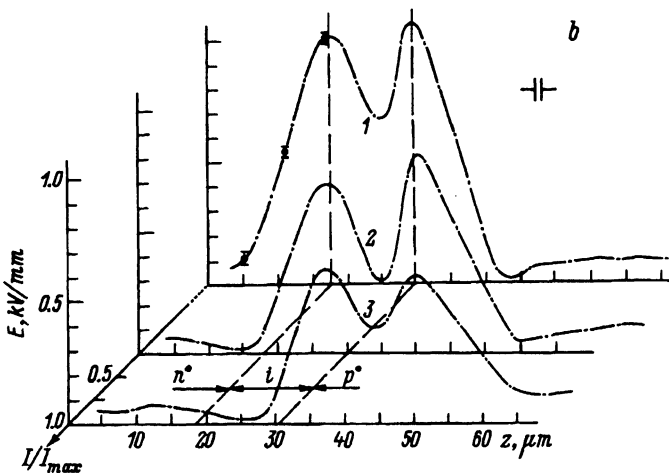
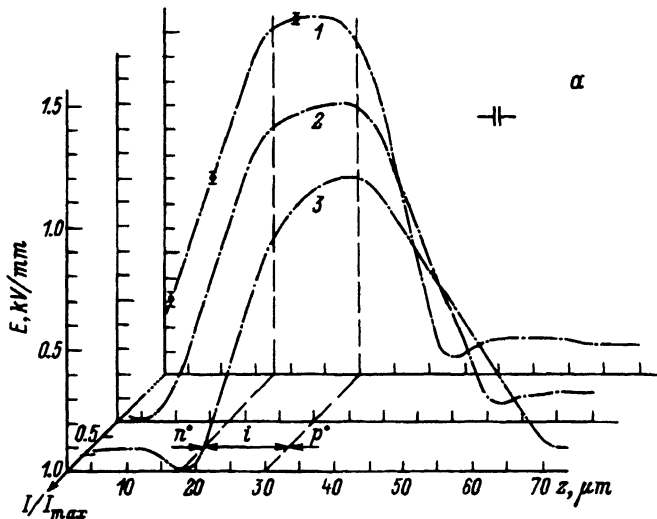


Рис. 2. Стационарное распределение электрического поля E в объеме обратно смещенной $p-i-n$ -структуры в зависимости от интенсивности дополнительного фотовозбуждения I при напряжении запирающей полярности U , В: а — 80, б — 30. I_{\max} — максимальная интенсивность фотовозбуждения, реализуемая на эксперименте.

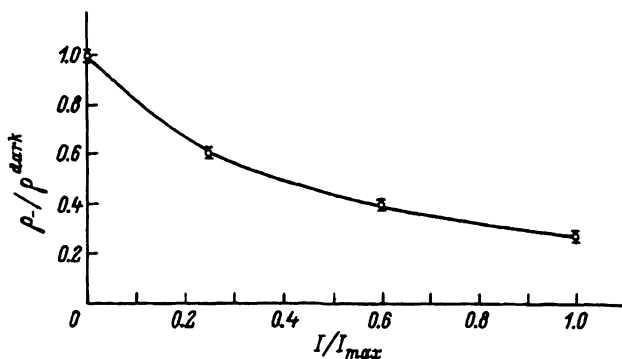


Рис. 3. Зависимость плотности отрицательного объемного заряда ρ_- в p^0 -слое от интенсивности фотовозбуждения I . Точки — эксперимент, сплошная линия — расчет. ρ^{dark} — плотность отрицательного объемного заряда в отсутствие дополнительного фотовозбуждения.

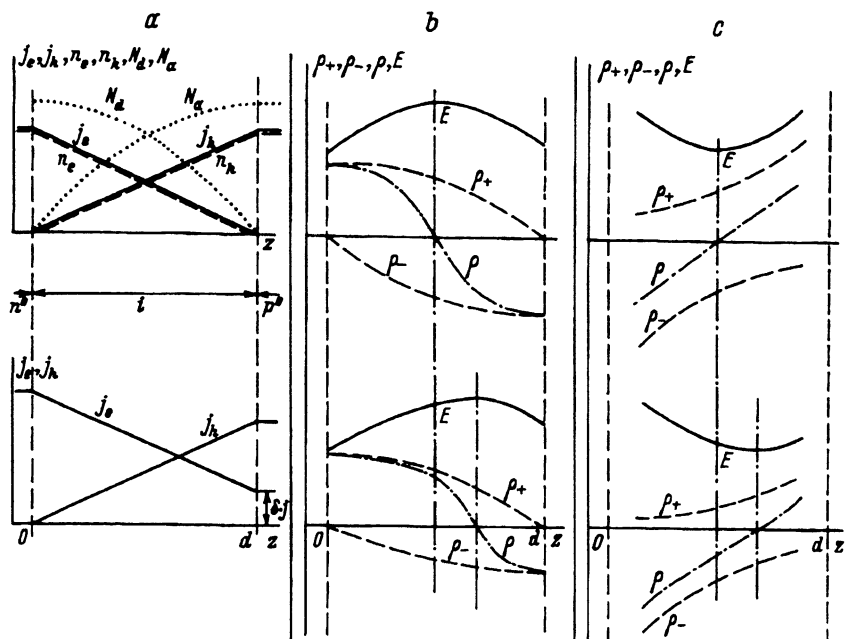


Рис. 4. Качественная картина пространственного распределения в объеме структуры при приложении обратного смещения U в отсутствие фотовозбуждения (верхние графики) и при фотовозбуждении (нижние графики, δ — доля электронного тока в полном токе на границе $i-p^0$): a — электронной и дырочной составляющих дрейфового тока j_e и j_h , концентраций свободных электронов и дырок n_e и n_h , концентраций донорных и акцепторных уровней N_d и N_a ; b, c — положительной и отрицательной составляющих объемного заряда ρ_+ и ρ_- , суммарного объемного заряда ρ , электрического поля E при $U = 80$ В (b) и $U = 30$ В (c).

жду p^0 - и n^0 -слоями расположен i -слой. Будем учитывать также следующие процессы: термическую генерацию электронов с доноров в зону проводимости, дырок с акцепторов в валентную зону, дрейф свободных носителей в электрическом поле и их обратный захват на соответствующие примесные центры, а при наличии фотовозбуждения — оптическую генерацию электронов с акцепторных уровней в зону проводимости. Будем считать, что дрейфовый ток существенно превосходит ток диффузии, а заряд свободных носителей пренебрежимо мал по сравнению с зарядом, локализованным на примесных центрах. Концентрации доноров N_d и акцепторов N_a распределены в объеме i -слоя неравномерно [11] (рис. 4, a). Стационарный сквозной ток при приложении к структуре обратного смещения — это ток генерируемых электронно-дырочных пар в области объемного заряда (что характерно для структуры с потенциальным барьером на основе широкозонных полупроводников [4]). В n^0 -слое ток электронный, в p^0 -слое — в основном дырочный, а в i -слое электронная и дырочная составляющие тока возрастают в направлении дрейфа электронов и дырок соответственно (рис. 4, a). В дрейфовом приближении пространственные распределения электронной и дырочной составляющих тока и концентрации электронов $n_e(z)$ и дырок $n_h(z)$ подобны друг другу и, следовательно,

$n_e(z)$ и $n_h(z)$ также возрастают в сторону увеличения концентрации соответствующей примеси.

Заметим, что в приведенной модели учитывается при фотовозбуждении только оптическая генерация электронов с акцепторных уровней в зону проводимости. Наш выбор основан на том, что при наличии фотовозбуждения градиент поля (и, следовательно, заряд) в n^0 -слое не изменяется, а градиент поля в p^0 -слое уменьшается (см. рис. 2) с увеличением интенсивности возбуждающего света, что и связано, как мы считаем, с уменьшением отрицательного заряда, накопленного в p^0 -слое на акцепторных уровнях, за счет оптической генерации электронов с акцепторных уровней в зону проводимости. Представленная на рис. 3 зависимость плотности отрицательного заряда в p^0 -слое от интенсивности фотовозбуждения хорошо описывается приведенным далее выражением (1).

Теперь, основываясь на этой модели, перейдем к качественному объяснению экспериментальных результатов при высоких и низких напряжениях как в отсутствие, так и при наличии дополнительного фотовозбуждения образца. При приложении к образцу высоких напряжений ($U = 80$ В) рожденные в области пространственного заряда свободные носители успевают покинуть эту область без захвата на примесные центры. Пространственное распределение свободных носителей в этом случае несущественно. В отсутствие внешнего фотовозбуждения в стационарном состоянии (после завершения переходных процессов при включении напряжения) вся примесь будет полностью ионизованной и плотность обменного заряда совпадает с разностью концентраций доноров и акцепторов $\rho(z) = \rho_+(z) + \rho_-(z) = e[N_d(z) - N_a(z)]$ (см. верхний график на рис. 4, б). Распределение поля, связанное с распределением заряда уравнением Пуассона, имеет максимум в середине i -слоя [8]. При дополнительном фотовозбуждении образца, когда одновременно с термической генерацией дырок происходит фотоионизация захваченных на акцепторные уровни электронов в зону проводимости, в стационарном состоянии акцепторы уже не будут полностью ионизованы (заполнены электронами). В этом случае плотность отрицательного объемного заряда, связанного на акцепторах, уменьшается и будет определяться соотношением темпов этих двух конкурирующих процессов. Степень ионизации мелких доноров при фотовозбуждении остается неизменной [$\rho_+ = eN_d(z)$] и плотность заряда в объеме структуры, воспользовавшись приведенным далее уравнением баланса для акцепторных уровней, можно представить в виде

$$\rho(z) = e \left[N_d(z) - \frac{N_a(z)}{1 + \beta_1/\beta_h} \right], \quad \beta_1 = \nu S_{ph} I, \quad (1)$$

где β_1 — темп фотоионизации электронов с акцепторных уровней в зону проводимости, ν — квантовый выход, S_{ph} — сечение фотоионизации, I — интенсивность возбуждающего света, β_h — темп термической генерации дырок. Из приведенного выражения видно, что при возрастании I точка, в которой отрицательный заряд акцепторов компенсирует положительный заряд доноров, смещается в сторону увеличения концентрации акцепторной примеси. Следовательно, и максимум в рас-

пределении поля при дополнительном фотовозбуждении смещается в эту же сторону — в сторону p^0 -слоя (нижний график на рис. 4, *b*).

При приложении к образцу низких напряжений ($U = 30$ В) полного выноса носителей полем из объема i -слоя уже не происходит, в этом случае необходимо учитывать обратный захват свободных электронов и дырок на донорные и акцепторные уровни, что существенно усложняет картину пространственного распределения заряда и поля (см. рис. 2, *b*). Захват этот будет тем существеннее, чем больше концентрация соответствующих свободных носителей. Так как $n_e(z)$ возрастает в сторону увеличения концентрации донорной, а $n_h(z)$ в сторону увеличения концентрации акцепторной примеси (рис. 4, *a*), в i -слое у границы с n^0 -слоем будет существенен захват свободных электронов, а у границы с p^0 -слоем — захват свободных дырок. В малых полях в объеме i -слоя не слишком близко от его границ распределение положительного и отрицательного заряда описывается выражением, полученным из системы уравнений, приведенной далее:

$$\rho_{+,-} \approx N_{d,a} \frac{eE(z)j}{E_{e,h}j_{e,h}(z)}. \quad (2)$$

Здесь j_e , j_h — электронная и дырочная составляющие тока через структуру, причем в стационарном случае $j_e(z) + j_h(z) = j = \text{const}$; E_e , E_h — параметры образца, которые определены далее (малость поля понимается в смысле $E \ll E_{e,h}$). Воспользовавшись (2), заданными распределениями $N_{d,a}(z)$ и распределениями j_e и j_h в i -слое в отсутствие фотовозбуждения (верхний график на рис. 4, *a*), построим в центральной части i -слоя распределение зарядов $\rho_{+,-}$, представленное на верхнем графике рис. 4, *c* (здесь мы считали, что поле E достаточно медленно изменяется с координатой z и изменение числителя (2) пренебрежимо мало по сравнению с изменением знаменателя). Видно, что благодаря неоднородному пространственному распределению примесных центров и свободных носителей при малых полях в объеме i -слоя у границы $n^0 - i$ положительный заряд количественно доминирующих здесь, но почти неионизованных доноров скомпенсирован зарядом полностью ионизованных акцепторов, в то время как у границы $i - p^0$ отрицательный заряд доминирующих, но почти неионизованных акцепторов скомпенсирован зарядом полностью ионизованных доноров, что и приводит к сложному распределению поля в i -слое с минимумом посередине. Количественно этот вывод получен в [10]. При внешнем фотовозбуждении, когда к термической генерации свободных носителей добавляется оптическая генерация электронов с акцепторных уровней в зону проводимости, изменяется пространственное распределение электронного j_e и дырочного j_h токов (нижний график на рис. 4, *a*). При этом увеличивается доля электронной составляющей в общем возросшем токе, текущем через структуру. Воспользовавшись (2) и представленными на рис. 4, *a* (нижний график) распределениями в i -слое величин j_e и j_h в условиях фотовозбуждения, построим распределение положительного и отрицательного зарядов (нижний график на рис. 4, *c*), связанных на примеси. Из рисунка видно, что положение точки, где происходит взаимная компенсация отрицательного и

положительного заряда, смещается в сторону p^0 -слоя. В свою очередь это определяет и смещение минимума в распределении поля при низких напряжениях в том же направлении. Другими словами, увеличение концентрации свободных электронов за счет их фотогенерации с акцепторных уровней ведет к увеличению их захвата на донорные уровни и, следовательно, к уменьшению плотности локализованного на донорах положительного заряда. Такое изменение соотношения между положительным и отрицательным зарядом при фотовозбуждении и обуславливает наблюдаемое смещение точки их взаимной компенсации.

Таким образом, как для случая высоких, так и для случая низких приложенных к образцу напряжений мы показали, что в рамках выбранной модели учет фотоионизации электронов с акцепторных уровней в зону проводимости приводит к смещению стационарной картины распределения поля в сторону p^0 -слоя структуры.

4. Описание распределения поля в условиях фотовозбуждения

Система уравнений, описывающая процессы переноса в объеме i -слоя в условиях фотовозбуждения включает в себя: — кинетические уравнения для концентрации свободных электронов¹:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \beta_e N_d f_d - n_e \gamma_e (1 - f_d) N_d + \beta_1 N_a (1 - f_a) - n_e \gamma_1 f_a N_a + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_e; \quad (3a)$$

— уравнения баланса для донорных и акцепторных уровней:

$$\frac{\partial f_d}{\partial t} = -\beta_e f_d + n_e \gamma_e (1 - f_d), \quad (36)$$

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} = -\beta_h f_a + n_h \gamma_h (1 - f_a) + \beta_1 (1 - f_a) - n_e \gamma_1 f_a, \quad (3b)$$

где β_e и γ_e — темп термической ионизации электронов с донорных уровней и коэффициент их обратного захвата на доноры, γ_1 — коэффициент захвата свободных электронов на акцепторы, f_d и f_a — степени заполнения доноров и акцепторов. Кроме приведенных выражений в систему (3a)–(3b) входят уравнения Пуассона, непрерывности полного тока и уравнения, связывающие плотности токов с полем и концентрациями носителей, а также связывающие величину объемного заряда с концентрациями и степенями заполнения примесных центров. Все эти уравнения (и граничное условие) могут быть записаны в той же стандартной форме, что и в [10]. Это относится и к пространственному распределению концентраций примесей, которые мы считаем постоянными и равными N_d^0 и N_a^0 соответственно в n^0 - и p^0 -слоях и параболическими в i -слое:

$$N_d(z) = N_d^0 \left[1 - (z/d)^2 \right] \quad N_a(z) = N_a^0 \left[1 - (1 - z/d)^2 \right], \quad 0 \leq z \leq d.$$

Здесь z — расстояние от границы $n^0 - i$, d — толщина i -слоя.

¹ Очевидно, что вместо (3a) можно было бы использовать аналогичное уравнение для концентрации свободных дырок.

Так как концентрацией свободных носителей можно пренебречь по сравнению с концентрацией связанных зарядов, поскольку токи, текущие через структуру, невелики, в стационарном случае система (3а)–(3в) переходит в следующую:

$$\frac{1}{C_\varepsilon} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \zeta} = \frac{(1-\zeta)^2 \mathcal{E}}{\mathcal{E} + 1 - i} - \frac{\zeta(2-\zeta)[\mathcal{E} + B\alpha(1-i)]}{\mathcal{E}(1-B) + B\alpha(1-i) + i}, \quad (5a)$$

$$\frac{1}{C_i} \frac{\partial i}{\partial \zeta} = \frac{B \left[1 - \frac{\alpha}{\mathcal{E}^2} i(1-i) \right]}{1 + B + \frac{B\alpha}{\mathcal{E}} + \frac{i}{\mathcal{E}}(1 - B\alpha)}, \quad (5b)$$

где

$$C_\varepsilon = \frac{eN_d d}{\varepsilon \varepsilon_0 E_e}, \quad C_i = eN_d \frac{\beta_h}{j}, \quad B = \frac{\beta_1}{\beta_h}, \quad \alpha = \frac{\beta_e \gamma_1}{\gamma_e \beta_1},$$

$$i = \frac{j_h}{j}, \quad \mathcal{E} = \frac{E}{E_e}, \quad E_{e,h} = \frac{j \gamma_{e,h}}{e \mu_{e,h} \beta_{e,h}}, \quad \zeta = \frac{z}{d}.$$

Здесь $\mu_{e,h}$ — подвижность электронов или дырок. При переходе от (3а)–(3в) к (5а), (5б), как и в [10], предполагалось $E_e = E_h$.

4.1 Случай сильных полей ($\mathcal{E} \gg 1$). При $\mathcal{E} \gg 1$ решение уравнения (5а) в хорошем приближении не зависит от (5б) и, таким образом, распределение поля не зависит от пространственного распределения электронной и дырочной составляющих тока. Тогда (5а) переходит в следующее выражение:

$$\frac{1}{C_\varepsilon} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \zeta} \approx -\zeta^2 \frac{B}{1+B} - \frac{2\zeta}{1+B} + 1. \quad (6)$$

Видно, что распределение (6) имеет единственный максимум в точке

$$\zeta_{\max} = \left[\sqrt{1 + B(1+B)} - 1 \right] / B.$$

Рассмотрим два случая: а) если $B \ll 1$ (при отсутствии фотовозбуждения), то $\zeta_{\max} \approx (1+B)/2$ и максимум распределения поля находится почти в середине i -слоя, к которой он был жестко привязан в модели без учета оптического освобождения акцепторного уровня от электрона, б) если $B \gg 1$ (при фотовозбуждении), то $\zeta_{\max} \approx 1 - 1/B$, т.е. максимум сместился почти к самой границе $i-p^0$, причем это смещение пропорционально интенсивности фотовозбуждения ($B = \beta_1/\beta_h$).

4.2 Случай слабых полей ($\mathcal{E} \leq 1$). При $\mathcal{E} \leq 1$ решение уравнения (5а) принципиально зависит от распределения электронного j_e и дырочного j_h токов в объеме i -слоя, поэтому сначала рассмотрим приближенное решение уравнения (5б). Для упрощения расчета будем считать, что захват электронов проводимости на акцепторные уровни маловероятен. Тогда (5б) переходит в

$$i(\zeta) = \mathcal{E}(1+B) \left\{ -1 + \left[\frac{2C_i B}{(1+B)^2} \zeta^2 \left(1 - \frac{\zeta}{3} \right) + 1 \right]^{1/2} \right\}. \quad (7)$$

Здесь мы считали, что \mathcal{E} слабо меняется с координатой (т.е. распределение поля в i -слое имеет не слишком глубокий минимум). Кроме того будем считать, что $\mathcal{E} \ll C_i B / (1 + B)^2$, тогда везде, кроме самой границы $n^0 - i$, выражение (7) упрощится до

$$i(\zeta) = \sqrt{C_\varepsilon B} \zeta \sqrt{1 - \zeta/3}. \quad (8)$$

В области $\zeta \ll 3$ радикал в (8) меняется медленно, поэтому для того чтобы получить явные алгебраические выражения, считаем, что в интересующей нас области $0 < \zeta < 1$ приблизительно выполняется линейная зависимость $i(\zeta) = (1 - \delta)\zeta$. Физический смысл величины δ — доля электронного тока j_e в полном токе j на границе $i - p^0$. Для строгого определения δ необходимо привести систему уравнений, аналогичную (5), для p^0 -слоя и решить ее совместно с (5). Однако для описания фотоиндуцированного смещения картины распределения поля достаточно считать, что доля электронного тока на границе $i - p^0$ совпадает с этой долей в глубине p^0 -слоя. Оценка последней может быть получена из уравнений баланса для концентраций электронов и дырок, генерируемых через акцепторы, в предположении постоянства электронной и дырочной составляющих тока по координате и уравнения электронной-тральности в виде $n_h = n_e + N_a(1 - f_a)$. Тогда, считая $N_a = N \gg n_{e,h}$, получим $\delta \simeq \beta_1 / (\gamma_1 N)$. Таким образом приходим к соотношению

$$i(\zeta) \approx \left(1 - \frac{\beta_1}{\gamma_1 N}\right) \zeta. \quad (9)$$

Пренебрегая захватом электронов проводимости на акцепторные уровни, в малых полях из (5а), (9) найдем положение точки минимума:

$$\zeta_{\min} \approx \frac{1}{2} + \frac{3}{2} \beta_1 \left(\frac{1}{\gamma_1 N} - \frac{\mathcal{E}}{\beta_h} \right). \quad (10)$$

Поскольку $\beta_1 \sim I$, (10) означает (при $\mathcal{E} < \beta_h / \gamma_1 N$) сдвиг минимума поля в сторону границы $i - p^0$, пропорциональный интенсивности фотовозбуждения.

Заметим, что хотя приведенный в этом пункте анализ процессов в i -слое является весьма приближенным, тем не менее он позволяет качественно объяснить основные особенности экспериментально наблюдаемого фотоиндуцированного смещения картины распределения поля в сторону p^0 -слоя в плавном $p - n$ -переходе. Точное описание может быть проведено с помощью численного решения системы (5).

5. Заключение

Методом, основанным на использовании эффекта Франца-Келдыша, изучено влияние подзонного фотовозбуждения на стационарное распределение поля в объеме обратно смещенной $p - i - n$ -структуры. Обнаружено фотоиндуцированное смещение картины распределения поля в сторону p^0 -слоя, зависящее от интенсивности возбуждающего света.

Установлено, что фотовозбуждение вызывает уменьшение плотности отрицательного заряда, локализованного на акцепторах, за счет выброса электронов в зону проводимости. При теоретическом рассмотрении учитываются эти переходы в установленной ранее [10] модели процессов, происходящих в i -слое структуры. Модель включает в себя генерацию, дрейф в электрическом поле и обратный захват свободных носителей на примесные уровни, а также учитывает, что стационарный ток — это ток, обусловленный генерацией электронно-дырочных пар в области пространственного заряда. В работе представлено описание наблюдаемого смещения как для случая высоких, так и для случая низких напряжений, приложенных к структуре.

Список литературы

- [1] Ю.М. Задиранов, В.И. Корольков, С.И. Пономарев, А.В. Рожков, Г.И. Цвилев. ЖТФ, **57**, 771 (1987).
- [2] Ю.М. Задиранов, В.И. Корольков, В.Г. Никитин, С.И. Пономарев, А.В. Рожков. Письма ЖТФ, **9**, 652 (1983).
- [3] Ж.И. Алферов, В.И. Корольков, Н. Рахимов, М.Н. Степанова. ФТП, **12**, 75 (1978).
- [4] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [5] М.И. Неменов, Б.С. Рывкин, М.Н. Степанова. Письма в ЖТФ, **10**, 472 (1984).
- [6] A. Patrovi, A. Kost, E. Garmire, G. Valley, M. Klein. Appl. Phys. Lett., **56**, 12 (1990).
- [7] В.И. Корольков, В.Н. Красавин, С.И. Пономарев, Г.И. Цвилев. ФТП, **19**, 328 (1985).
- [8] А.В. Ильинский, А.Б. Куденко, М.Н. Степанова. ФТП, **26**, 710 (1992).
- [9] А.В. Ильинский, А.Б. Куденко. ФТП, **28**, 48 (1994).
- [10] А.В. Ильинский, А.Б. Куденко, М.Б. Мельников. ФТП, **28**, 150 (1994).
- [11] В.Г. Никитин, И. Рагинска, Е.Р. Сеель, М.Н. Степанова, Д.Н. Третьяков, Т.П. Федоренко. *Тез. докл. III Всес. конф. «Физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах»* (Одесса, 1982) т. 3, с. 102.

Редактор Т.А. Полянская

Photoinduced Shift of Space Charge Layer in $p-i-n$ Structures Based on GaAs

A.V. Ilinskii, A.B. Kutsenko, and M.B. Melnikov

A.F.Ioffe Physico-Technical Institute Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

An optical method for observation of the electric field spatial distribution based on Franz-Keldysh effect was used to study the influence of supplementary photoexcitation on steady-state field distribution in the bulk of a reverse-biased $p-i-n$ structure made of slightly doped GaAs. A shift of the field localisation region in the direction of the structure p^0 -layer was observed with increasing light intensity. It was shown that photoexcitation results in affecting the equilibrium between negative and positive charges localized on impurities due to decrease of negative charge of acceptors caused by photoinduced transitions of electrons from acceptor levels to the conduction band. A theoretical description was given in the framework of the model of the charge transfer in the i -layer structure taken from /10/.