1991 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 25, N 1

УДК 621.315.592

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ ДВОЙНОЙ ИНЖЕКЦИИ И РАССАСЫВАНИЯ ПЛАЗМЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ p^+-n-n^+-СТРУКТУРЕ

Кардо-Сысоев А. Ф., Попова М. В.

Рассматривается нестационарный процесс двойной инжекции и рассасывания плазмы в p^+-n-n^+-структуре. Полная система уравнений, описывающая этот процесс, для практически интересных случаев содержит малые параметры при старших производных и относится к классу сингулярно-возмущенных уравнений. Слагаемым с малыми параметрами соответствуют пограничные слои, т. е. области резкого изменения переменных. Используя методы теории сингулярных асимптотических разложений, получены укороченные уравнения для этих областей, в том числе для диффузионных областей у p^+-n- и $n-n^+$-переходов и для дрейфовой области, лежащей между этими диффузионными областями.

Численные решения показали, что на этапе протекания обратного тока возникают две волны истощения, бегущие от p^+- и n^+-слоев навстречу друг другу. За фронтом «медленной» волны, бегущей от p^+-слоя, возникает область объемного заряда, свободная от электронов. За фронтом более быстрой волны, бегущей от n^+-слоя, остается нейтральная область, свободная от неравновесных носителей. Схлопывание волн истощения происходит очень резко в области перехода между диффузионной и дрейфовой областями. После схлопывания весь объем полупроводника оказывается истощенным от неравновесных носителей. Дальнейшее протекание тока возможно только за счет выноса основных носителей (электронов), что сопровождается очень быстрым расширением области объемного заряда и резким увеличением скорости роста напряжения на структуре.

Известно очень большое число работ, посвященных нестационарным процессам двойной инжекции и рассасывания плазмы в полупроводнике. Однако из-за нелинейности задачи при ее решении приходится идти на ряд упрощений. Например, если рассматривается рассасывание плазмы с учетом диффузии и дрейфа, то выбираются специальные «удобные» начальные условия. При задании «естественных» начальных условий используется упрощенное «диффузионное» приближение и т. д. Практически интересен и важен случай [4], в котором на p^+-n-n^+-диод сначала подается короткий с резким фронтом мощный импульс тока пропускного направления, а затем также резко направление тока переключается на обратное. Последовательное решение для всех стадий этого процесса с учетом дрейфа и диффузии отсутствует. «Сборка» полного решения из уже известных упомянутых выше «фрагментов» может дать правильную качественную картину. Однако вопрос о численной точности при этом остается нерешенным. В настоящей работе приведены результаты решения задачи об инжекции и рассасывании плазмы для указанного выше случая переключения тока в p^+-n-n^+-структуре. Обычный путь сокращения полной системы уравнений для получения квазинейтрального диффузионно-дрейфового приближения заключается в оценке слагаемых в полной системе путем подстановки в них характерных значений переменных и в исключении малых слагаемых [2, 5]. Правильность этого пути определяется верным выбором характерных значений. Этот выбор является достаточно произвольным. Для уменьшения произвола мы, насколько это было возможно, старались формализовать процедуру сокращения полной системы уравнений с помощью аппарата «методов асимптотических разложений сингулярно-возмущенных уравнений» [3, 6].

Для получения результатов из рассмотрения были исключены процессы, связанные с временем жизни носителей ($\tau_p \to \infty$), а также с разогревом решетки (T=const), и носителей в сильных полях (μ_n, μ_p=const).

В этом случае известная система уравнений непрерывности и Пуассона может быть приведена к следующему безразмерному виду (нижние индексы означают производные):

$$j = EQ - \xi \frac{1-b}{1+b} Q_x + \eta E_t - \frac{2b}{1+b} \xi\eta E_{xx}, \tag{1}$$

$$Q_t = bE_x - b\eta (EE_x)_x - \eta (b-1) E_{xt} + \xi a Q_{xx} + \frac{3b(1-b)}{1+b} \xi\eta E_{xxx}, \tag{2}$$

где

$$b = \frac{\mu_n}{\mu_p}, \quad Q = p + bn, \quad a = \frac{2(1-b+b^2)}{1+b}, \quad \xi = \frac{kT}{qwE_{\text{ед}}}, \quad \eta = \frac{\varepsilon E_{\text{ед}}}{qwN_d}.$$

Единичные значения: поле $E_{\text{ед}}=j_{\text{ед}}/q\mu_p N_d$, ток $j_{\text{ед}}=j$, длина $x_{\text{ед}}=w$, напряжение $U_{\text{ед}}=E_{\text{ед}}w$, время $t_{\text{ед}}=w/\mu_p E_{\text{ед}}$, концентрация $n_{\text{ед}}=N_d$, N_d — концентрация доноров в n-слое $p^+—n—n^+$-структуры, j — плотность текущего через нее тока, w — толщина n-слоя.

Для практически интересного случая: $w \sim 10^{-2}$ см, $N_d \sim 10^{14}$ см$^{-3}$, $j \sim$ ~ 10 А/см^2. Соответствующие величины $\xi < 10^{-2}$, $\eta < 10^{-2}$, $\xi\eta \leqslant 10^{-5}$ означают, что система (1)—(2) содержит малые параметры при старших производных и относится к классу сингулярно-возмущенных, т. е. решение имеет области резкого изменения переменных (пограничных слоев), которые достаточно легко выделить, исходя из физических соображений.

1. Процесс инжекции

На рис. 1, *а* приведена качественная картина разбиения на слои: две барьерные области $p^+—n$- и $n—n^+$-переходов $\pi_{\xi\eta}$, соответствующие параметру $\xi\eta$, в которых необходимо учитывать как диффузионный, так и полевой переносы и в которых не выполняется условие квазинейтральности; прилегающие к $\pi_{\xi\eta}$-слоям два π_ξ-слоя, в которых основную роль играет диффузия, и один π_η-слой, в котором определяющим является полевой перенос и не выполняется условие квазинейтральности.

Между π_ξ-слоем, прилегающим к $p^+—n$-переходу, и π_η-слоем лежит регулярная квазинейтральная область с полевым переносом, описываемая вырожденной системой, получаемой из (1)—(2) при условии ξ и $\eta \to 0$, т. е. хорошо известным уравнением биполярного дрейфа

$$Q_t = bE_x, \quad j = EQ. \tag{3}$$

Барьерные области $\pi_{\xi\eta}$ имеют толщину порядка дебаевского радиуса $(\xi\eta)^{1/2} <$ $< 10^{-2}$, инерционность порядка максвелловского времени (в безразмерных единицах), равного η, изменение потенциала порядка теплового ξ, поэтому соответствующие им члены мы исключим из рассмотрения, устремив в (1)—(2) $\xi\eta \to 0$. При $\xi\eta \equiv 0$ система (1)—(2) будет иметь второй порядок по x и соответствующие граничные условия можно задать в виде соотношений токов (коэффициентов инжекции γ) на резких границах, введенных вместо считающихся бесконечно тонкими $\pi_{\xi\eta}$-слоев:

$$\begin{aligned} &\text{у } p^+—n\text{-перехода } \gamma_p = j_p/j = 1, \\ &\text{у } n—n^+\text{-перехода } \gamma_n = j_n/j = 1. \end{aligned} \tag{4}$$

Начальное условие для t=0, соответствующее равновесной концентрации, очевидно: $n=N_d$, $p=n_i^2/N_d=0$ при $n_i \ll N_d$.

К упрощенной (при $\xi\eta \to 0$) системе можно применить известную процедуру поиска характерных пределов (5) — уравнений для соответствующих погранслоев.

Для π_η получаем

$$E_\chi + (EE_\chi)_\chi = 0, \tag{5}$$

где $\chi=(\chi_\eta-\chi)/\eta$ — растянутая длина, χ_η — граница между областями π_η и π_ξ.

Заметим, что из (5) выпало время, т. е. процесс в π_η-слое является квазистационарным [следит за изменением $E(t)$], так как инерционность π_η-слоя определяется временем пролета через π_η и близка к η.

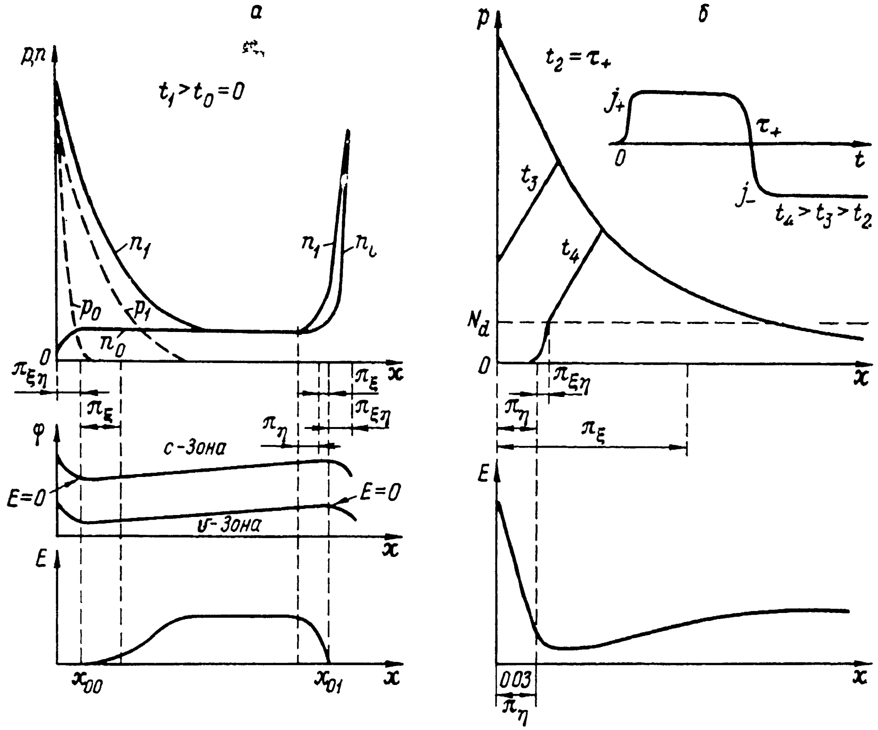


Рис. 1. Расположение пограничных слоев.

а — инжекция плазмы, *б* — рассасывание плазмы (граница $x=0$ соответствует барьерному $\pi_{\xi\eta}$-слою у p^+—n-перехода).

Решение (5) при соответствующих условиях «сшивки» полей в точках $\chi=0$, $\chi\to\infty$ дает

$$\chi = -E - E_1 \ln\frac{E_1-E}{E_1}, \tag{6}$$

где χ — поле на правой границе регулярной области ($x=w$, $\chi\to\infty$).

Из условия квазистационарности процессов в π_η-слое и малости его толщины ($\simeq\eta$) следует возможность замены этого слоя бесконечно тонкой стенкой, на которой выполняются условия на потоки (4). Более того, π_η-слой существует только до момента прихода к нему дырок ($t<t_e$). После прихода дырок ($t>t_e$) объемный заряд электронов в нем за максвелловское время ($\tau_м=\eta t_e$) нейтрализуется и слой исчезает. После этого момента диффузионный π_ξ-слой у n—n^+-перехода становится квазинейтральным и полностью подобным изначально квазинейтральному π_ξ-слою у p^+—n-перехода, т. е. π_ξ-слой также начинает расширяться в глубь n-слоя.

Для π_ξ-слоя из (1)—(2) процедура поиска характерного предела дает

$$\bar Q_t = b\bar E_{\bar x} + a\bar Q_{\bar x\bar x}, \quad j=\bar Q E, \tag{7}$$

где деформированы все переменные: $Q=\bar Q\xi^{-1/5}$, $E=\bar E\xi^{1/5}$, $x=\bar x\xi^{2/5}$ (черта означает принадлежность к π_ξ-слою). Заметим, что из (7) автоматически исключился член $\xi\frac{1-b}{1+b}Q_x$, соответствующий эффекту Дембера.

Очевидно, что около точек с тождественно нулевым полем (x_{00} и x_{01}, рис. 1, *а*) диффузия является определяющей, и (7) может быть сведено в старых переменных (1)—(2) к широко используемому чисто диффузионному уравнению

$$Q_t = a\xi Q_{xx}. \tag{8}$$

Из сказанного следует, что (см., например, [5]) используемая непосредственная сшивка чисто диффузионного уравнения (8) и чисто полевого (3) является математически некорректной. Сшивка возможна только между (7) и (3). Однако структурно (7) уже включает в себя и (3), и (8) как частные случаи, поэтому решение (7) простым преобразованием масштабов может быть распространено на всю регулярную область (3) и чисто диффузионную (8).

Из вида (3), (5), (7) можно сразу оценить вклад областей в полное падение напряжения: регулярная область $U \sim 1$, для π_η-слоя $U_\eta \sim \eta \ll 1$, для π_ξ-слоя $U_\xi \sim \xi^{3/5} \ll 1$.

2. Рассасывание плазмы

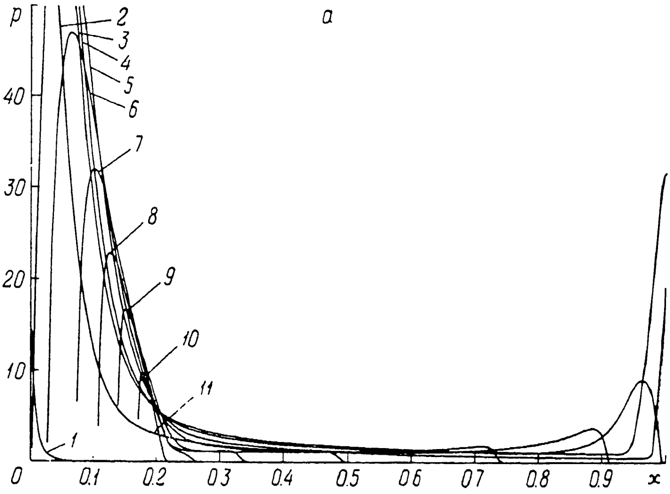
При быстром в момент $t=\tau_+$ (за $\Delta t \ll t_{\text{ед}}$) переключении тока с прямого направления с величиной $j=j_+$ на обратное с величиной $j=j_-$ за время переключения Δt распределение инжектированных носителей в π_ξ-слое и регулярной области не успеет измениться. Однако точек перегиба потенциала x_{00} и x_{01} не будет, не будет и барьеров для носителей. Носители, достигшие p^+—n- и n—n^+-переходов, будут свободно уходить в них, и на краях диффузионных областей у p^+—p- и n—n^+-переходов возникнут, как хорошо известно [8], области с обратным градиентом концентрации носителей (рис. 2, *б*).

Из-за практического отсутствия неосновных носителей в p^+- и n^+-слоях граничные условия (4), соответствующие отсутствию токов электронов от p^+—n-перехода и дырок от n—n^+-перехода, сохраняются. Поэтому граничная концентрация электронов у p^+—n-перехода из-за их оттока от p-области будет падать. После уменьшения этой концентрации до величины, близкой к N_d, сохранение квазинейтральности становится невозможным и появляется область объемного заряда (ООЗ), расширяющаяся в квазинейтральный π_ξ-слой. В терминах погранслоев ООЗ соответствует π_η-слою. Однако при поиске характерного предела для ООЗ необходимо деформировать масштаб поля, так как характерное поле в ООЗ может сильно отличаться от единицы. В этом случае система (1)—(2) сводится не к (5), а к тривиальному уравнению Пуассона с учетом объемного заряда доноров и дырок. Корректно сшить решение для ООЗ и диффузионной области непосредственно нельзя, так как между ними находится крайне узкая $\pi_{\xi\eta}$-область толщиной порядка дебаевского радиуса $(\xi\eta)^{1/2}$, для которой у нас нет решения. Как уже указывалось, толщина этой области $\sim(\xi\eta)^{1/2}$, а падение напряжения на ней порядка теплового потенциала ξ. Поэтому и при рассасывании можно заменить $\pi_{\xi\eta}$-слой бесконечно тонкой стенкой, в которой сохраняется непрерывность тока, и ввести условие (4) на этой стенке. Концентрации электронов и дырок на стенке терпят разрыв. Однако еще из работ Шокли и Прима [1] известно, что решение уравнения Пуассона для токов в области пространственного заряда малочувствительно к граничному условию на низкополевой границе. Легко показать, что при выполнении условия $U_{\text{ООЗ}} > \varepsilon E_s^2/2qN_d$ или $a > \varepsilon E_s/qN_d$ (где $U_{\text{ООЗ}}$ — падение на ООЗ, a — ее толщина) поле в ООЗ превышает значение E_s, при котором происходит насыщение дрейфовой скорости. В этом случае для $U_{\text{ООЗ}}$ легко получить

$$U_{\text{ООЗ}} = \left(\frac{qN_d + j/v_s}{2\varepsilon}\right) a^2. \tag{9}$$

Условие справедливости (9) наступает для $N_d \approx 10^{14}$ см$^{-3}$ при $U_{\text{ООЗ}} \gg 5$ В и $a \gg 5 \cdot 10^{-3}$ см.

Для π_ξ-слоя похожая картина наблюдается и у n—n^+-перехода, однако здесь не возникают расширяющаяся область объемного заряда и $\pi_{\xi\eta}$-слой, так как при уменьшении концентрации дырок до нуля объемный заряд доноров компенсируется равновесными электронами. Восстанавливается только узкий π_η-слой (6), существовавший на ранней стадии инжекции.



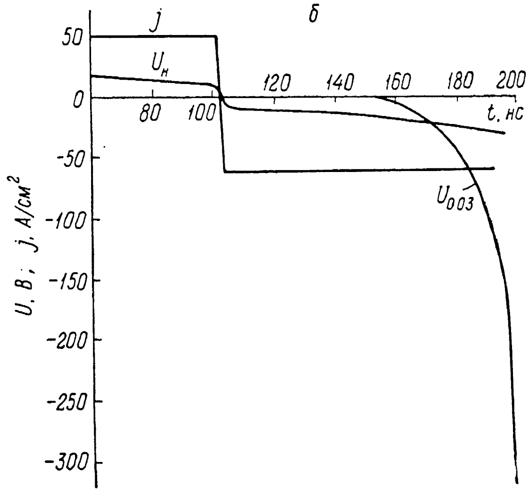


Рис. 2. Распределение концентрации (*а*), изменение тока и напряжения (*б*).

а) t, нс: *1* — 2, *2* — 69, *3* — 104, *4* — 119, *5* — 139, *6* — 159, *7* — 179, *8* — 190, *9* — 195, *10* — 199, *11* — 200; *б*) напряжение: $U_н$ — на квазинейтральной области, $U_{ООЗ}$ — на области объемного заряда; w=250 мкм, N_d=1.25·10⁴ см⁻³, τ_+=100 нс, $j_+=j_-$=50 А/см².

3. Численное моделирование

Как следует из сказанного выше, для получения полной картины процессов с точностью $\sim\xi$ достаточно получить решения для квазинейтральных областей, т. е. диффузионных π_ξ-слоев и регулярной области; $\pi_{\xi\eta}$-, π_η-слои могут быть заменены соответствующими разрывами с нулевой толщиной.

Укороченная система уравнений для всего промежутка $0 < x < w$, за вычетом π_η- и $\pi_{\xi\eta}$-погранслоев, т. е. областей объемного заряда, получается из (1)—(2) устремлением к нулю параметров η и $\xi\eta$. При этом в (1) остается демберовский член $\sim Q_x$. Как мы показали выше, этот член не играет роли ни в регулярной области (3), ни в диффузионной π_ξ (7), очевидно, его можно исключить и в укороченной системе ($\eta \to 0$, $\xi\eta \to 0$), объединяющей обе эти области. В результате мы получим уравнение, аналогичное по структуре (7), но записанное не в деформированном масштабе. Переходя в укороченной системе к новой переменной — концентрации дырок p, получим в результате известную [5] систему

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial j_p}{\partial t}, \quad j_p = Ap - B\frac{\partial p}{\partial x}, \tag{10}$$

где

$$A = \frac{j}{p(1+b)+b}, \quad B = \xi\left[\frac{p(b-1)}{p(b+1)+b} + 1\right].$$

Граничное условие (4) на γ_p задавалось на бегущей границе между ООЗ и π_ξ ($x=a$). Положение этой границы определялось условием достижения в π_ξ концентрации дырок $p_г = N_d/2$.

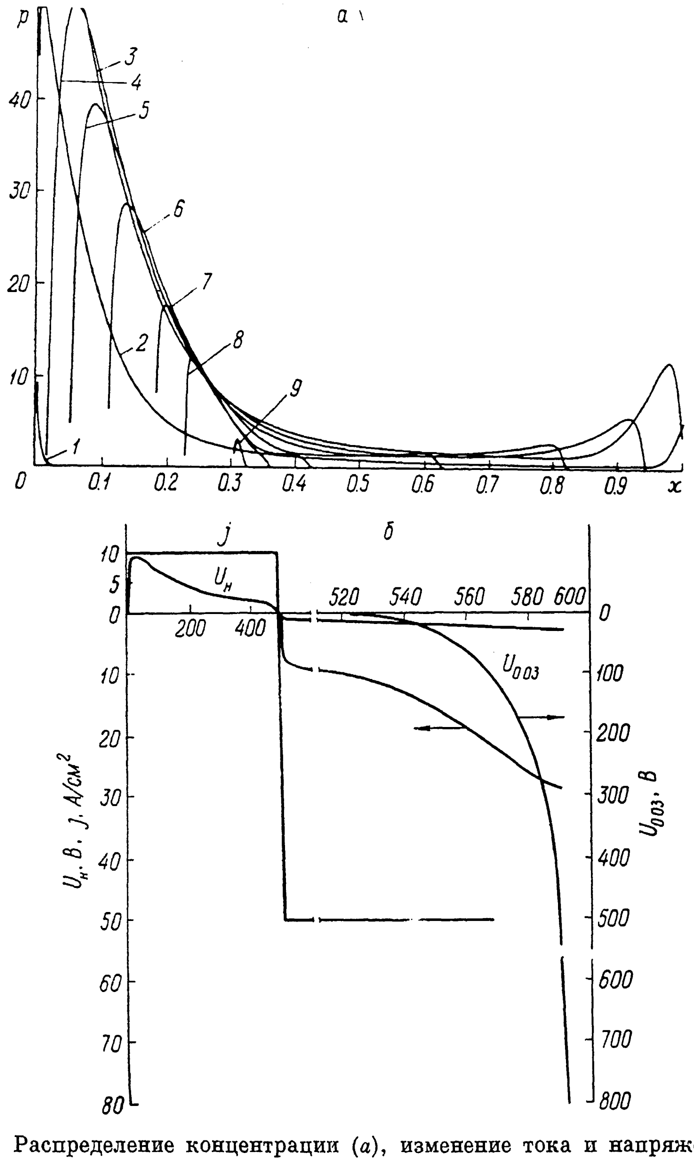


Рис. 3. Распределение концентрации (*а*), изменение тока и напряжения (*б*).

а) t, нс: 1 — 2, 2 — 220, 3 — 508, 4 — 528, 5 — 548, 6 — 568, 7 — 584, 8 — 589, 9 — 593; *б*) напряжение: $U_н$ — на квазинейтральной области, $U_{ООЗ}$ — на области объемного заряда; w_n=250 мкм, $N_d=1.25\times10^{14}$ см$^{-3}$, $\tau_+=500$ нс, $j_+=10$ А/см^2, $j_-=50$ А/см^2.

Система (10) приводилась к системе разностных уравнений и решалась методом прогонки с использованием итераций. Задача сводилась к одномерной путем перехода от одного временно́го слоя к другому. Использовалась неравномерная сетка по x со сгущением точек в областях больших градиентов, т. е.

к краям интервала $(0-w)$. Внешняя цепь моделировалась генератором напряжения $U_г$ с внутренним сопротивлением $R=1$ кОм, обеспечивающим режим, близкий к генератору тока. Переходный процесс включения тока от нуля до j_+ и от j_+ до j_- аппроксимировался по закону $j \sim \sin(\omega t - \pi/4)+1$ с временем установления тока $\tau_у=2$ нс, где $\tau_у=\pi/2\omega$. Напряжение на ООЗ рассчитывалось по (9), куда в качестве толщины ООЗ $(x=a)$ подставлялось значение для бегущей границы между π_ξ и ООЗ, полученное при численном расчете. Результаты расчета концентрации дырок в n-слое в кремниевой p^+-n-n^+-структуре с $w=2.5\cdot10^{-2}$ см, $N_d=1.25\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ представлены на рис. 2, *а* для $\tau_+=100$ нс, $j_+=j_-=50$ А/см^2 и на рис. 3, *а* для $\tau_+=500$ нс, $j_+=10$, $j_-=50$ А/см^2.

Как видно из рис. 2, *а*, распределение концентрации качественно полностью соответствует картине, описанной в [7]. При включении импульса тока пропускного направления сначала у p^+-n-перехода образуется диффузионная область, от которой распространяется дрейфовая волна инжекции. После того как волна дойдет до n^+-слоя, около n^+-n-перехода образуется вторая диффузионная область. В области больших концентраций у $p-n$-перехода в промежутке $0<x<L_d$, где $L_d=2\sqrt{\frac{D_p b}{1+b}\,t}$, полученное распределение хорошо описывается решением диффузионного уравнения (8). То же самое можно сказать и о диффузионной области у $n-n^+$-перехода, нужно только в выражение для L_d подставить величину времени, отсчитанную с момента прихода дырок к $n-n^+$-переходу. Между диффузионными слоями располагается область относительно малой концентрации — область биполярного дрейфа, бóльшая часть которой хорошо описывается решением (3), полученным в аналитическом виде [7]. Переходная область сшивки между «диффузионным» и «дрейфовым» решениями лежит при $L_d \leqslant x \leqslant 2L_d$, т. е. $27 < x < 40$ мкм для $\tau_+=100$ нс. Таким образом, даже при малых временах чисто дрейфовое решение [7] «не работает» в области у p^+-n-перехода, составляющей 16 % от всей толщины n-слоя.

При переключении тока на обратное направление в диффузионных слоях появляются у p^+-n- и n^+-n-переходов области обратного градиента концентрации. Спустя некоторое время (t_0) концентрация дырок на границе уменьшается до $p<N_d$ и у p^+-n-перехода появляется расширяющаяся область объемного заряда (волна ООЗ). Границы применения машинного счета сужаются.

При обращении концентрации дырок в нуль у n^+-n-перехода образуется равновесная область, истощенная от неравновесных носителей, которая начинает с течением времени расширяться, т. е. от $n-n^+$-перехода начинает распространяться волна истощения, качественно описанная ранее в [7], за ее фронтом n-область полностью освобождается от дырок, а концентрация электронов $n=N_d$. Крутизна фронта этой волны определяется диффузией и составляет $dp/dx=j/qD_p$. Отсюда для ширины фронта δ получается

$$\delta \doteq p_m q D_p / j, \tag{11}$$

где p_m — максимальное значение концентрации дырок на фронте. Ширина фронта (рис. 2, *а* и 3, *а*) хорошо совпадает с оценкой по формуле (11).

Как видно из рис. 2, *а* и 3, *а*, обе области — ООЗ у p^+-n-переходов и область истощения (ОИ) у n^+-n-переходов с резко выраженными границами — движутся навстречу друг другу. Скорость движения границы (фронта) волны ООЗ много меньше скорости фронта волны истощения. В момент встречи фронтов ООЗ и волны истощения (схлопывания волн) происходит полное истощение всего n-слоя от неравновесных носителей. Схлопывание волн происходит в области сшивки диффузионного и дрейфового решений, чему можно дать простое объяснение. При инжекции доля дырок, накопившихся в диффузионной области у p^+-n-перехода, составляет $b/(1+b)$ от полного числа дырок в n-слое. Доля дырок, перенесенных через границу между диффузионной областью и областью дрейфа, составляет $1/(1+b)$. В процессе рассасывания доли дырок, вынесенных из диффузионной области в p^+-слой и прошедших через границу между диффузионной и дрейфовой областями в диффузионную область, находятся в том же соотношении. Поэтому момент истощения дрейфовой области от дырок обязан совпадать с моментом исчезновения остатка диффузионной области. Для длительности момента схлопывания волн на основании (11) можно дать следующую оценку: $\tau_\delta = \delta v$, где v — скорость фронта,

$$\tau_\delta \approx \left(\frac{qp_m}{j}\right)^2 D_p \simeq \tau_+ \frac{j_+ q N_d D_p}{j_-^2 w}. \tag{12}$$

В (12) для p_m подставлено соответствующее выражение из [7]. Из (12) следует $\tau_\delta = 2 \cdot 10^{-11}$ с, т. е. величина, меньшая шага вывода массива p, использовавшегося для построения рис. 2, *а* и 3, *а*.

Из рис. 2, *а* следует неожиданный, на первый взгляд, факт — отсутствие диффузионного размывания спада концентрации в обогащенной области, т. е. «замораживание» распределения дырок на этапе рассасывания. Объяснение этого факта состоит в следующем. На этапе инжекции скорость движения дырок $v_p = j_p/p$ в диффузионной области у p^+—n-перехода определяется как диффузией (j_d), так и дрейфом (j_E), причем эти составляющие направлены в одну сторону и в случае высокого уровня инжекции равны ($j_d = j_E$), т. е. $j_p = j_d + j_E = 2j_d$. При быстрой смене направления тока и сохранении его абсолютной величины градиент концентрации и диффузионная составляющая j_d сохраняют старое значение $j_d = j_p/2$. Полевая же составляющая изменяет направление на противоположное, так что полный ток дырок $j_p = j_d - j_E$ и v_p уменьшаются, т. е. распределение дырок замораживается.

Хотя рост напряжения в квазинейтральной области в основном определяется расширением области истощения, падение напряжения в области объемного заряда дает заметный вклад в полное падение напряжения на диоде, начиная с середины процесса рассасывания, и является определяющим в последние 20 нс перед полным истощением всего объема от неравновесных носителей. Иными словами, перед этапом сверхбыстрого восстановления (выноса равновесных носителей) [4], занимающего 1—2 нс, существует этап значительного роста напряжения 20 нс, сглаживающего резкость перехода к сверхбыстрому участку и ухудшающего коммутационные характеристики диода.

При $\tau_+ = 100$ к 199.5 нс $U_{ООЗ} = 343$ В, а с учетом падения на ОИ ($U_{ОИ} = 34$ В) «пьедестал» (напряжение на приборе перед участком сверхбыстрого восстановления) достигает 377 В (рис. 2, *б*).

Еще больший рост $U_{ООЗ}$ наблюдается при увеличении длительности импульса накачки. При $\tau^+ = 500$ нс, как видно из рис. 3, *б*, к 593 нс $U_{ООЗ} = 870$ В, а с учетом падения на ОИ ($U_{ОИ} = 30$ В) пьедестал достигает 900 В — половины рабочего напряжения диода. Такой резкий пьедестал при увеличении длительности накачки импульса хорошо виден на экспериментальных кривых нарастания напряжения, приведенных на рис. 4.1 из работы [7].

Представляет интерес сравнение основных параметров процессов, взятых из численного расчета и полученных из упрощенного анализа. Например, из простейшего линейного приближения решения (8)

$$p = \frac{j_+ L_d}{2qD}\left(1 - \frac{x}{L_d}\right), \quad D = \frac{2D_p b}{1+b} \tag{13}$$

легко найти момент образования ООЗ, т. е. обращения p ($x=0$) в нуль (t_0),

$$t_0 = \frac{\tau_+ b j_+^2}{j_- (j_+ + j_-)(1+b)}. \tag{14}$$

Положение точки (x_m) с максимальным значением концентрации (p_m), разделяющей области прямого и обратного градиентов,

$$x_m = 2\sqrt{\frac{D_p t j_-}{(j_+ + j_-)}}. \tag{15}$$

Положение границы ООЗ (a)

$$a = L_d\left(1 - \sqrt{1 - \frac{2(t - t_0)}{\tau_+}\left(1 + \frac{j_-}{j_+}\right)}\right). \tag{16}$$

Значение минимальной концентрации ($p_{\min}$) было рассчитано в [7]:

$$p_{\min} = \frac{N_d}{1+b} \sqrt{\frac{j_+ b t}{q w N_d} + 1}. \tag{17}$$

Падение напряжения на ООЗ ($U_{\text{ООЗ}}$)

$$U_{\text{ООЗ}} \simeq \frac{q N_d}{2\varepsilon} a^2. \tag{18}$$

Сравнение результатов, полученных из выражений (13)—(18) и на ЭВМ (рис. 2 и 3), показывает их хорошее совпадение (с точностью < 20 %) во всех случаях, когда положение соответствующей координаты не попадает в промежуток между диффузионной и дрейфовой областями, в область сшивки решений (8) и (3). Как указывалось, эта область сшивки, где (13)—(18) несправедливы, лежит в пределах границ $L_d \leqslant x \leqslant 2L_d$. После истощения объема от неравновесных носителей протекание тока сопровождается выносом основных носителей (электронов) из нейтральной области и резким (на несколько порядков) увеличением скорости роста напряжения на ней [4]. Однако рассмотрение этого этапа выходит за рамки данной работы.

Список литературы

[1] Васильева А. Б., Кардо-Сысоев А. Ф., Стельмах В. Г. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 7. С. 1321—1324.
[2] Найфе А. Введение в методы возмущений. М., 1984. 535 с.
[3] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.
[4] Benda H., Spenke E. // Proc. IEEE. 1967. V. 55. N 8. P. 1331—1354.
[5] Носов Ю. Р. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме. М., 1968. 256 с.
[6] Ефанов В. М., Смирнова И. А., Кардо-Сысоев А. Ф. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 620—625.
[7] Грехов И. В., Ефанов В. М., Кардо-Сысоев А. Ф., Шендерей С. В. // Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 7. С. 435—439.
[8] Shockly W., Prim R. // Phys. Rev. 1953. V. 90. P. 753—757.

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

Получена 21.12.1989
Принята к печати 6.07.1990