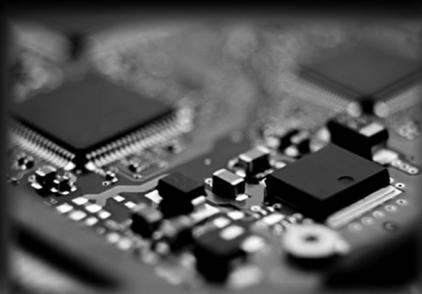




# ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ



**П**ОСОБИЕ

---

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

---

*Рекомендовано Учебно-методическим объединением  
высших учебных заведений Республики Беларусь  
по естественнонаучному образованию в качестве  
пособия для студентов высших учебных заведений,  
обучающихся по специальности  
1-31 04 01 «Физика (по направлениям)»*

МИНСК  
БГУ  
2009

УДК 537.311.322:538.9:548.441.16

ББК 22.379

И85

Авторы:

**Н. А. Поклонский, Н. И. Горбачук,  
А. И. Сягло, С. В. Шпаковский**

Рецензенты:

кандидат физико-математических наук *Н. Ф. Голубев*;  
доктор физико-математических наук *Н. Т. Квасов*

**Исследование** переходных процессов в полупроводниковых  
И85 структурах : пособие / Н. А. Поклонский [и др.]. – Мн. : БГУ, 2009. –  
103 с.

ISBN 978-985-518-248-2.

Рассмотрены основные закономерности переходных процессов в  $p-n$ -структурах на кремнии с учетом влияния генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда на точечных радиационных дефектах, а также приведены контрольные вопросы и задания к лабораторным работам.

Предназначено для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности 1-31 04 01 «Физика (по направлениям)».

УДК 537.311.322:538.9:548.441.16  
ББК 22.379

© Поклонский Н. А., Горбачук Н. И.,  
Сягло А. И., Шпаковский С. В., 2009

© БГУ, 2009

ISBN 978-985-518-248-2

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Инерционность биполярных полупроводниковых приборов определяется накоплением и рассасыванием неравновесных носителей заряда. Рекомбинационные процессы при этом часто играют ключевую роль, а основным параметром, определяющим протекание рекомбинации носителей заряда, является их время жизни  $\tau$  (в случае электронов –  $\tau_n$ , в случае дырок –  $\tau_p$ ). От величины времени жизни существенным образом зависит быстродействие биполярных приборов. Как следствие этого, определение  $\tau$  [1, 2] и моделирование отклика сигнала в схемах с полупроводниковыми диодами в зависимости от  $\tau_{p(n)}$  представляют собой актуальные задачи физики полупроводников и полупроводниковых приборов.

Для уменьшения времени жизни неравновесных носителей заряда при производстве импульсных и быстродействующих диодов и транзисторов на кремнии используют легирование примесями, вносящими в запрещенную зону глубокие уровни (например, золото, платина). Широкое распространение получили радиационные технологии: облучение электронами,  $\gamma$ -квантами, протонами,  $\alpha$ -частицами. Таким образом, для будущих специалистов необходимы знания и из области радиационной физики полупроводников, и из области физики неравновесных процессов.

Уровень профессиональной подготовки определяется способностью применять на практике совокупность знаний, полученных за время учебных занятий. Для закрепления теоретических понятий и выработки практических навыков служат лабораторные работы обучающего и исследовательского характера. В свете современных задач высшей школы требуется совершенствование методов проведения образовательного процесса, сближение его с научно-исследовательским, повышение роли самостоятельной работы студентов. Для эффективной самостоятельной работы студентов необходимы учебные пособия, сочетающие достаточно обширный теоретический материал с конкретными заданиями экспериментального характера и описаниями методик проведения эксперимента.

Представленное пособие построено именно подобным образом. Оно содержит необходимую информацию для практического освоения методик изучения переходных процессов в полупроводниковых структурах и определения времени жизни неравновесных носителей заряда в базе кремниевых диодов с асимметричным  $p^+n$ -переходом.

## СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $C_{pn}$  – барьерная емкость  
 $D_n$  и  $D_p$  – коэффициенты диффузии электронов и дырок  
 $U_B$  – контактная разность потенциалов  
 $E_c$  и  $E_v$  – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны  
 $E_{c,top}$  и  $E_{v,bot}$  – потолок  $c$ -зоны и дно  $v$ -зоны  
 $E_l$  – энергетический уровень ловушки (центра рекомбинации)  
 $E_F$  – уровень Ферми  
 $E_{F(n)}$   $E_{F(p)}$  – квазиуровни Ферми для электронов и дырок  
 $e$  – модуль заряда электрона  
 $\mathcal{E}$  – вектор напряженности электрического поля  
 $f_l$  – функция распределения, характеризующая заполнение ловушек электронами
- $I$  – сила тока  
 $I_s$  – ток насыщения ( $I_s = eSp_n \sqrt{D_p / \tau_p}$ )  
 $j$  – плотность тока  
 $j_{ndr}, j_{ndif}$  – плотности дрейфового и диффузионного токов электронов  
 $j_{pdr}, j_{pdif}$  – плотности дрейфового и диффузионного токов дырок  
 $K_\tau$  – коэффициент повреждения (радиационного уменьшения  $\tau$ )  
 $k_B$  – постоянная Больцмана  
 $L_p$  – диффузионная длина дырок ( $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ )  
 $m_e$  – масса плотности состояний электрона в одной долине  
 $m_{dse}$  и  $m_{dsh}$  – массы плотности состояний электронов и дырок  
 $m_{hh}$  и  $m_{lh}$  – эффективные массы плотности состояний тяжелых и легких дырок  
 $n_0$  – концентрации электронов в равновесных условиях  
 $p_0$  – концентрации дырок в равновесных условиях  
 $n$  – концентрации электронов в неравновесных условиях  
 $p$  – концентрации дырок в неравновесных условиях  
 $n_i$  – концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике  
 $n_n$  – равновесная концентрация электронов ( $n_0$ ) в области с электронным типом проводимости ( $n$ -области)  
 $n_p$  – равновесная концентрация электронов ( $n_0$ ) в области с дырочным типом проводимости ( $p$ -области)

$p_n$  – равновесная концентрация дырок ( $p_0$ ) в  $n$ -области  
 $p_p$  – равновесная концентрация дырок ( $p_0$ ) в  $p$ -области  
 $n_1$  – концентрация электронов в состоянии термодинамического равновесия ( $n_1 = N_c \exp(-[E_c - E_f]/k_B T)$ ) в полупроводнике, в котором энергетический уровень ловушек совпадает с уровнем Ферми, т. е.  $E_l = E_F$   
 $p_1$  – концентрация дырок в состоянии термодинамического равновесия ( $p_1 = N_v \exp(-[E_l - E_v]/k_B T)$ ) в полупроводнике, в котором уровень Ферми совпадает с уровнем ловушек:  $E_l = E_F$   
 $\delta n$  – избыточная концентрация электронов ( $\delta n = n - n_0$ )  
 $\delta p$  – избыточная концентрация дырок ( $\delta p = p - p_0$ )  
 $(\delta n)_0$  – избыточная концентрация неравновесных носителей заряда в момент времени  $t = 0$   
 $R_l$  – сопротивление нагрузочного резистора  
 $R_b$  – сопротивление базы диода  
 $T$  – температура  
 $S_n$  и  $S_p$  – сечения захвата электронов и дырок  
 $S$  – сечение  $p^+ - n$ -перехода  
 $T$  – температура  
 $T_s$  – период сигнала ( $T_s = 2\pi/\omega$ )  
 $U_{pn}$  – напряжения на  $p - n$ -переходе  
 $U_{in}(t)$  – входное напряжение  
 $w_b$  – толщина базы диода  
 $\gamma_n$  и  $\beta_n$  – коэффициенты захвата электронов из зоны проводимости пропорциональности и их обратной генерации  
 $\gamma_p$  и  $\beta_p$  – коэффициенты захвата и генерации дырок  
 $\gamma_r$  – коэффициент рекомбинации  
 $\epsilon_0$  – электрическая постоянная  
 $\rho$  – плотность заряда  
 $\tau$  – время жизни неравновесных носителей заряда  
 $\tau_m$  – мгновенное время жизни неравновесных носителей заряда  
 $\tau_n$  – время жизни электронов  
 $\tau_p$  – время жизни дырок  
 $\tau_{p0}$  и  $\tau_{n0}$  – времена жизни дырок (электронов) по отношению к их захвату на центры рекомбинации, полностью заполненные электронами (дырками)  
 $\varphi(x)$  – электростатический потенциал  
 $\Phi$  – флюенс излучения  
 $\omega$  – угловая частота  
 $\nabla$  – оператор набла  
 $\Delta$  – оператор Лапласа

# 1. РЕКОМБИНАЦИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА. ТИПЫ И МЕХАНИЗМЫ РЕКОМБИНАЦИИ

Процесс образования свободных носителей заряда будем называть генерацией. Рекомбинация носителей заряда – процесс, обратный их генерации. Число электронно-дырочных пар, генерируемых в единицу времени в единичном объеме полупроводника, – это скорость (темп) генерации, которая обозначается  $G$ . Число электронно-дырочных пар, рекомбинирующих в единичном объеме за единицу времени, – скорость (темп) рекомбинации, обозначается  $R$ . В зависимости от механизма перехода электронов из  $c$ -зоны в  $v$ -зону можно выделить межзонную рекомбинацию и рекомбинацию с участием дефектов кристаллической решетки (локализованных состояний, энергетические уровни которых расположены в середине запрещенной зоны).

Процесс межзонной рекомбинации схематически показан на рис. 1.1, *а*. Электрон из состояния в зоне проводимости переходит непосредственно на свободное состояние в валентной зоне, что равносильно уничтожению свободного электрона и свободной дырки.

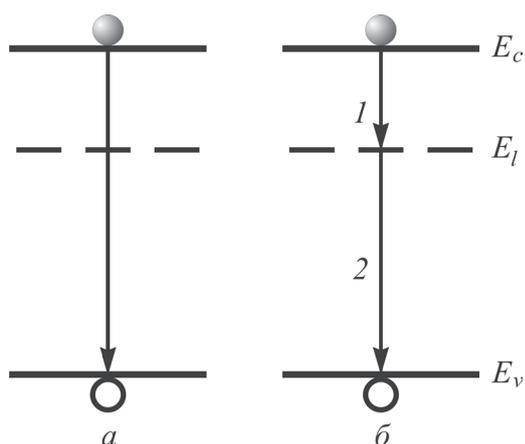


Рис. 1.1. Переходы электронов при межзонной рекомбинации (*а*) и рекомбинации с участием дефектов кристаллической решетки (*б*)

Переходы электронов при рекомбинации с участием дефектов показаны на рис. 1.1, *б*. Дефекты кристаллической решетки, способные захватить электрон из зоны проводимости и дырку из валентной зоны, осуществляя тем самым их рекомбинацию, называют рекомбинационными ловушками (или центрами рекомбинации). Процесс рекомбинации через локализованные состояния протекает в несколько этапов. Например, положительно заряженная рекомбинационная ловушка захватывает (1) электрон из зоны проводимости,

который спустя некоторое время переходит (2) в валентную зону, что равносильно захвату дырки из валентной зоны.

Межзонная рекомбинация играет основную роль в полупроводниках с малой (порядка 0,2–0,3 эВ) шириной запрещенной зоны. Если ширина запрещенной зоны  $> 0,5$  эВ, то чаще всего рекомбинация происходит с участием локализованных состояний (если они, конечно, есть в достаточной концентрации).

В ходе рекомбинационных процессов должны выполняться законы сохранения энергии и квазиимпульса. Так же, как и энергия, квазиимпульс может передаваться третьей частице (электрону, дырке, фонону). В противном случае, квазиимпульсы рекомбинирующих носителей заряда должны практически совпадать, так как импульс фотона бесконечно мал по сравнению с квазиимпульсами электрона либо дырки.

Одной из важных задач оптики полупроводников является определение механизма передачи энергии и квазиимпульса рекомбинирующей электронно-дырочной пары. В зависимости от того, выделяется ли энергия, освобождающаяся при рекомбинации в виде фотона, или нет, говорят об излучательной либо безызлучательной рекомбинации. Рекомбинация называется излучательной, если энергия освобождается в виде фотона с энергией  $h\nu \approx E_g$ . Рекомбинация безызлучательная – в случае отсутствия излучения, сопровождающего ее.

При безызлучательной рекомбинации энергия передается третьей частице: свободному электрону (или дырке), фонону, экситону либо всему электронному газу. Если энергия рекомбинирующих электрона и дырки передается фонону, то такая рекомбинация называется безызлучательной фононной. Если энергия передается одному свободному носителю заряда (электрону либо дырке), то рекомбинация – ударная (Оже-рекомбинация). Если в качестве промежуточной частицы образуется экситон, то рекомбинация – экситонная. Если энергия рекомбинирующей электронно-дырочной пары передается всему электронному газу, то такая рекомбинация называется плазменной. Переходы электронов при излучательной (1) и безызлучательной (2, а–г) рекомбинациях схематически показаны на рис. 1.2. Фононная рекомбинация – (2, а); ударная – (2, б); экситонная – (2, в); плазменная – (2, г).

Следует отметить, что рекомбинация через локализованные состояния также бывает излучательной и безызлучательной.

Для каждого из механизмов рекомбинации можно определить соответствующее ему время жизни неравновесных носителей заряда. Рекомбинация представляет собой независимый процесс, а механизмы рекомбинации характеризуются определенной вероятностью. Поэтому можно утверждать,

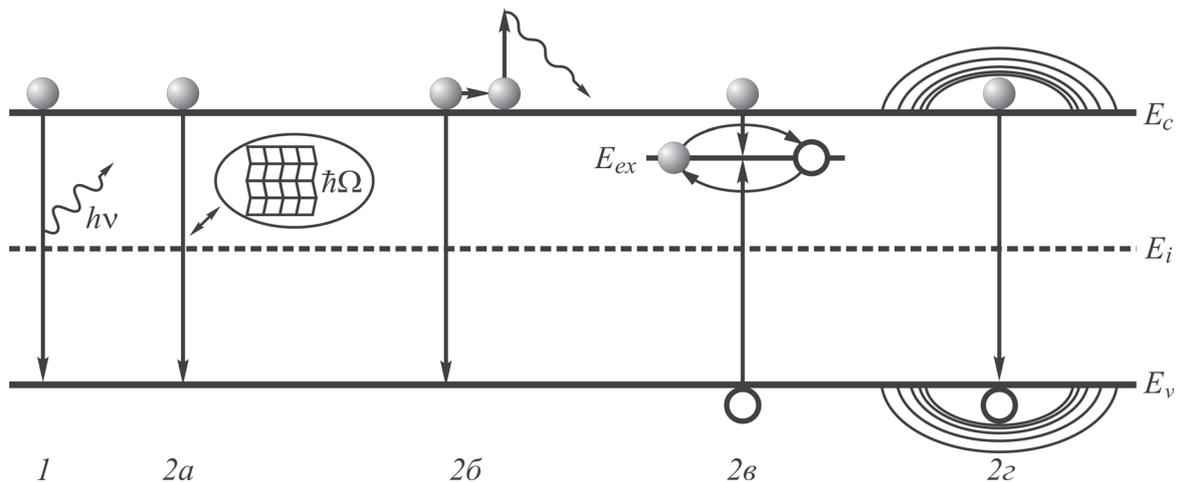


Рис. 1.2. Рекомбинационные переходы электронов:  
 $h\nu$  – энергия фотона,  $\hbar\Omega$  – энергия фонона;  
 1 – излучательные; 2 (a–г) – безызлучательные

что если рекомбинация по какому-либо механизму не влияет на все остальные, то процессы рекомбинации представляют собой череду независимых событий. Вероятность осуществления какого-либо из независимых событий равна сумме вероятностей. Так как время жизни носителей заряда представляет собой величину, обратную вероятности их рекомбинации, то при наличии нескольких механизмов результирующая вероятность рекомбинации должна определяться суммой парциальных вкладов от каждого механизма. Соответственно результирующее время жизни определяется как

$$\frac{1}{\tau_n} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}, \quad (1.1)$$

где  $\tau_i$  – время жизни неравновесных носителей заряда при  $i$ -м механизме рекомбинации. Из формулы (1.1) следует, что время жизни определяется наиболее вероятным процессом рекомбинации (наименьшим из времен  $\tau_i$ ).

## 2. СТАТИСТИКА РЕКОМБИНАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

### 2.1. НИЗКИЙ УРОВЕНЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ – ЛИНЕЙНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ

В условиях термодинамического равновесия процессы рекомбинации и генерации, согласно принципу детального равновесия, «компенсируют» друг друга. Если число генерированных электронно-дырочных пар в еди-

ницу времени в единичном объеме для равновесных условий обозначить через  $G_0$ , а число рекомбинирующих пар – через  $R_0$ , то будет справедливо равенство

$$G_0 = R_0. \quad (2.1)$$

Помимо тепловой генерации возможны и другие механизмы создания свободных носителей заряда. Например, свободные носители заряда могут образовываться при облучении полупроводника светом, ионизирующим излучением, высокоэнергетичными ионами, при инжекции в  $p$ – $n$ -переходах. Во всех этих случаях возникает некоторая концентрация свободных электронов и дырок, отличная от равновесной.

Вероятность нахождения электрона в каком-либо заранее определенном объеме полупроводника пропорциональна концентрации электронов. Это же справедливо и для дырок. Для того чтобы произошла рекомбинация, в одной и той же точке кристалла должны одновременно находиться электрон и дырка. Появление электрона и дырки представляет собой независимые события. Вероятность осуществления двух независимых событий пропорциональна произведению вероятностей этих событий. Поэтому число носителей заряда, рекомбинирующих в единичном объеме за единицу времени, т. е. скорость рекомбинации, в условиях термодинамического равновесия пропорционально произведению равновесных концентраций электронов  $n_0$  и дырок  $p_0$

$$R_0 = \gamma_r n_0 p_0 = \gamma_r n_i^2, \quad (2.2)$$

где  $n_i$  – концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике;  $\gamma_r$  – коэффициент пропорциональности (коэффициент рекомбинации), зависящий от свойств полупроводника, но не зависящий от  $n$  и  $p$ .

Свободные носители заряда, не находящиеся в состоянии термодинамического равновесия как по концентрации, так и по энергетическому распределению являются неравновесными носителями заряда, а их концентрация называется неравновесной. Мы будем обозначать неравновесные концентрации электронов  $n$  и дырок  $p$ . Разницу в концентрациях носителей заряда для равновесного и неравновесного состояний принято называть избыточной концентрацией носителей заряда и обозначать  $\delta n$

$$\delta n = n - n_0. \quad (2.3)$$

Для того чтобы охарактеризовать величину концентрации неравновесных носителей заряда, ее сравнивают с концентрацией равновесных основных носителей заряда. При таком подходе появляется возможность говорить

о двух предельных случаях возбуждения подсистемы свободных носителей заряда в полупроводнике: низком и высоком. Например, для полупроводника  $n$ -типа уровень возбуждения считают низким, если избыточная концентрация неравновесных носителей заряда (для определенности – дырок) будет много меньше концентрации равновесных электронов (основных носителей)  $\delta p = p - p_0 \ll n_0$ . Причем уровень возбуждения будет низким даже в том случае, когда  $\delta p \gg p_0$ . В полупроводнике  $n$ -типа соблюдается неравенство  $n_0 \gg p_0$ , поэтому условие низкого уровня возбуждения можно записать в виде

$$\delta p = p - p_0 \ll n_0 + p_0. \quad (2.4)$$

Для полупроводника  $p$ -типа уровень возбуждения будет высоким, если выполняется условие

$$\delta n = n - n_0 \gg n_0 + p_0, \quad (2.5)$$

т. е. когда концентрация избыточных электронов существенно превышает концентрацию равновесных основных носителей заряда – дырок.

В случае биполярного возбуждения  $\delta p = \delta n$ ; в остальных выражениях (2.4) и (2.5) сохраняют свою силу.

Рассмотрим случай низкого уровня возбуждения полупроводника. Будем считать, что происходит биполярная генерация неравновесных носителей заряда, т. е. одновременно возникают электрон и дырка:  $\delta n = \delta p$ . При низком уровне возбуждения можно считать, что неравновесные носители заряда распределены по энергиям точно так же, как и равновесные. Правомерность такого допущения базируется на том факте, что время «термализации» неравновесных электронов, как правило, намного меньше их времени жизни. Иными словами, появившиеся в процессе генерации электронно-дырочные пары могут иметь кинетическую энергию, значительно превышающую среднюю тепловую энергию равновесных носителей заряда, однако в результате рассеяния на дефектах кристаллической решетки носители заряда довольно быстро передают ей свою избыточную энергию. Например, если «неравновесный» электрон имеет избыточную энергию порядка электрон-вольта, то, рассеиваясь на акустических фонах и теряя за один акт рассеяния порядка  $2 \cdot 10^{-3}$  эВ (энергия «типичного» фотона при комнатной температуре), он через  $5 \cdot 10^{-11}$  с приобретет «температуру кристаллической решетки». Поэтому можно считать, что распределение по энергиям равновесных и неравновесных носителей заряда одно и то же. Само собой разумеется, что эквивалентность распределения по энергиям равновесных и неравновесных носителей заряда не означает исчезновения последних. Они присутствуют в полупроводнике и через промежуток времени, значительно

превышающий  $5 \cdot 10^{-11}$  с, будучи при этом с энергетической точки зрения неотличимы от равновесных.

Итак, из-за «термализации» неравновесных носителей заряда они должны участвовать в процессе рекомбинации точно таким же образом, как и равновесные. Тогда скорость рекомбинации в неравновесных условиях можно записать, используя тот же, что и в выражении (2.2), коэффициент рекомбинации

$$R = \gamma_r np, \quad (2.6)$$

где  $n = n_0 + \delta n$ ;  $p = p_0 + \delta p$ . Таким образом, в выражении (2.6) учитывается рекомбинация как равновесных носителей заряда  $n_0$ , так и неравновесных с избыточной концентрацией  $\delta n$ .

Будем считать, что токи в полупроводнике отсутствуют. Тогда в случае прекращения внешнего воздействия на полупроводник (генерации неравновесных носителей заряда) их изменение будет определяться только процессами рекомбинации и тепловой генерации  $G_0$  носителей заряда

$$\left( \frac{\partial n}{\partial t} \right)_r = \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)_r = G_0 - \gamma_r np. \quad (2.7)$$

Перепишем выражение (2.7) таким образом, чтобы в явном виде учесть избыточную концентрацию неравновесных носителей заряда

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} &= G_0 - \gamma_r [(n_0 + \delta n)(p_0 + \delta p)] = \\ &= \gamma_r n_0 p_0 - \gamma_r (n_0 p_0 + n_0 \delta p + p_0 \delta n + \delta n \delta p). \end{aligned} \quad (2.8)$$

Так как уровень возбуждения низкий (т. е.  $\delta n \ll n_0 + p_0$  и  $\delta p \ll n_0 + p_0$ ), то в выражении (2.8) можно пренебречь слагаемым  $\delta n \delta p$ . Кроме того, считая  $\delta n = \delta p$ , запишем

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = -\gamma_r (n_0 + p_0) \delta n = -\frac{\delta n}{\tau_n}, \quad (2.9)$$

где коэффициент  $\tau_n = [\gamma_r (n_0 + p_0)]^{-1}$  имеет смысл времени жизни неравновесных носителей заряда.

Входящее в выражение (2.9) время жизни остается постоянным до тех пор, пока не завершится рекомбинация всего ансамбля избыточных зарядов. Иными словами, изменение с течением времени концентрации неравновесных носителей заряда линейно зависит от избыточной концентрации  $[\partial n / \partial t \propto -\delta n]$ .

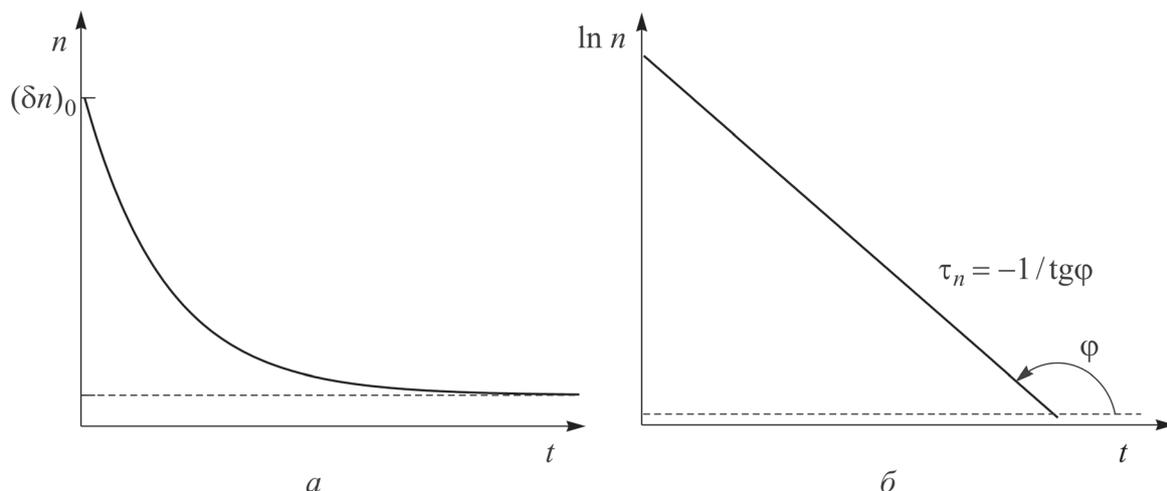


Рис. 2.1. Зависимость концентрации (а) и логарифма концентрации (б) избыточных неравновесных носителей заряда от времени при линейной рекомбинации

Соответственно концентрация избыточных носителей заряда с течением времени убывает по экспоненте. Считая, что  $\delta n \approx \delta(\delta n)$ , имеем

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = -\frac{\delta n}{\tau_n}. \quad (2.10)$$

Тогда  $\frac{\partial(\delta n)}{\delta n} = -\frac{1}{\tau_n} \partial t$  и

$$\ln \delta n = -\frac{t}{\tau_n} + C, \quad (2.11)$$

$$\ln \delta n = -\frac{t}{\tau_n} + \ln(\delta n)_0, \quad (2.12)$$

$$\delta n = (\delta n)_0 \exp(-t/\tau_n), \quad (2.13)$$

где  $(\delta n)_0$  – избыточная концентрация неравновесных носителей заряда в момент времени  $t = 0$  (т. е. в момент снятия внешнего воздействия на полупроводник).

Зависимость концентрации избыточных неравновесных носителей заряда от времени при линейной рекомбинации приведена на рис. 2.1, а. Отметим, что если возбуждение биполярно  $\delta n = \delta p$  и рекомбинация состоит в «непосредственном» соединении электрона и дырки, а скорости убывания концентрации электронов и дырок равны, что характерно для собственного полупроводника, то  $\tau_n$  представляет собой время жизни электронно-дырочных пар. Логарифмирование выражения (2.13) дает линейную зави-

симось, тангенс угла наклона которой соответствует величине, обратной времени жизни неравновесных носителей заряда (см. рис. 2.1, б).

Значения времени жизни в объеме полупроводника зависят от типа полупроводника, его дефектно-примесного состава, температуры и могут изменяться в широких пределах: от  $10^{-2}$  до  $10^{-8}$  с.

## 2.2. ВЫСОКИЙ УРОВЕНЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ – КВАДРАТИЧНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ

Теперь рассмотрим высокий уровень возбуждения, когда избыточная концентрация неравновесных носителей заряда  $\delta n$  превышает концентрацию равновесных носителей заряда, т. е.  $\delta n \gg n_0 + p_0$ . Изменение концентрации электронов (дырок) будет также описываться выражением (2.8), только в данном случае можно пренебречь всеми слагаемыми, кроме  $\delta n \delta p$ . Тогда имеем:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = -\gamma_r (\delta n)^2, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial(\delta n)}{(\delta n)^2} = -\gamma_r \partial t. \quad (2.15)$$

Проинтегрируем (2.15) и получим

$$\frac{1}{\delta n} = \gamma_r t + C. \quad (2.16)$$

Для определения постоянной интегрирования воспользуемся тем, что

$$(\delta n)_0 = 1/C. \quad (2.17)$$

Тогда имеем:

$$\frac{1}{\delta n} = \gamma_r t + \frac{1}{(\delta n)_0}, \quad (2.18)$$

$$\frac{1}{\delta n} = \frac{\gamma_r t (\delta n)_0 + 1}{(\delta n)_0}, \quad (2.19)$$

$$\delta n = \frac{(\delta n)_0}{1 + \gamma_r (\delta n)_0 t}. \quad (2.20)$$

Гиперболический закон (2.20) с течением времени переходит в экспоненциальный (рис. 2.2). Это связано с тем, что по мере рекомбинации про-

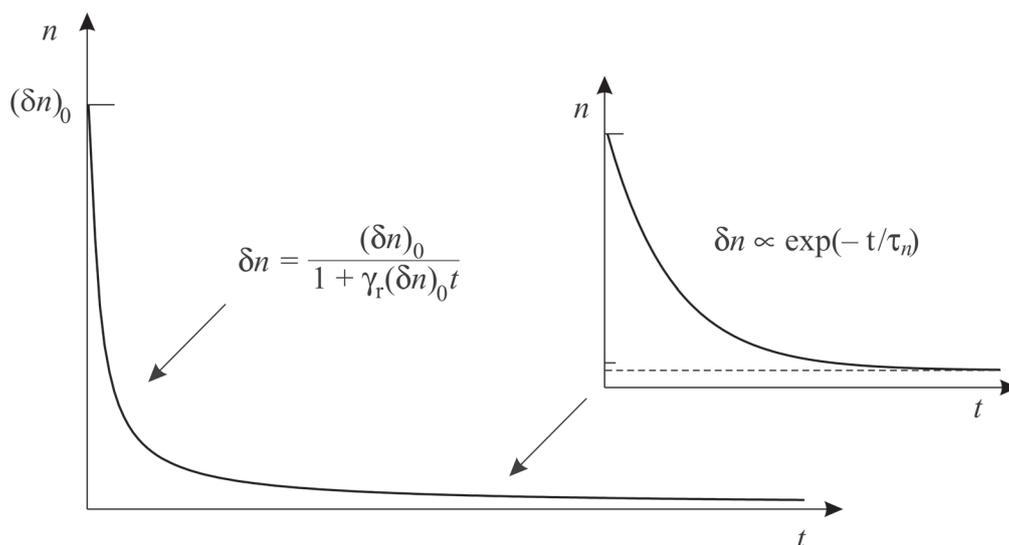


Рис. 2.2. Зависимость концентрации избыточных неравновесных носителей заряда от времени при квадратичной рекомбинации

исходит уменьшение концентрации избыточных неравновесных носителей заряда и условие высокого уровня возбуждения рано или поздно перестает выполняться. Соответственно, начиная с некоторого времени, справедливо условие низкого уровня возбуждения и рекомбинация будет происходить по экспоненциальному закону (2.13). Таким образом, при высоком уровне возбуждения мы имеем дело со временем жизни неравновесных носителей заряда, которое изменяется по мере развития процесса рекомбинации. Исходя из выражения (2.14), можно определить мгновенное время жизни

$$\frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = -\frac{\delta n}{\tau_m}, \quad (2.21)$$

которое будет зависеть от избыточной концентрации неравновесных носителей заряда:

$$\tau_m = \frac{1}{\gamma_r \delta n}. \quad (2.22)$$

Кроме того, так как  $n = n_0 + \delta n$  и  $\partial n = \partial(\delta n)$ , то  $\frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = -\frac{\delta n}{\tau_n}$  и имеем

$$\tau_n = -\frac{\delta n}{\partial(\delta n)/\partial t}. \quad (2.23)$$

Таким образом, время жизни неравновесных носителей заряда, по определению, есть коэффициент пропорциональности между скоростью

изменения концентрации носителей заряда в неравновесных условиях и концентрацией неравновесных носителей заряда, причем  $1/\tau_n$  – это вероятность исчезновения одного избыточного электрона из зоны проводимости.

### 3. УРАВНЕНИЕ НЕПРЕРЫВНОСТИ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ И РЕКОМБИНАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Функционирование полупроводниковых приборов обеспечивается изменяющимися во времени распределениями электрических полей и токов. За счет каких процессов изменяется концентрация носителей заряда и как происходят эти изменения? На эти вопросы получают ответ с помощью системы дифференциальных уравнений, неотъемлемой составляющей которой является уравнение непрерывности.

Рассмотрим внутри проводника некоторую замкнутую поверхность. Проекция плотности тока  $\mathbf{j}$  на нормаль  $\mathbf{l}$  к участку поверхности  $dS$  равна  $j_l$ . Согласно определению плотности тока, величину заряда  $q$ , покидающего в единицу времени объем, ограниченный поверхностью  $S$ , можно получить интегрированием  $j_l$  во всей поверхности  $S$ . Так как должен выполняться закон сохранения заряда, имеем

$$-\frac{dq}{dt} = \oint_S j_l dS. \quad (3.1)$$

Уравнение (3.1) представляет собой уравнение непрерывности, которое в дифференциальной форме записывается следующим образом:

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{j}, \quad (3.2)$$

где  $\rho$  – плотность заряда, а частная производная используется, поскольку  $\rho$  и  $\mathbf{j}$  могут зависеть как от координаты, так и от времени. Уравнения (3.1) и (3.2) – следствие закона сохранения заряда. В частности, выражение (3.2) говорит о том, что изменение плотности тока в ближайшей окрестности некоторой точки может происходить только в том случае, если в этой точке находятся «истоки» или «стоки» заряда.

Уравнение непрерывности в виде (3.2) справедливо в самом общем случае. В неявном виде оно содержит информацию о процессах генерации и рекомбинации носителей заряда. Переписав его отдельно для электронов и дырок (полагая при этом, что плотность заряда  $\rho$  обусловлена исключи-

тельно свободными носителями заряда – полупроводник собственный) и разделив на заряд электрона  $e$ , можно получить систему из двух уравнений, описывающих изменение концентраций электронов и дырок. По отдельности данные уравнения уже не отражают всю полноту физических процессов, протекающих в неравновесных условиях в полупроводнике. Электронный и дырочный ансамбли разделены, и в отличие от (3.2) полученные уравнения были бы справедливы только в некоторых исключительных случаях. Дивергенция плотности электронного и дырочного токов определяла бы лишь те изменения, которые произошли вследствие диффузии и дрейфа носителей заряда. Поэтому при «расшифровке» (3.2) необходимо принять во внимание процессы рекомбинации и генерации электронов и дырок.

Будем учитывать как генерацию неравновесных носителей заряда в результате тепловых процессов  $G_0$ , так и генерацию  $G$ , вызванную внешними воздействиями. Такими внешними воздействиями могут быть: оптическое излучение, ядерные частицы,  $\gamma$ - и рентгеновские кванты и т. п. Результирующая скорость генерации  $G$  носителей заряда определяется суммой

$$G_{\Sigma} = G_0 + G, \quad (3.3)$$

где  $G_0 = \gamma_r n_0 p_0$  – скорость тепловой генерации;  $G$  – скорость генерации неравновесных носителей заряда, обусловленная внешним воздействием.

Процесс рекомбинации также может быть представлен в виде двух слагаемых:  $R_0$  – скорость рекомбинации, соответствующая термодинамическому равновесию, и  $R$  – скорость рекомбинационных процессов, обусловленных присутствием неравновесных носителей заряда:

$$R_{\Sigma} = R_0 + R. \quad (3.4)$$

Таким образом, с учетом процессов генерации и рекомбинации уравнения непрерывности для электронов и дырок могут быть переписаны следующим образом (генерация «добавляет» носители заряда, поэтому соответствующие слагаемые фигурируют со знаком (+), рекомбинация «удаляет» носители заряда, и ее слагаемые учитываются со знаком (-)):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_0 + G + \frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j}_n - R_0 - R, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_0 + G - \frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j}_p - R_0 - R. \quad (3.6)$$

Удобно рассматривать уравнения (3.5) и (3.6) в таком виде, когда в явной форме остается только скорость генерации  $G$  носителей заряда, обусловленная внешними причинами, а результирующая скорость рекомбинации определяется как  $G_0 - R_0 - R = \delta n / \tau_n$ .

Тогда можно записать:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G + \frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j}_n - \frac{\delta n}{\tau_n}, \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j}_p - \frac{\delta p}{\tau_p}. \quad (3.8)$$

В некоторых частных случаях выражения (3.7) и (3.8) можно упростить.

Для этого следует учитывать, что, например, в состоянии термодинамического равновесия верно  $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$ ,  $n_0 p_0 = n_i^2$ ,  $G_\Sigma = G_0$ ,  $R_0 = G_0$ ,  $R_0 = \gamma_r n_0 p_0$ , в неравновесном нестационарном состоянии (начало переходного процесса нарастания концентрации неравновесных носителей заряда) –  $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = G$ ,  $G_\Sigma = G_0 + G$ ; в неравновесном стационарном состоянии –  $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$ ,  $np \neq n_i^2$ ,  $G_\Sigma = G_0 + G$ ,  $R_\Sigma = R_0 + R$ ,  $R_\Sigma = \gamma_r np$ ,  $G_\Sigma = R_\Sigma$ ; в неравновесном нестационарном состоянии (в момент начала переходного процесса убывания концентрации неравновесных носителей заряда) –  $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = G_0 - R$ ,  $G_\Sigma = G_0$ ,  $R_\Sigma = R_0 + R$ ,  $R_\Sigma = \gamma_r np$ .

Итак, в том случае, когда закончились переходные процессы и в полупроводнике установилось стационарное состояние, имеем:  $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$ ;  $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$ .

Для полупроводника с электропроводностью, близкой к собственной, когда  $\tau_n \approx \tau_p = \tau$ , уравнения (3.7) и (3.8) могут быть представлены в виде:

$$-\frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j}_n = G - \frac{\delta n}{\tau}, \quad (3.9)$$

$$\frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j}_p = G - \frac{\delta p}{\tau}. \quad (3.10)$$

Выражения (3.9) и (3.10) говорят о том, что в стационарном состоянии поток носителей заряда, «покидающий» некоторый объем, равен количеству носителей, созданных внешним возбуждением, за вычетом носителей, успевших прорекомбинировать в этом объеме.

Полный ток через полупроводник определяется суммой дрейфового и диффузионного токов:

$$\mathbf{j}_n = \mathbf{j}_{ndr} + \mathbf{j}_{ndif} = en\mu_n \mathbf{E} + eD_n \nabla n, \quad (3.11)$$

$$\mathbf{j}_p = \mathbf{j}_{pdr} + \mathbf{j}_{pdif} = en\mu_p\mathcal{E} + eD_p\nabla p, \quad (3.12)$$

где  $\mathcal{E}$  – вектор напряженности электрического поля;  $D_n$  и  $D_p$  – коэффициенты диффузии электронов и дырок;  $\mathbf{j}_{ndr}$ ,  $\mathbf{j}_{ndif}$  – плотности дрейфового и диффузионного токов электронов;  $\mathbf{j}_{pdr}$ ,  $\mathbf{j}_{pdif}$  – плотности дрейфового и диффузионного токов дырок. Тогда, воспользовавшись тождеством  $\nabla \cdot (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) = \mathbf{a} \cdot \nabla \cdot \mathbf{b} + \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{a}$ , можно записать

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{j}_n &= \nabla \cdot (en\mu_n\mathcal{E} + eD_n\nabla n) = \nabla \cdot (en\mu_n\mathcal{E}) + eD_n\nabla n = \\ &= en\mu_n\nabla \cdot \mathcal{E} + e\mu_n\mathcal{E}\nabla \cdot n + eD_n\nabla \cdot \nabla n = \\ &= -en\mu_n\Delta\varphi + en\mu_n\mathcal{E}\nabla n + eD_n\Delta n. \end{aligned} \quad (3.13)$$

С учетом формулы (3.13), уравнение непрерывности для электронов запишется в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \frac{\delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e}(-en\mu_n\Delta\varphi + e\mu_n\mathcal{E}\nabla n + eD_n\Delta n). \quad (3.14)$$

В выражении (3.14) слагаемое  $n\mu_n\nabla^2\varphi$  определяет изменение концентрации носителей заряда за счет дрейфового тока (градиента электростатического потенциала); слагаемое  $D_n\nabla^2n$  – за счет диффузионного тока (градиента концентрации носителей заряда); слагаемое  $\mu_n\mathcal{E}\nabla n$  – за счет перераспределения диффузионных потоков в электрическом поле;  $\mathcal{E}$  представляет собой суперпозицию внешнего  $\mathcal{E}_{ex}$  и внутреннего  $\mathcal{E}_{in}$  электрического поля (как правило, полагают, что  $\mathcal{E}_{in}$  мало).

Для дырок имеем

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{\delta p}{\tau_p} + \frac{1}{e}(-ep\mu_p\Delta\varphi + e\mu_p\mathcal{E}\nabla n + eD_p\Delta n). \quad (3.15)$$

## 4. РЕКОМБИНАЦИЯ С УЧАСТИЕМ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ. МОДЕЛЬ ШОКЛИ – РИДА – ХОЛЛА

### 4.1. ЦЕНТРЫ РЕКОМБИНАЦИИ, СЕЧЕНИЕ ЗАХВАТА

Работа значительной части полупроводниковых приборов основана на инжекции неравновесных носителей заряда при воздействии на кристалл (или его часть) извне (свет, частицы, поле и т. п.). Как правило, от скорости рекомбинации зависит, готов или не готов прибор к приему следующего

сигнала. Большой скорости рекомбинации будет соответствовать способность к приему и обработке сигналов с большей частотой.

Полупроводник обычно содержит несколько типов дефектов, каждый из которых создает один либо несколько уровней в запрещенной зоне. При умеренных интенсивностях возбуждения в непрямозонных полупроводниках вероятность межзонной рекомбинации мала. Доминирующим механизмом рекомбинации является рекомбинация с участием локализованных состояний (дефектов в кристалле – примесей и собственных дефектов решетки), которые поочередно захватывают неравновесные носители заряда.

Ограничимся вначале рассмотрением рекомбинации в случае одного типа дефектов, создающих в запрещенной зоне один донорный (либо акцепторный) уровень. Будем считать, что дефект может захватывать носители заряда обоих типов. В этом случае он может служить центром рекомбинации. Пусть концентрация такого рода центров рекомбинации равна  $N_l$ . Концентрация заполненных ловушек (центров рекомбинации) будет пропорциональна  $N_l$  и вероятности заполнения ловушек электронами. В условиях термодинамического равновесия такая вероятность может быть описана с помощью функции распределения Ферми  $f_{l0}$

$$f_{l0} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_l - E_F}{k_B T}\right)}, \quad (4.1)$$

где  $T$  – температура;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $E_l$  – энергетический уровень ловушки (центра рекомбинации);  $E_F$  – уровень Ферми. Для функции  $f_{l0}$  справедливы следующие равенства:

$$\frac{1 - f_{l0}}{f_{l0}} = \exp\left(\frac{E_l - E_F}{k_B T}\right), \quad \frac{f_{l0}}{1 - f_{l0}} = \exp\left(\frac{E_F - E_l}{k_B T}\right). \quad (4.2)$$

При освещении концентрация заполненных ловушек изменяется, т. к. она определяется уже не только термически активируемыми процессами перезарядки с соответствующими законами, но и дополнительным захватом неравновесных носителей заряда: электронов из зоны проводимости и дырок из валентной зоны.

Введем понятие поперечного сечения захвата электрона. Электрон рекомбинирует с дыркой, уже находящейся на ловушке, если в процессе своего движения он проходит в пределах некоторого эффективного объема, окружающего центр рекомбинации. Электроны и заряженные центры рекомбинации взаимодействуют благодаря электростатическим силам при-

тяжения, которые имеют сферическую симметрию. Проекция объема, в котором возможна рекомбинация на плоскость, перпендикулярную направлению движения электрона в момент его сближения с центром захвата, представляет собой поперечное сечение захвата  $S_n$ . Размерность сечения захвата – [м<sup>2</sup>].

Электрон оказывается захваченным в том случае, если подходит к центру на расстояние  $r$ , на котором электростатическая энергия его взаимодействия с центром больше или равна средней кинетической энергии теплового движения. В кристалле с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  имеем:

$$\frac{1}{r} \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} = \frac{3}{2} k_B T; \quad (4.3)$$

$$r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{2}{3k_B T}. \quad (4.4)$$

Тогда сечение захвата  $S_n$  будет равным

$$S_n = \pi r^2 = \pi \left( \frac{e^2}{6\pi\epsilon\epsilon_0 k_B T} \right)^2 \approx \frac{e^4}{(\epsilon\epsilon_0 k_B T)^2}, \quad (4.5)$$

где  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная;  $e$  – заряд электрона.

При  $\epsilon \approx 10$  и  $T \approx 300$  К сечение захвата  $S_n \approx 10^{-12}$  см<sup>2</sup>. В случае нейтрального центра сечение захвата должно иметь порядок «геометрического размера» атома  $S_n \approx \pi r_0^2 \approx 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. Таким образом, сечение захвата заряженных центров должно быть, как правило, на три-четыре порядка больше сечения захвата нейтральных центров.

Пусть концентрация избыточных неравновесных электронов в полупроводнике равна  $\delta n$ . Все они обладают некоторой тепловой энергией и движутся со среднеквадратичной скоростью  $v_{th}$ . Рассмотрим процесс захвата электронов положительно заряженным центром рекомбинации (центром, заполненным дыркой). Используем подход, принятый в молекулярно-кинетической теории газов. Каждый акт захвата электрона центром рекомбинации будем уподоблять соударению электрона с объектом, размеры которого соответствуют характерному для этого типа центров сечением захвата  $S_n$ . Поэтому за 1 с движения электрон будет иметь возможность «столкнуться» с центрами, расположенными внутри объема, равного  $V = v_{th} S_n$ . Если концентрация заряженных центров (положительно)  $N_l^+$ , то в этом объеме будет находиться  $v_{th} S_n N_l^+$  центров.

Итак, произведение  $v_{th}S_nN_l^+$  представляет собой число возможных «соударений». Однако после первого же «соударения» электроны рекомбинируют. Для того чтобы избежать в рассуждениях противоречия, можно рассматривать обратную величину, которая будет иметь смысл среднего времени жизни электрона, т. е. времени, прошедшего с момента его генерации до момента его «аннигиляции» с дыркой на центре рекомбинации,

$$\tau_n = (v_{th}S_nN_l^+)^{-1}. \quad (4.6)$$

Аналогичным образом можно определить время жизни дырки

$$\tau_p = (v_{th}S_pN_l^0)^{-1}, \quad (4.7)$$

только в этом случае под  $N_l^0$  понимается концентрация нейтральных центров рекомбинации  $N_l^+ + N_l^0 = N_l$ .

Таким образом, время жизни неравновесных носителей заряда определяется концентрацией центров рекомбинации, их равновесным заполнением (электронами либо дырками) и сечением захвата.

## 4.2. МОДЕЛЬ ШОКЛИ – РИДА – ХОЛЛА

Рассмотрим рекомбинацию в полупроводнике *n*-типа. Пусть уровень центров рекомбинации (ловушек рекомбинации) лежит ниже уровня Ферми. Тогда подавляющее большинство ловушек будет занято электронами. Процесс рекомбинации будет идти с участием занятых ловушек и фактически протекать в два этапа. Первый этап будет заключаться в переходе электрона с уровня ловушки в валентную зону, что эквивалентно захвату ловушкой дырки из валентной зоны. Вторым этапом рекомбинации состоит в захвате освободившейся (от электрона) ловушкой электрона из зоны проводимости. Время жизни носителя заряда перед первым этапом – захватом неосновного носителя заряда, как правило, много больше времени жизни перед вторым этапом – захватом основного носителя заряда. В итоге, «суммарное» время жизни электронно-дырочной пары практически будет определяться временем жизни неосновного носителя заряда. В полупроводнике *p*-типа рекомбинация будет идти через ловушки, свободные от электронов. В том случае, когда в полупроводнике *p*-типа уровень Ферми расположен ближе к потолку *v*-зоны, чем уровень ловушек, последние будут заняты дырками.

Первый этап рекомбинации будет состоять в захвате ловушкой неравновесного электрона (неосновного носителя заряда), второй – в переходе электрона в валентную зону (захвате ловушкой основного неравновесного носителя заряда – дырки). Соответственно время жизни электронно-дырочной пары будет определяться временем жизни электрона в зоне проводимости.

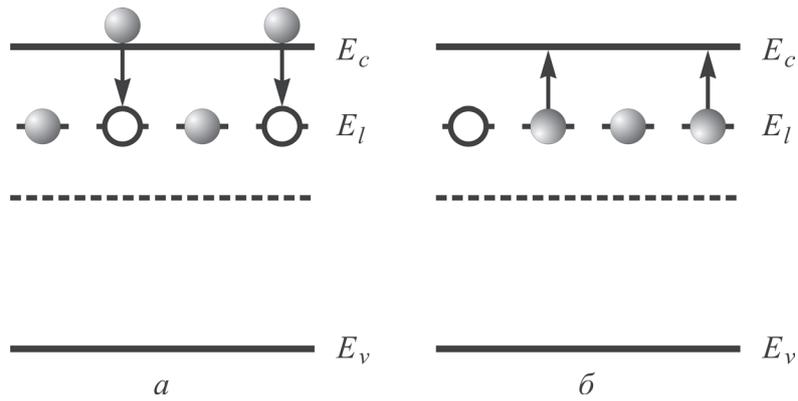


Рис. 4.1. Захват (а) электронов на ловушки и тепловая генерация (б) их в зону проводимости

Выражение для определения времени жизни электронно-дырочной пары получим в несколько этапов. Вначале определим изменение концентрации электронов за счет захвата на центры рекомбинации, затем аналогичным образом определим изменение концентрации дырок и, наконец, в предположении малости концентрации ловушек определим время жизни неравновесных носителей заряда.

**Этап 1.** Концентрация электронов в зоне проводимости определяется двумя противоположно направленными процессами: захватом электронов на ловушки (рис. 4.1, а) и термостимулированной генерацией их в зону проводимости (рис. 4.1, б). Скорость изменения концентрации электронов при захвате ловушками (т. е. число электронов, захватываемых в единицу времени в единичном объеме) будет пропорциональна концентрации электронов  $n$ , концентрации ловушек  $N_l$  и вероятности того, что ловушка свободна от электрона ( $1 - f_l$ ),

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_c = -\gamma_n n N_l (1 - f_l), \quad (4.8)$$

где  $f_l$  – функция распределения, характеризующая заполнение ловушек электронами (см. выражения (4.1), (4.2));  $\gamma_n$  – коэффициент захвата электронов из зоны проводимости на ловушки.

Скорость изменения концентрации электронов при их термостимулированном «выбросе» с уровня ловушек в зону проводимости пропорциональна концентрации ловушек и вероятности того, что ловушка занята электроном,

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_g = \beta_n N_l f_l, \quad (4.9)$$

где  $\beta_n$  – коэффициент пропорциональности (коэффициент генерации электронов).

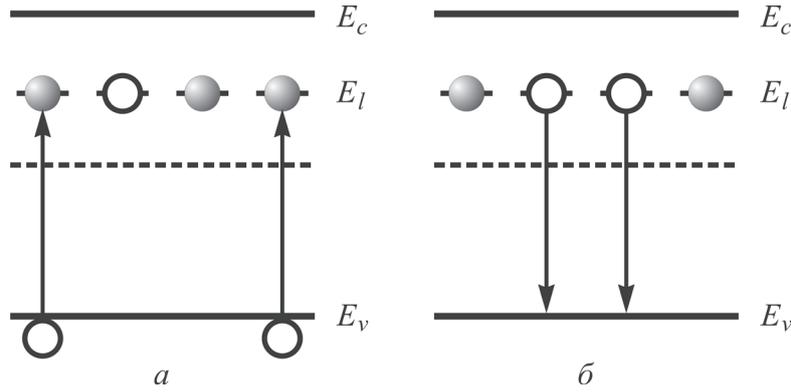


Рис. 4.2. Захват (а) дырок на ловушки и термостимулированная генерация (б) их в валентную зону

В условиях термодинамического равновесия имеем:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right) = \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_c + \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_g = 0; \tag{4.10}$$

$$-\gamma_n n_0 N_l (1 - f_{l0}) + \beta_n N_l f_{l0} = 0. \tag{4.11}$$

Будем считать, что равновесные и неравновесные носители заряда в *c*- и *v*-зонах неотличимы друг от друга. Тогда коэффициенты захвата и генерации не зависят от того, находится полупроводник в равновесном состоянии или нет:  $\gamma_n = \gamma_{n0}$  и  $\beta_n = \beta_{n0}$ , и на основании (4.11) имеем

$$\gamma_n n_0 N_l (1 - f_{l0}) = \beta_n N_l f_{l0}, \tag{4.12}$$

и следовательно,

$$\beta_n = \gamma_n n_0 \frac{1 - f_{l0}}{f_{l0}}. \tag{4.13}$$

С учетом (4.8) получаем значение коэффициента генерации

$$\beta_n = \gamma_n n_0 \exp\left(\frac{E_l - E_F}{k_B T}\right). \tag{4.14}$$

Обозначим через  $n_1$  концентрацию электронов в состоянии термодинамического равновесия в таком полупроводнике, в котором энергетический уровень ловушек совпадает с уровнем Ферми, т. е.  $E_l = E_F$  и  $n_1 = N_c \exp[-(E_c - E_l)/k_B T]$ . Тогда выражение (4.14) можно переписать в следующем виде:

$$\beta_n = \gamma_n n_1. \tag{4.15}$$

Теперь с учетом выражения (4.15) определим изменение концентрации электронов в неравновесных условиях

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right) &= \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_c + \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_g = -\gamma_n n N_l (1 - f_l) + \beta_n N_l f_l = \\ &= -\gamma_n N_l [n(1 - f_l) - f_l n_1]. \end{aligned} \quad (4.16)$$

**Этап 2.** Концентрация дырок может изменяться за счет захвата их ловушками (рис. 4.2, а), протекающего со скоростью  $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_c$ , и термостимулированной генерации дырок в валентную зону  $-\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_g$  (рис. 4.2, б). Скорость захвата пропорциональна концентрации ловушек, концентрации дырок и вероятности того, что ловушка заполнена электронами,

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_c = -\gamma_p p N_l f_l. \quad (4.17)$$

Скорость генерации дырок с уровня ловушек зависит от концентрации ловушек и вероятности того, что ловушки заняты дырками (свободны от электронов),

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_g = \beta_p N_l (1 - f_l). \quad (4.18)$$

В выражениях (4.17) и (4.18)  $\gamma_p$  и  $\beta_p$  – коэффициенты захвата и генерации дырок соответственно.

Так же, как и в случае с электронами, связь между  $\gamma_p$  и  $\beta_p$  установим вначале для случая термодинамического равновесия, когда выполняется условие  $\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right) = \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_c + \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_g = 0$ . Будем считать, что по энергиям равновесные и неравновесные носители заряда распределены одинаково и справедливы равенства:  $\gamma_p = \gamma_{p0}$  и  $\beta_p = \beta_{p0}$ .

Тогда

$$\gamma_p p_0 N_l f_{l0} = \beta_p N_l (1 - f_{l0}), \quad (4.19)$$

$$\beta_p = \gamma_p p_0 \frac{f_{l0}}{1 - f_{l0}}, \quad (4.20)$$

$$\beta_p = \gamma_p p_0 \exp\left(-\frac{E_l - E_F}{k_B T}\right). \quad (4.21)$$

Через  $p_1$  обозначим равновесную концентрацию дырок в полупроводнике, в котором уровень Ферми совпадает с уровнем ловушек:  $E_l = E_F$  и  $p_1 = N_v \exp[-(E_l - E_v)/k_B T]$ . Тогда выражение (4.21) можно представить в виде

$$\beta_p = \gamma_p p_1. \quad (4.22)$$

Воспользовавшись выражением (4.22), изменение концентрации дырок в полупроводнике в отсутствие термодинамического равновесия можно определить следующим образом:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right) &= \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)_c + \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)_g = -\gamma_p p N_l f_l + \beta_p N_l [1 - f_l] = \\ &= -\gamma_p N_l [p f_l - p_1 (1 - f_l)]. \end{aligned} \quad (4.23)$$

**Этап 3.** Для неравновесных условий определим функцию распределения  $f_l$  через коэффициенты захвата и концентрации носителей заряда. Для этого будем считать, что концентрации дырок и электронов синхронно изменяются во времени, т. е.  $\left( \frac{\partial n}{\partial t} \right) = \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)$ . Такое возможно в том случае,

когда концентрация ловушек мала по сравнению с концентрациями электронов и дырок, так что носителями заряда, захваченными на ловушки, можно пренебречь. Тогда  $\delta n \approx \delta p$  и соответственно справедливо равенство  $\left( \frac{\partial n}{\partial t} \right) = \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)$ .

Приравняв правые части (4.16) и (4.23), получим:

$$\gamma_n N_l [n(1 - f_l) - n_1 f_l] = \gamma_p N_l [p_0 f_l - p_1 (1 - f_l)], \quad (4.24)$$

$$\gamma_n [n(1 - f_l) - n_1 f_l] = \gamma_p [p f_l - p_1 (1 - f_l)], \quad (4.25)$$

$$\gamma_n [n(1 - f_l) - n_1 f_l] = \gamma_p [p f_l - p_1 (1 - f_l)]. \quad (4.26)$$

$$f_l = \frac{\gamma_n n + \gamma_p p_1}{\gamma_p (p + p_1) + \gamma_n (n + n_1)}. \quad (4.27)$$

Подставив выражение (4.27) в (4.23), получим уравнение, определяющее скорость изменения концентрации носителей заряда при рекомбинации с участием локализованных состояний,

$$\left( \frac{\partial n}{\partial t} \right) = \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right) = \frac{-\gamma_n \gamma_p N_l (np - n_1 p_1)}{\gamma_p (p + p_1) + \gamma_n (n + n_1)}. \quad (4.28)$$

По определению  $\tau = -\frac{\delta n}{\partial n / \partial t}$ . Кроме того, для собственного полупроводника справедливо равенство  $n_i^2 = n_0 p_0 = n_1 p_1$ .

Тогда время жизни неравновесных носителей заряда будет определяться выражением

$$\tau = \frac{1}{\gamma_p N_l} \frac{n_0 + n_1 + \delta n}{n_0 + p_0 + \delta n} + \frac{1}{\gamma_n N_l} \frac{p_0 + p_1 + \delta p}{n_0 + p_0 + \delta p}. \quad (4.29)$$

Если ввести обозначения:

$$\tau_{p0} = \frac{1}{\gamma_p N_l}; \quad (4.30)$$

$$\tau_{n0} = \frac{1}{\gamma_n N_l}, \quad (4.31)$$

то выражение (4.29) можно переписать в виде

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1 + \delta n}{n_0 + p_0 + \delta n} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1 + \delta p}{n_0 + p_0 + \delta p}, \quad (4.32)$$

или, в случае низкого уровня возбуждения,

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0}. \quad (4.33)$$

Величины  $\tau_{p0}$  ( $\tau_{n0}$ ) по смыслу соответствуют времени жизни дырок (электронов) по отношению к их захвату на центры рекомбинации, полностью заполненные электронами (дырками).

### 4.3. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ УПРАВЛЕНИЯ ВРЕМЕНЕМ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КРЕМНИИ

#### 4.3.1. Примесные центры рекомбинации

При изготовлении высокочастотных биполярных транзисторов и диодов с целью уменьшения заряда, накопленного в базовой и коллекторной областях, необходимо обеспечить малые значения времени жизни неосновных носителей заряда. Уменьшение времени жизни может достигаться введе-

нием в кристалл центров рекомбинации, в роли которых выступают примеси и радиационные дефекты.

Чаще всего в качестве примесного центра рекомбинации используют золото и платину. Золото в кремнии может находиться как в узлах, так и в междоузлиях решетки и имеет растворимость до  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ , зависящую от уровня легирования кремния. Сечение захвата носителей золота в узлах решетки больше, чем в междоузельном положении, и для управления временем жизни неравновесных носителей заряда интерес представляет именно золото в положении замещения. Растворимость золота в междоузельном положении ниже, чем в положении замещения, и растворенное в кремнии золото может переходить из одного состояния в другое, высаживаться на дефектах решетки, а также геттерироваться пассивирующими слоями стекол.

Диффузия золота в кремний характеризуется двумя составляющими: медленной диффузией атомов замещения с коэффициентом диффузии  $D_1 = 2,75 \cdot 10^{-3} \exp(-2,04/k_B T) \text{ см}^2/\text{с}$  и быстрой диффузией атомов внедрения с коэффициентом  $D_2 = 2,44 \cdot 10^{-4} \exp(-0,39/k_B T) \text{ см}^2/\text{с}$ . Диффузию золота обычно проводят из тонкого (порядка 0,1 мкм) слоя металлического золота высокой чистоты, нанесенного на пластину методом напыления в вакууме. Используют обычные диффузионные печи, подобные тем, которые применяются при диффузии бора и фосфора. Диффузию ведут в инертной атмосфере или в атмосфере, соответствующей условиям диффузии фосфора, при температуре 1000–1100 °С в течение нескольких десятков минут.

Золото и платина вводят в кремний *n*-типа акцепторные уровни. Акцепторный уровень золота лежит на 0,54 эВ ниже дна зоны проводимости кремния; акцепторные уровни платины «мельче»: они лежат ниже дна зоны проводимости на 0,26 эВ и на 0,42 эВ. В кремнии *p*-типа оба элемента создают донорный уровень, лежащий выше потолка валентной зоны на 0,35 эВ. При концентрации золота (платины) ниже концентрации основной примеси в кремнии время жизни носителей заряда обратно пропорционально концентрации золота. При превышении концентрации *p*- или *n*-примеси золото вызывает компенсацию и кремний приобретает проводимость, близкую к собственной. Время жизни при этом не зависит от концентрации золота. Параметры рекомбинационных центров, связанных с золотом и платиной, приведены в табл. 4.1.

В таблице символами  $S_n$  и  $S_p$  обозначены сечения захвата электронов и дырок соответственно. Верхние индексы 0; –; + показывают зарядовое состояние центра до захвата носителя. Например,  $S_p^-$  обозначает сечение захвата дырки на отрицательно заряженный центр.

Параметры основных рекомбинационных центров в кремнии

Примесь	Максимальная растворимость, см <sup>-3</sup>	Положение уровня, эВ	Тип уровня	Сечение захвата $S_n, S_p$ , см <sup>-2</sup>
Платина	10 <sup>17</sup> [3]	$E_c - 0,26$	А	–
		$E_c - 0,42$	А	–
		$E_v + 0,35$	Д	–
Золото	10 <sup>17</sup> [3]	$E_c - 0,54$	А	$S_n^0 = 1,7 \cdot 10^{-16} \div 5 \cdot 10^{-16}$ $S_p^- = 1 \cdot 10^{-15} \div 1,1 \cdot 10^{-14}$ [4]
		$E_v + 0,35$	Д	$S_n^+ = 3,5 \cdot 10^{-15} \div 6,3 \cdot 10^{-15}$ $S_p^0 = 10^{-16} \div 2,4 \cdot 10^{-15}$ [4]
Цинк	1,5 · 10 <sup>18</sup> [3]	$E_v + 0,3$	А	$S_n^0 = 5 \cdot 10^{-16} \div 10^{-15}$ $S_p^- = 10^{-14} \div 5 \cdot 10^{-13}$ [4]
		$E_c - 0,55$	А	

### 4.3.2. Радиационные дефекты

#### 4.3.2.1. Общие замечания:

#### образование и отжиг радиационных дефектов

Свойства облученного полупроводника зависят от многих факторов, к которым в первую очередь относятся характеристики воздействующего излучения (масса частиц, энергия частиц и квантов электромагнитного излучения, флюенс, доза) и параметры полупроводникового материала (концентрация легирующей примеси, наличие ростовых и других дефектов). Важными являются температура облучения и температура последующего отжига. Однако в итоге все экспериментально наблюдаемые различия при изменении указанных факторов обусловлены различиями в количественном и качественном составе радиационных дефектов.

Радиационными дефектами называют нарушения структуры кристалла вследствие воздействия радиации (быстрых ядерных частиц: нейтронов, протонов,  $\alpha$ -частиц, осколков деления ядер, а также быстрых электронов, рентгеновских и  $\gamma$ -квантов). В соответствии с составом можно выделить точечные собственные и примесные радиационные дефекты. Пустые узлы в кристаллической решетке (вакансии) и атомы основного вещества в междоузельных положениях (междоузлия) относятся к собственным дефектам. Причина образования примесных дефектов – наличие в кристалле примесей, т. е. атомов

чужеродного вещества. Радиационные примесные дефекты образуются либо в результате изменения местоположения, которое атом примеси занимал в решетке до облучения, либо в результате объединения их с собственными дефектами.

В отличие от тепловых точечных дефектов, радиационные всегда парные – вакансии и атом в междоузлии (дефекты по Френкелю), а также термодинамически неравновесны. По механизму образования радиационные дефекты можно разделить на первичные и вторичные. Под первичными подразумевают дефекты, которые образуются сразу же в момент разрыва связей. Это могут быть вакансии, междоузельные атомы, небольшие скопления простейших дефектов и области разупорядочения. Образование первичных радиационных дефектов может происходить двумя путями: прямое столкновение быстрой частицы с атомом решетки или возбуждение электронной подсистемы кристалла. Первый случай реализуется для частиц, имеющих существенный импульс (электроны, ионы, нейтроны). Кванты электромагнитного излучения не смещают непосредственно атомы из узлов решетки, однако, передавая свою энергию электронам, они могут инициировать образование дефекта. Обычно энергия, которую необходимо передать атому решетки для его смещения, в 4–5 раз превышает энергию термофлуктуационного образования дефекта и составляет 10–20 эВ. Образование вторичных дефектов требует какого-то времени для миграции точечных дефектов и их объединения между собой, с примесями или с другими несовершенствами кристаллической решетки.

Радиационные дефекты, влияющие на электрические параметры полупроводника, имеют в его запрещенной зоне глубокие уровни, характеризующиеся энергетическим положением и сечением захвата носителей заряда. Влияние облучения на время жизни неравновесных носителей заряда может быть описано с помощью следующего приближенного выражения:

$$1/\tau = 1/\tau_0 + \Phi K_\tau, \quad (4.34)$$

где  $\tau_0$  – время жизни неравновесных носителей заряда до облучения;  $K_\tau$  – коэффициент повреждения (радиационного уменьшения  $\tau$ ), характеризующий скорость деградации времени жизни неравновесных носителей заряда;  $\Phi$  – флюенс излучения.

Коэффициент  $K_\tau$  зависит от скорости введения центров рекомбинации (которая в свою очередь определяется рядом параметров, например видом частиц и их энергией), от типа центров (через сечение захвата и положение уровня дефекта) и от температуры облучения.

Еще одной важной характеристикой радиационного дефекта является его термическая стабильность, т. е. свойство исчезать лишь по прошествии

некоторого времени и/или при достижении определенной температуры. Термин «отжиг» используется для обозначения процесса уменьшения количества термодинамически неравновесных дефектов в материале. Избыток дефектов исчезает по нескольким причинам. Дефекты, будучи подвижными, мигрируют к ловушкам (поверхности, границам зерен и т. п.), аннигилируют (например, междоузельный атом встраивается в решетку на место вакансии) или образуют новые дефекты, объединяясь с собой или с дефектами другого типа. Сложные дефекты могут диссоциировать. Каждый из таких процессов – миграция, аннигиляция, образование комплексов и их диссоциация – характеризуется своей энергией активации  $E_a$ . В ходе отжига концентрация дефектов убывает во времени, а кинетика отжига отражает природу механизмов, за него ответственных.

Пусть концентрация дефектов в полупроводнике равна  $N$  и аннигиляция их при температуре  $T$  происходит в результате диффузии к ловушкам, концентрация которых не изменяется. Распределение по объему кристалла дефектов и их ловушек будем считать случайным. Тогда число дефектов, исчезающих в единичном объеме за единицу времени, будет пропорционально их концентрации  $N$  в каждый из моментов времени  $t$

$$\frac{dN}{dt} = -KN, \quad (4.35)$$

где  $K = K(T)$  – коэффициент термической стабильности дефекта, который зависит от вида дефекта и температуры. Таким образом, концентрация радиационных дефектов  $N$  в зависимости от времени  $t$  уменьшается по экспоненциальному закону

$$N = N_0 \exp(-Kt), \quad (4.36)$$

где  $N_0$  – концентрация радиационных дефектов после окончания облучения. Следует отметить, что коэффициент термической стабильности  $K$  фактически определяет скорость аннигиляции дефектов и описывается функцией вида

$$K(T) = K_0 \exp(-E_a/k_B T), \quad (4.37)$$

где  $K_0$  – постоянная (т. н. частотный фактор);  $E_a$  – энергия активации.

Зависимость вида (4.36) носит название кинетики первого порядка, т. к. в уравнении (4.35) скорость аннигиляции дефектов пропорциональна их концентрации в первой степени. В более общем случае выражение (4.35) записывается в виде

$$\frac{dN}{dt} = -KN^\alpha, \quad (4.38)$$

где  $\alpha$  называют порядком реакции. Кинетика второго порядка описывается уравнением

$$\frac{dN}{dt} = -KN^2, \quad (4.39)$$

а зависимость концентрации радиационных дефектов  $N$  от времени  $t$  имеет вид

$$N = \frac{N_0}{1 + N_0 K t}. \quad (4.40)$$

Зависимость (4.40) соответствует процессу, когда два типа случайно распределенных дефектов отжигаются в результате прямой аннигиляции, например, когда в результате одиночного прыжка исчезают междоузельные атомы и вакансии. По форме уравнения (4.36), (4.40) совпадают с уравнениями (2.12) и (2.18), хотя и описывают поведение разных объектов: точечных радиационных дефектов и неравновесных носителей заряда.

На основании формул (4.36) и (4.37) определяют значение энергии активации в процессе изотермического отжига. Изотермический отжиг подразумевает исследование зависимости концентрации дефектов от времени выдержки при фиксированных значениях температуры. Метод изотермического отжига достаточно трудоемок и требует больших затрат времени, особенно если в образце содержится несколько видов дефектов. Поэтому наиболее часто используют отжиг другого типа, называемый изохронным. При изохронном отжиге температуру образца повышают ступенчато, выдерживая его на каждой ступени в течение определенного времени (как правило, 15–30 мин). В этом случае для каждого дефекта существует температура  $T_a$ , в окрестности которой концентрация дефекта резко уменьшается и выполняется условие  $K(T_a)t \gg 1$ . Эта температура называется температурой отжига и служит для характеристики термической стабильности дефекта.

При температурах порядка 100 К вакансии становятся подвижными, образуют дивакансии, а также комплексы с примесными атомами. В кремнии, выращенном по методу Чохральского, кислород содержится в больших концентрациях ( $10^{17}$ – $10^{18}$  см<sup>-3</sup>) и служит основной ловушкой для вакансии, поэтому доминирующим дефектом является А-центр. В кремнии, полученном методом бестигельной зонной плавки с малым содержанием кислорода, роль ловушек для вакансий играет легирующая примесь и доминирует Е-центр. Вакансии также образуют комплексы и с углеродом. При температурах 400 К многие комплексы исчезают и образуются новые, например

кластеры из 3, 4, 5 и т. д. вакансий. Исчезновение комплексов «вакансия + примесь» происходит благодаря их диссоциации. Вакансии вновь становятся свободными и образуют многовакансионные кластеры. Ниже рассмотрены некоторые модели простейших и наиболее распространенных дефектов. Параметры соответствующих рекомбинационных центров приведены в табл. 4.2.

Таблица 4.2

Параметры основных радиационных дефектов

Дефект	Зарядовое состояние	Положение уровня, эВ	Тип уровня	Сечение захвата $S_n, S_p, \text{см}^2$	Температура отжига, К	Энергия активации отжига, эВ
Дивакансия	$V_2^{2-}$	$E_c - 0,23$ [5]	А	$S_n^- = 2 \cdot 10^{-16}$ [5]	570 [6]	1,3–1,6 [6]
	$V_2^-$ $V_2^0$	$E_c - 0,4$ [5] $E_c - 0,39$ [5]	А А	– $S_n^0 = 4 \cdot 10^{-15}$ [5]		
Дивакансия	$V_2^+$	$E_v + 0,21$ [5]	Д	$S_p^+ = 2 \cdot 10^{-16}$ [5]	570 [6]	1,3–1,6 [6]
Вакансия + + кислород	$(V-O)^-$	$E_c - 0,18$ [5]	А	$S_n^0 = 2 \cdot 10^{-16} \div$ $\div 10^{-14}$ [5]	620 [6]	2,27 [7]
	$(V-O)^0$	–	–	$S_p^- = 2,5 \times$ $\times 10^{-14} \div 5,5 \times$ $\times 10^{-13}$ [5]	–	–
Вакансия + + фосфор	$(V-P)^-$	$E_c - 0,44$ [8]	А	$S_p = 1 \cdot 10^{-13}$ [9]	400 [8]	0,94 [8]
Вакансия + + мышьяк	$(V-As)^-$	$E_c - 0,42$ [8]	А	$S_p = 4 \cdot 10^{-14}$ [9]	440 [8]	1,07 [8]
Вакансия + + сурьма	$(V-Sb)^-$	$E_c - 0,39$ [8]	А	–	460 [8]	1,29 [8]
Вакансия + + алюминий	$(V-Al)^0$	–	–	–	–	–
	$(V-Al)^+$	$E_v + 0,48$ [5]	Д	$S_p \gg 10^{-16}$	460–560 [7]	0,42 [7]
Дивакансия + + кислород	–	$E_c - 0,3$ [5]	–	–	620 [6]	–

#### 4.3.2.2. Основные радиационные дефекты

##### **Вакансия**

Является одним из основных компонентов радиационных дефектов в кремнии. Изолированная (одионочная) вакансия существует в четырех зарядовых состояниях ( $V^+$ ,  $V^0$ ,  $V^-$ ,  $V^{2-}$ ). Модель изолированной вакансии в зарядовом состоянии  $V^+$  показана на рис. 4.3. Изолированная вакансия наблюдается в кремнии лишь при температурах  $< 200$  К. При высоких тем-

пературах вакансии, мигрируя по кристаллу, образуют вторичные дефекты: многовакансионные комплексы и комплексы с примесными атомами. Конкретная температура отжига вакансий зависит от их зарядового состояния.

### **Дивакансия**

Образуется и как первичный, и как вторичный дефект. Пороговая энергия образования дивакансии (как первичного дефекта) приблизительно вдвое превышает значение пороговой энергии образования изолированной вакансии. Как вторичный дефект дивакансия возникает в результате спаривания изолированных вакансий, что подтверждается ростом числа дивакансий в области отжига вакансий и зависимостью этого процесса от концентрации кислорода. Дивакансии существуют в зарядовых состояниях  $V_2^+$ ,  $V_2^0$ ,  $V_2^-$ ,  $V_2^{2-}$ . Модель дивакансии в кремнии представлена на рис. 4.4.

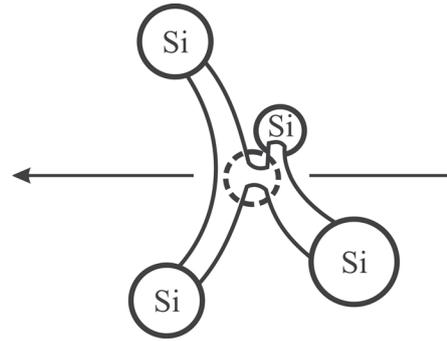


Рис. 4.3. Модель вакансии [9]

### **Вакансия + атом кислорода (А-центр)**

Возникающие при облучении изолированные вакансии диффундируют по кристаллу и захватываются примесными атомами кислорода. Атом кислорода соединяет две разорванные связи, находящиеся вблизи вакансии. Две оставшиеся связи перераспределяются между двумя ближайшими к вакансии атомами. Таким образом возникает А-центр – вторичный радиационный дефект, представляющий собой совокупность вакансии и междоузельного атома кислорода.

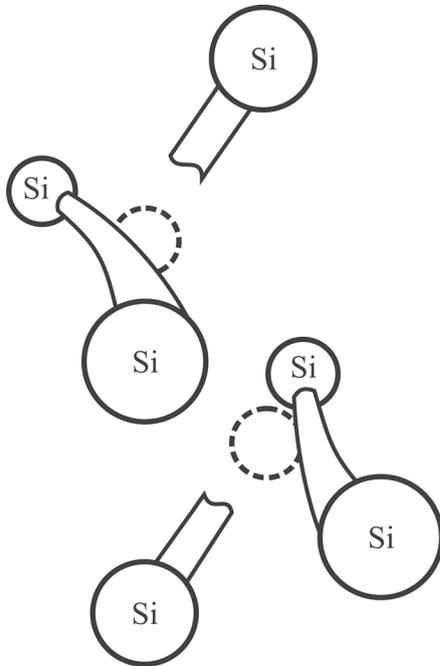


Рис. 4.4. Модель дивакансии [9]

Структура центра представлена на рис. 4.5. А-центр является доминирующим дефектом в кремнии, выращенном методом Чохральского и содержащем повышенную концентрацию кислорода ( $10^{17}$ – $10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Энергетическое положение А-центра  $E_c - 0,18$  эВ. Температура отжига А-центра составляет 300–375 °С. Уменьшение концентрации А-центров в ходе изотермического отжига при 300 °С представляет собой суперпозицию «быстрого» и «медленного» процесса. «Быстрый» процесс наблюдается в кристаллах с содержанием углерода  $N_C > 1,0 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. В обычных условиях

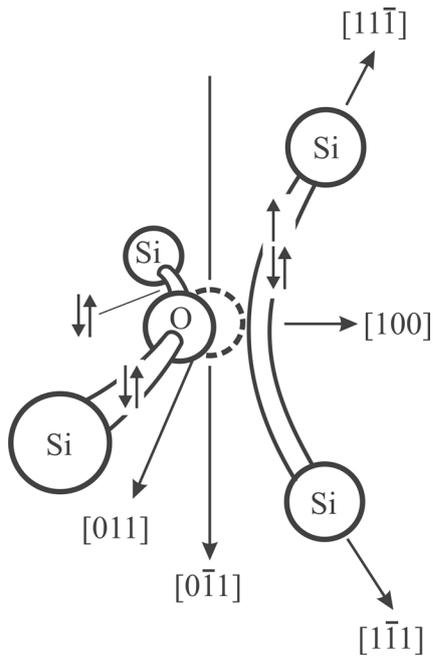
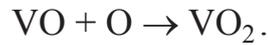


Рис. 4.5. Модель А-центра [9]

доминирует «медленный» процесс. Предполагается, что в этом случае А-центр диффундирует по кристаллу и захватывается атомом кислорода с образованием комплекса «вакансия + + два атома кислорода». Схему отжига А-центров можно представить в виде следующей реакции:



#### **Вакансия + атом донорной примеси (Е-центр)**

Дефекты, включающие вакансию и атом донорной примеси (фосфор, мышьяк, сурьма), доминируют в облученном кремнии, полученном методом бестигельной зонной плавки (концентрация кислорода не превышает  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). Характерной чертой Е-центров является то, что в нейтральном зарядовом состоянии методом ЭПР они наблюдаются при положении уровня Ферми ниже  $E_c - 0,4 \text{ эВ}$ . Модель Е-центра показана на рис. 4.6. Волновая функция неспаренного электрона имеет большую примесь  $p$ -состояния, чем гибридная  $s-p^3$ -орбиталь. Это является следствием того, что атом кремния оттянут от вакансии тремя своими ближайшими соседями. Неспаренный электрон локализован, в основном, вблизи этого атома кремния. Энергетическое положение Е-центра в кристаллах, легированных фосфором,

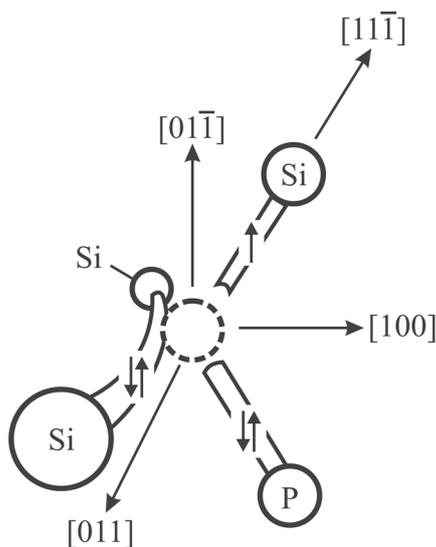


Рис. 4.6. Модель Е-центра [9]

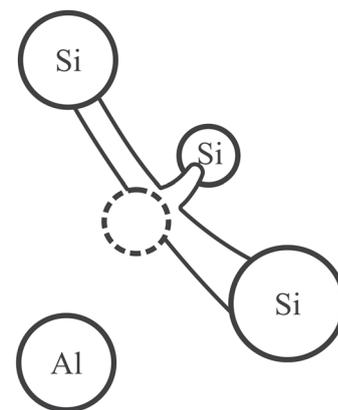


Рис. 4.7. Модель комплекса «вакансия + алюминий» [9]

мышьяком или сурьмой, различно. С увеличением ковалентного радиуса примеси  $r$  уровень становится ближе к дну зоны проводимости:  $E_c - 0,39$  эВ (V–Sb),  $E_c - 0,42$  эВ (V–As) и  $E_c - 0,44$  эВ (V–P). Температура отжига E-центра лежит в интервале 100–175 °С. Энергия активации отжига увеличивается с возрастанием ковалентного радиуса донорной примеси, входящей в E-центр, и зависит от зарядового состояния центра.

### ***Вакансия + атом акцепторной примеси (E-центр)***

В кристаллах кремния  $p$ -типа проводимости вакансия образует комплексы с акцепторной примесью замещения элементов III группы (бором, алюминием, галлием), аналогичные E-центрам. Появление комплексов при отжиге облученного кремния происходит одновременно с исчезновением изолированных вакансий. Модель комплекса «вакансия + алюминий» показана на рис. 4.7. Наличие кислорода или других конкурирующих центров захвата уменьшает эффективность введения комплексов «вакансия + акцепторная примесь».

### ***Вакансионные комплексы с кислородом***

В облученном кремнии с высоким содержанием кислорода помимо A-центров наблюдаются другие кислородсодержащие вакансионные комплексы: «дивакансия + кислород», «дивакансия + два атома кислорода», «вакансия + один, два и три атома кислорода» соответственно. Модель центра «дивакансия + кислород» представлена на рис. 4.8. Согласно модели, одна из двух вакансий находится вблизи Si–O–Si-связи, т. е. к A-центру добавляется одна вакансия. Атомы кремния 1 и 2 попарно связаны в окрестности вакансии, а соответствующие связи атомов 3 и 4 замкнуты кислородом, который смещен в область второй вакансии. В такой конфигурации слабосвязанными (или почти разорванными) и ненасыщенными остаются связи атомов 5 и 6. Захват двух вакансий двумя атомами кислорода приводит к образованию нового центра. Подобным же образом происходит формирование комплексов из трех вакансий с одним и тремя атомами кислорода. Отжиг дивакансий и центров «дивакансия + кислород» происходит при близких температурах ~ 350 °С.

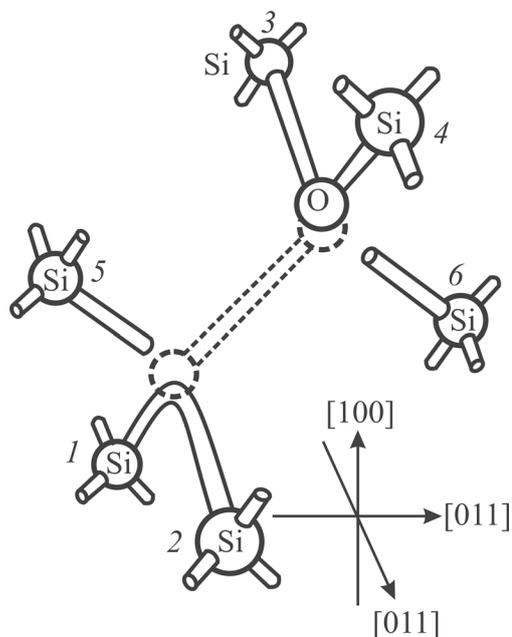


Рис. 4.8. Модель комплекса «дивакансия + кислород» [9]

## 5. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ БАРЬЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ В РАВНОВЕСНОМ И НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИЯХ

### 5.1. ПОЛУПРОВОДНИК В СОСТОЯНИИ РАВНОВЕСИЯ. УРОВЕНЬ ФЕРМИ И КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК

В термическом равновесии концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне выражаются через плотность состояний  $c$ - и  $v$ -зон  $g_{c(v)}(E)$  и функцию распределения Ферми – Дирака  $f_{FD}$ :

$$n = \int_{E_c}^{E_{c,top}} g_c(E) f_{FD}(E - E_F) dE; \quad p = \int_{E_{v,bot}}^{E_v} g_v(E) f_{FD}(E_F - E) dE, \quad (5.1)$$

где  $E_c$  и  $E_v$  – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны,  $E_{c,top}$  и  $E_{v,bot}$  – потолок  $c$ -зоны и дно  $v$ -зоны;  $E_F$  – уровень Ферми; в равновесии уровень Ферми  $E_F$  постоянен в объеме полупроводника.

В обычных полупроводниках уровень Ферми лежит в запрещенной зоне на расстоянии, много большем термической энергии  $k_B T$ , от дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, поэтому вместо статистики Ферми – Дирака применима больцмановская статистика, в которой

$$f_{FD}(E - E_F) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) \right]^{-1} \approx \exp\left(\frac{E_F - E}{k_B T}\right). \quad (5.2)$$

Плотность состояний полупроводника вблизи дна  $c$ -зоны и потолка  $v$ -зоны имеет вид:

$$g_c(E) = \frac{\sqrt{2} \cdot m_{dse}^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E - E_c}, \quad g_v(E) = \frac{\sqrt{2} \cdot m_{dsh}^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E_v - E}, \quad (5.3)$$

где  $m_{dse}$  и  $m_{dsh}$  – массы плотности состояний электронов и дырок. В кристаллическом кремнии  $m_{dse} = \nu^{2/3} m_e$ , ( $\nu = 6$  – количество эквивалентных долин зоны проводимости,  $m_e$  – масса плотности состояний электрона в одной долине);  $m_{dsh} = (m_{hh}^{3/2} + m_{lh}^{3/2})^{2/3}$  ( $m_{hh}$  и  $m_{lh}$  – эффективные массы плотности состояний тяжелых и легких дырок).

С учетом (5.2) и (5.3), если положить  $E_{c,top} = +\infty$ ,  $E_{v,bot} = -\infty$ , интегралы (5.1) берутся аналитически:

$$n = 2 \left( \frac{m_{dse} k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{E_c - E_F}{k_B T} \right) = n_i \exp\left( \frac{E_F - E_i}{k_B T} \right), \quad (5.4)$$

$$p = 2 \left( \frac{m_{dsh} k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left( \frac{E_v - E_F}{k_B T} \right) = n_i \exp\left( \frac{E_i - E_F}{k_B T} \right). \quad (5.5)$$

В формулах (5.4) и (5.5) введены величины собственной концентрации носителей  $n_i$  и эффективная середина запрещенной зоны  $E_i$ . Произведение концентраций электронов и дырок зависит от ширины запрещенной зоны  $E_g = E_c - E_v$  и равно квадрату собственной концентрации

$$pn = 2(m_{dse} m_{dsh})^{3/2} \left( \frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^3 \exp\left( -\frac{E_g}{k_B T} \right) = n_i^2. \quad (5.6)$$

В собственном полупроводнике, т. е. в полупроводнике, в котором отсутствуют заряженные донорные и акцепторные примеси, концентрации электронов и дырок равны друг другу и равны  $n_i$ . Уровень Ферми в собственном полупроводнике находится из условия  $n = p$  и равен величине  $E_i$

$$E_i = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3k_B T}{4} \ln\left( \frac{m_{dsh}}{m_{dse}} \right). \quad (5.7)$$

## 5.2. $p$ - $n$ -ПЕРЕХОД В СОСТОЯНИИ РАВНОВЕСИЯ. ОБЕДНЕННЫЙ СЛОЙ И ПОТЕНЦИАЛ НА ГРАНИЦЕ $p$ - $n$ -ПЕРЕХОДА

Рассмотрим  $p$ - $n$ -переход – соединение области полупроводника с электронной проводимостью ( $n$ -области), легированной преимущественно донорными примесями, и области полупроводника с дырочной проводимостью ( $p$ -области), легированной преимущественно акцепторными примесями.

Используем следующие обозначения:  $n_n$  – равновесная концентрация электронов ( $n_0$ ) в области с электронным типом проводимости ( $n$ -области),  $n_p$  – равновесная концентрация электронов ( $n_0$ ) в области с дырочным типом проводимости ( $p$ -области),  $p_n$  – равновесная концентрация дырок ( $p_0$ ) в  $n$ -области,  $p_p$  – равновесная концентрация дырок ( $p_0$ ) в  $p$ -области. Равновесные концентрации электронов и дырок выразим через  $n_i$ ,  $E_F$  и  $E_i$  по формулам (5.4) и (5.5).

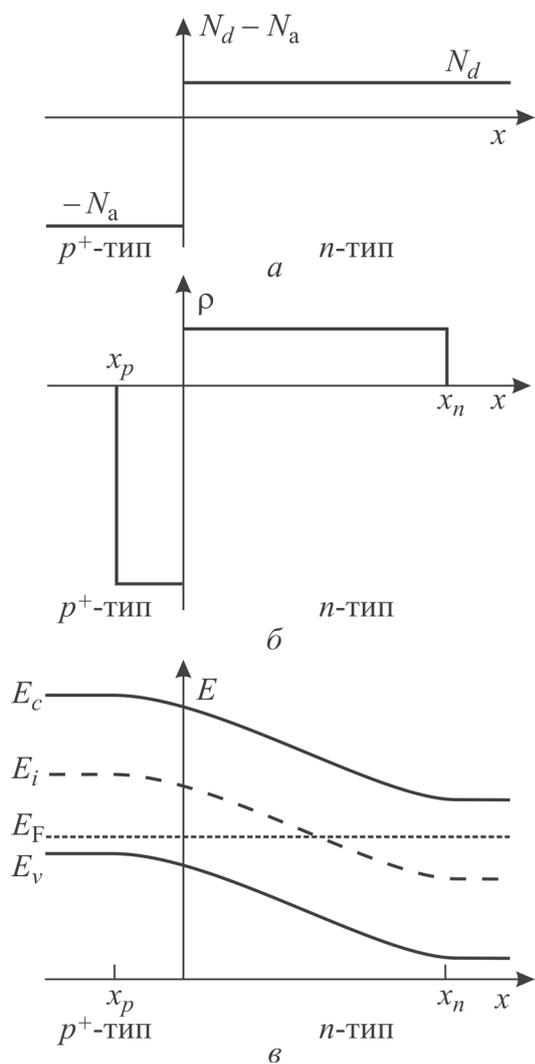


Рис. 5.1. Распределение донорной и акцепторной примеси в  $p$ - $n$ -переходе (а), плотность заряда (б) и зонная диаграмма  $p$ - $n$ -перехода (в)

Уровень Ферми  $E_F$  в равновесном состоянии постоянен в объеме полупроводника. Равновесные концентрации основных носителей ( $n_n$  и  $p_p$ ), а значит, и положение  $E_F$  относительно  $E_i$  определяются концентрациями доноров и акцепторов. В дальнейшем будем рассматривать не очень низкие температуры, когда все донорные и акцепторные примеси ионизованы. Тогда в  $n$ -области полупроводника концентрация электронов равна разности концентраций легирующей донорной и акцепторной примеси в  $n$ -области:  $n_n = N_d^{(n)} - N_a^{(n)}$ ; концентрация дырок в  $p$ -области равна разности концентраций легирующей акцепторной и донорной примеси в  $p$ -области:  $p_p = N_a^{(p)} - N_d^{(p)}$ .

Рассмотрим равновесный полупроводник с резким  $p$ - $n$ -переходом, в котором концентрации донорных и акцепторных примесей резко меняются на границе, как показано на рис. 5.1. Положение уровня Ферми  $E_F$  в  $n$ - и  $p$ -областях  $p$ - $n$ -перехода относительно середины примесной зоны  $E_i$  определяется соотношениями (5.4) и (5.5). Поскольку  $p$ - $n$ -переход находится в состоянии равновесия, уровень Ферми в нем не меняется. Из выражений (5.4) и (5.5) следует, что в глубинах  $p$ - и  $n$ -областей, где концентрации электронов и дырок равновесны, середина запрещенной зоны определяется как:

$$E_i|_{x \rightarrow -\infty} = E_F + k_B T \ln \left( \frac{p_p}{n_i} \right), \quad E_i|_{x \rightarrow +\infty} = E_F - k_B T \ln \left( \frac{n_n}{n_i} \right), \quad (5.8)$$

а высота потенциального барьера –

$$eU_b = E_i|_{x \rightarrow -\infty} - E_i|_{x \rightarrow +\infty} = k_B T \ln \left( \frac{n_n p_p}{n_i^2} \right). \quad (5.9)$$

Вблизи границы  $p$ – $n$ -перехода основные носители заряда диффундируют в соседние области, где их мало, оставляя после себя слой неподвижных заряженных примесей. В результате в  $n$ -области вблизи  $p$ – $n$ -перехода образуется обедненный электронами слой, заряд которого определяется положительными ионами (ионизированными неподвижными донорами). В  $p$ -области образуется заряженный слой из неподвижных отрицательно заряженных акцепторов. Поле заряженных обедненных слоев действует на электроны и дырки таким образом, что диффузионные потоки электронов и дырок уравниваются соответствующими дрейфовыми потоками под действием электрического поля.

Электростатический потенциал  $\varphi(x) = -E_i(x)$ , обусловленный существованием заряда вблизи  $p$ – $n$ -перехода, удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\rho}{\varepsilon}, \quad (5.10)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость решетки; для кремния  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 = 11,5 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м. Электростатический потенциал и его производная (электрическое поле) являются непрерывными.

Для решения уравнения Пуассона для  $p$ – $n$ -перехода используют следующее приближение: концентрация основных носителей вблизи  $p$ – $n$ -перехода меняется скачкообразно: от равновесной до нуля. Такое приближение оправдано, поскольку концентрация носителей экспоненциально зависит от  $E_i$ , а значит, и от потенциала, так что при плавном изменении потенциала концентрация электронов и дырок меняется резко. Концентрация дырок в  $p$ -области изменяется от  $p_p$  до 0 при  $x = x_p$ ; при  $x_p < x < 0$  плотность заряда равна плотности заряда ионизованных примесей, т. е.  $p_p$ . Концентрация электронов в  $n$ -области изменяется от  $n_n$  до 0 при  $x = x_n$ ; при  $0 < x < x_n$  плотность заряда равна плотности заряда ионизованных примесей, которая равна  $n_n$ . Используя это предположение, запишем плотность заряда вблизи границы в виде

$$\rho(x) = \begin{cases} -ep_p < 0 & \text{при } x_p < x < 0, \\ en_n > 0 & \text{при } 0 < x < x_n, \\ 0 & \text{при } x < x_p, x > x_n. \end{cases} \quad (5.11)$$

Распределение заряда по (5.11) приведено на рис. 5.1, б.

Интегрирование (5.10) с учетом (5.11) дает

$$\varphi(x) = \begin{cases} -\frac{e}{2\varepsilon} p_p (x - x_p)^2 + U_b, \\ \frac{e}{2\varepsilon} n_n (x - x_n)^2, \end{cases} \quad (5.12)$$

где  $U_b$  – контактная разность потенциалов. Зонная диаграмма  $p$ – $n$ -перехода, находящегося в равновесии, приведена на рис. 5.1, в.

Границы обедненного слоя  $x_p$  и  $x_n$  находятся из условий нейтральности

$$-x_p p_p = x_n n_n, \quad (5.13)$$

а также непрерывности  $\varphi(x)$  при  $x = 0$ :

$$x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon U_b}{e} \cdot \frac{p_p}{n_n(p_p + n_n)}}; \quad x_p = -\sqrt{\frac{2\varepsilon U_b}{e} \cdot \frac{n_n}{p_p(p_p + n_n)}}. \quad (5.14)$$

### 5.3. ПОЛУПРОВОДНИК В НЕРАВНОВЕСНОМ СОСТОЯНИИ. КВАЗИУРОВНИ ФЕРМИ. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ НЕРАВНОВЕСНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Неравновесное состояние в полупроводнике можно создать, например, осветив его. Другим примером неравновесного состояния является инжекция носителей в полупроводниках с  $p$ – $n$ -переходом.

Один из признаков неравновесного состояния – наличие неравновесных электронов и дырок. В результате этого произведение  $np$  отличается от  $n_i^2$ . Концентрацию электронов и дырок можно выразить через эффективные уровни Ферми (квазиуровни Ферми) для электронов  $E_{F(n)}$  и дырок  $E_{F(p)}$  по аналогии с формулами (5.4) и (5.5):

$$\begin{aligned} n &= n_i \exp\left(\frac{E_{F(n)} - E_i}{k_B T}\right); & p &= n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{F(p)}}{k_B T}\right); \\ np &= n_i^2 \exp\left(\frac{E_{F(n)} - E_{F(p)}}{k_B T}\right). \end{aligned} \quad (5.15)$$

При увеличении  $n$  в  $\exp(1) = 2,72$  раз квазиуровень Ферми  $E_{F(n)}$  увеличивается на значение  $k_B T$ . При увеличении  $p$  в  $\exp(1) = 2,72$  раз квазиуровень Ферми  $E_{F(p)}$  уменьшается на величину  $k_B T$ .

Другой признак неравновесного состояния – наличие токов или переноса электронов или дырок. Электрический ток в полупроводнике

есть сумма электронных и дырочных токов, описываемых выражениями (3.11) и (3.12). В одномерном случае, когда поле и градиенты концентрации меняются вдоль оси  $x$ , выражения (3.11) и (3.12) имеют вид:

$$j_n = e n \mu_n \mathcal{E} + e D_n \frac{\partial n}{\partial x}; \quad j_p = e p \mu_p \mathcal{E} - e D_p \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (5.16)$$

Соотношения (3.7), (3.8), связывающие скорость изменения концентрации носителей заряда с параметрами генерации и рекомбинации, также описывают поведение электронов и дырок в полупроводнике, находящемся в неравновесном состоянии. В идеальном  $p$ - $n$ -переходе при низком уровне возбуждения генерация носителей отсутствует, параметр  $G$  будем полагать равным нулю. Тогда в одномерном случае уравнения (3.7) и (3.8) переписутся в виде:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -R_n + \frac{1}{e} \frac{j_n}{\partial x}; \quad \frac{\partial p}{\partial t} = -R_p - \frac{1}{e} \frac{j_p}{\partial x}, \quad (5.17)$$

где  $R_{n(p)}$  – скорость рекомбинации электронов (дырок).

При низком уровне возбуждения, т. е. когда концентрация неравновесных неосновных носителей много меньше концентрации основных ( $p - p_p \ll n_n$  и  $n - n_p \ll p_p$ ), имеют место линейные законы: скорость рекомбинации в соответствии с формулой (2.9) пропорциональна концентрации неравновесных носителей. Так, в  $n$ -области полупроводника скорость рекомбинации дырок пропорциональна неравновесной концентрации дырок и характеризуется временем жизни дырок  $\tau_p$

$$R_p = \frac{p - p_p}{\tau_p}. \quad (5.18)$$

Такое же соотношение связывает скорость рекомбинации электронов в  $p$ -области со временем жизни электронов  $\tau_n$

$$R_n = \frac{n - n_p}{\tau_n}. \quad (5.19)$$

#### 5.4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИЙ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В $p$ - $n$ -ПЕРЕХОДЕ ПРИ ВНЕШНЕМ НАПРЯЖЕНИИ

К полупроводнику с  $p$ - $n$ -переходом приложено внешнее напряжение  $U_{pn}$ . Полагаем, что все падение напряжений происходит в пределах обедненного слоя. Такое предположение оправдано, поскольку проводимость обедненного слоя существенно ниже проводимости объемных  $p$ - и  $n$ -областей.

Поле внешнего источника добавляется к полю  $p$ - $n$ -перехода; потенциальный барьер  $p$ - $n$ -перехода (5.9) изменяется на величину  $eU_{pn}$

$$eU_b = E_i \Big|_{x \rightarrow -\infty} - E_i \Big|_{x \rightarrow +\infty} = k_B T \ln \left( \frac{n_n p_p}{n_i^2} \right) + eU_{pn} = eU_{b0} + eU_{pn}, \quad (5.20)$$

где  $eU_{b0} = k_B T \ln(n_n p_p / n_i^2)$  – энергетический барьер для электронов и дырок в  $p$ - $n$ -переходе в состоянии равновесия.

Зонная диаграмма  $p$ - $n$ -перехода при внешнем напряжении показана на рис. 5.2.

Изменения квазиуровней Ферми электронов  $E_{F(n)}$  и дырок  $E_{F(p)}$  с расстоянием определяются концентрациями носителей в соответствии с (5.15). Концентрация электронов в  $n$ -области и дырок в  $p$ -области за пределами обедненного слоя близка к равновесной ( $n/n_n \Big|_{x > x_n} \approx 1$ ;  $p/p_p \Big|_{x < x_p} \approx 1$ ), так что квазиуровень Ферми электронов  $E_{F(n)}$  постоянен в  $n$ -области, а квазиуровень Ферми дырок  $E_{F(p)}$  постоянен в  $p$ -области. Разность между квазиуровнями Ферми электронов и дырок в  $p$ - и  $n$ -областях равна

$$E_{F(n)} \Big|_{x \rightarrow +\infty} - E_{F(p)} \Big|_{x \rightarrow -\infty} = eU_{pn}. \quad (5.21)$$

Будем полагать, что рекомбинация носителей заряда в пределах обедненного слоя  $p$ - $n$ -перехода не происходит. Такое предположение справедливо для идеальных  $p$ - $n$ -переходов с низкой концентрацией центров рекомбинации. Тогда в пределах обедненного слоя квазиуровни Ферми электронов и дырок почти постоянны; квазиуровень Ферми электронов в обедненном слое постоянен и равен квазиуровню Ферми электронов в  $n$ -области; квазиуровень Ферми дырок в обедненном слое постоянен и равен квазиуровню Ферми дырок в  $p$ -области:

$$E_{F(n)}(x \geq x_p) = E_{F(n)}(x \rightarrow +\infty), \quad E_{F(p)}(x \leq x_n) = E_{F(p)}(x \rightarrow -\infty). \quad (5.22)$$

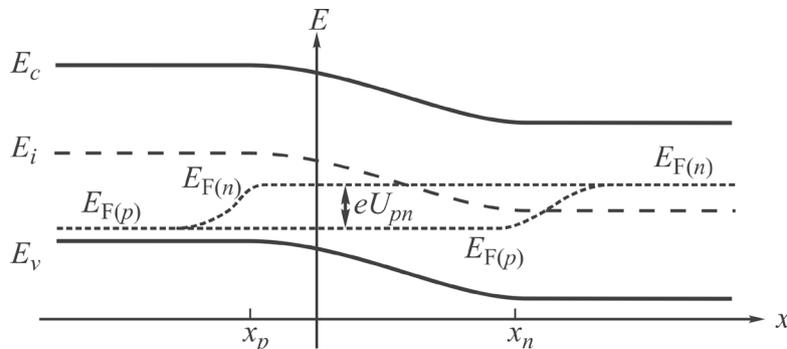


Рис. 5.2. Зонная диаграмма  $p$ - $n$ -перехода при внешнем напряжении

Рекомбинация происходит за пределами обедненного слоя; характерное расстояние, на котором концентрация рекомбинирующих носителей уменьшается в  $\exp(1)$  раз, назовем диффузной длиной. Если диффузная длина много меньше  $n$ - и  $p$ -областей, то в глубине  $p$ - и  $n$ -областей концентрация неосновных носителей равна равновесной ( $p(x \rightarrow +\infty) = p_n$ ;  $n(x \rightarrow +\infty) = n_n$ ;  $p(x \rightarrow -\infty) = p_p$ ;  $n(x \rightarrow -\infty) = n_p$ ) и квазиуровни Ферми электронов и дырок совпадают:

$$E_{F(n)}(x \rightarrow -\infty) = E_{F(p)}(x \rightarrow -\infty), \quad E_{F(n)}(x \rightarrow +\infty) = E_{F(p)}(x \rightarrow +\infty). \quad (5.23)$$

Из формул (5.21)–(5.23) следует, что квазиуровень Ферми дырок на границе обедненной области  $n$ -типа ( $E_{F(p)}|_{x=x_n}$ ) превышает квазиуровень Ферми дырок в глубине  $n$ -области на  $eU_{pn}$ . Значит, концентрация неравновесных дырок на границе больше в  $\exp(eU_{pn}/k_B T)$  раз концентрации неравновесных дырок в глубине  $n$ -области. Аналогичное утверждение справедливо для неравновесных электронов в  $p$ -области. Выражения для неравновесной концентрации неосновных носителей на границе  $p$ – $n$ -перехода:

$$p|_{x=x_n} = p_n \exp\left(\frac{eU_{pn}}{k_B T}\right), \quad (5.24)$$

$$n|_{x=x_p} = n_p \exp\left(\frac{eU_{pn}}{k_B T}\right). \quad (5.25)$$

## 5.5. ЕМКОСТЬ $p$ – $n$ -ПЕРЕХОДА И ТОК СМЕЩЕНИЯ

С изменением напряжения  $U_{pn}$  на  $p$ – $n$ -переходе изменяется потенциальный барьер  $p$ – $n$ -перехода  $U_b$  (формула (5.20)), что в соответствии с (5.14) ведет к изменению толщины слоя объемного заряда на  $n$ - и на  $p$ -стороне  $p$ – $n$ -перехода ( $|x_n|$ ,  $|x_p|$ ). Величины объемного заряда на  $n$ -стороне ( $Q_n^+ = eS n_n x_n$ ) и на  $p$ -стороне ( $|Q_p^-| = eS p_p |x_p|$ )  $p$ – $n$ -перехода изменяются пропорционально  $|x_n|$  и  $|x_p|$ . Поскольку заряд изменяется с напряжением,  $p$ – $n$ -переход обладает определенной барьерной емкостью  $C_{pn}$ . Ток смещения, обусловленный емкостью, равен

$$I_C = \frac{dQ}{dt} = C_{pn} \frac{dU_{pn}}{dt}, \quad (5.26)$$

где

$$C_{pn} = \frac{dQ_n^+}{dU_{pn}} = eS n_n \frac{dx_n}{dU_{pn}} = S \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e} \frac{n_n p_p}{(n_n + p_p) U_b}}. \quad (5.27)$$

Здесь мы выражаем емкость через изменение положительного заряда ( $Q_n^+$ ) на  $n$ -стороне  $p$ - $n$ -перехода.

Ток смещения (5.26) существует только при изменяющемся во времени напряжении и является частью полного тока через  $p$ - $n$ -переход. Барьерная емкость несимметричного  $p$ - $n$ -перехода, для которого  $p_p \gg n_n$ , равна

$$C_{pn} \approx S \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e} \frac{n_n}{(U_{b0} - U_{pn}(t))}}. \quad (5.28)$$

## 5.6. ТОК ЧЕРЕЗ $p$ - $n$ -ПЕРЕХОД

Полная плотность электрического тока есть сумма электронной и дырочной компонент (5.16), а также плотность тока смещения

$$j = j_n + j_p + \frac{C_{pn}}{S} \cdot \frac{dU_{pn}}{dt}. \quad (5.29)$$

Считаем, что полный ток одинаковый на всей протяженности структуры с  $p$ - $n$ -переходом. Поэтому, чтобы получить выражение для тока, достаточно записать полный ток (суммарный ток электронов и дырок) для любой координаты  $x$  структуры с  $p$ - $n$ -переходом.

Рассмотрим ток в  $n$ -области. При подаче положительного напряжения на  $p$ -область дырки диффундируют (инжектируются) из  $p$ -области в  $n$ -область и становятся в  $n$ -области неравновесными неосновными носителями. Концентрация дырок в  $n$ -области на границе  $p$ - $n$ -перехода определяется выражением (5.24); плотность дырочного тока – (5.16).

По мере удаления от  $p$ - $n$ -перехода в глубь  $n$ -области, дырочный диффузионный ток затухает вследствие рекомбинации дырок с электронами. Зато увеличивается электронный ток. Электроны диффундируют по направлению к  $p$ - $n$ -переходу, чтобы прорекомбинировать с дырками. Заметим, что такое движение электронов и дырок происходит не за счет действия электрического поля. Электроны за счет диффузии «всасываются» из внешних контактов; такое движение электронов образует ток через  $p$ - $n$ -переход. По мере приближения к  $p$ - $n$ -переходу дырочный ток увеличивается. Такие же утверждения применимы и для токов в  $p$ -области. Распределения электронного и дырочного токов по оси координат  $x$  приведены на рис. 5.3 [10].

В большинстве практически интересных случаев можно считать, что все падение напряжений извне к диоду сосредоточено в области  $p$ - $n$ -перехода и током проводимости неосновных носителей заряда можно пренебречь по сравнению с диффузионным током (приближение Шокли).

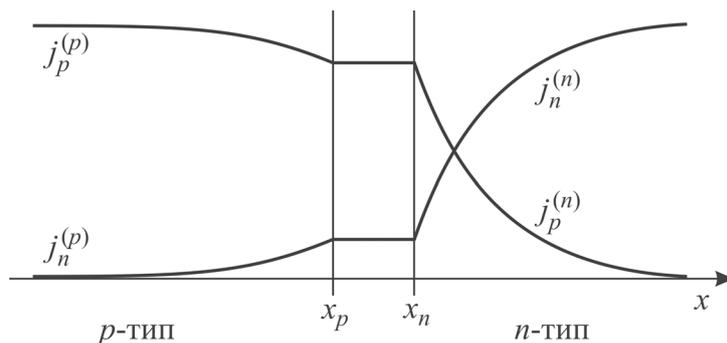


Рис. 5.3. Распределение электронного и дырочного токов в окрестности  $p$ - $n$ -перехода

На практике часто реализуемы несимметричные  $p$ - $n$ -переходы:  $p^+$ - $n$  или  $n^+$ - $p$ . В несимметричных  $p$ - $n$ -переходах концентрация неосновных носителей на более легированной стороне перехода много меньше концентрации неосновных носителей на менее легированной стороне в соответствии с правилом (5.6). Поэтому диффузионный ток неосновных носителей в более легированной области несуществен по сравнению с диффузионным током неосновных носителей в менее легированной области. Так, для  $p^+$ - $n$ -перехода диффузионный ток электронов в  $p$ -области значительно меньше диффузионного тока дырок в  $n$ -области, поэтому можно полагать, что суммарный ток электронов и дырок в  $p^+$ - $n$ -переходе равен дырочному току на границе  $p^+$ - $n$ -перехода. Следуя формулам (5.16) и (5.29) и пренебрегая током проводимости неосновных носителей, выражение для плотности тока примет вид

$$\begin{aligned}
 j &= j_n + j_p + \frac{C_{pn}}{S} \cdot \frac{dU_{pn}}{dt} \approx \\
 &\approx j_p^{(n)} \Big|_{x=x_p} + \frac{C_{pn}}{S} \cdot \frac{dU_{pn}}{dt} \approx -eD_p \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=x_n} + \frac{C_{pn}}{S} \cdot \frac{dU_{pn}}{dt}. \quad (5.30)
 \end{aligned}$$

## 6. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОКА В ЦЕПИ «ДИОД + РЕЗИСТОР»

### 6.1. СИСТЕМА «ДИОД + РЕЗИСТОР». ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим цепь, состоящую из полупроводникового диода, последовательно соединенного с резистором  $R_l$ , как показано на рис. 6.1, *a*. Диод состоит из сильнолегированного полупроводника  $p^+$ -типа (анода) и слабо-

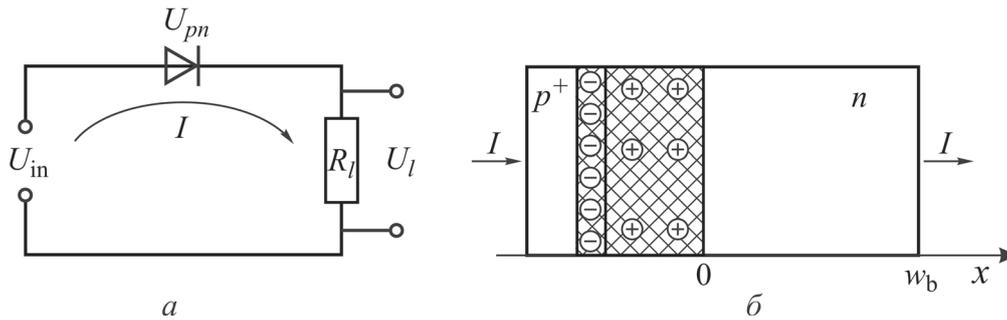


Рис. 6.1. Диод, последовательно соединенный с резистором  $R_l$  (а); схематическое изображение  $p$ - $n$ -перехода (б);  $U_{in}$  – входное напряжение,  $U_l$  – падение напряжения на резисторе

легированного полупроводника  $n$ -типа (базы) толщиной  $w_b$  (рис. 6.1, б). Ось координат  $x$  направим перпендикулярно плоскости  $p^+$ - $n$ -перехода. Сопротивление базы  $n$ -типа диода обозначим  $R_b$ .

Пусть к диоду и резистору, начиная с момента времени  $t_{-\infty}$ , приложено зависящее от времени входное напряжение  $U_{in}(t)$  и в цепи возбуждается ток  $I(t)$ . Падение напряжения происходит на  $p^+$ - $n$ -переходе диода ( $U_{pn}$ ), на базе диода ( $IR_b$ ) и на резисторе ( $IR_l$ ), так что

$$U_{in} = U_{pn} + I(R_b + R_l). \quad (6.1)$$

В качестве отклика цепи « $p^+$ - $n$ -переход + резистор» на входное напряжение  $U_{in}(t)$  будем рассматривать возбуждаемый в цепи ток  $I(t)$ , пропорциональный падению напряжения на резисторе  $U_l = IR_l$ .

Предположим, что концентрация дырок в базе диода  $p = p(x, t)$  зависит только от координаты  $x$  и времени  $t$ . Будем рассматривать диод только при таких напряжениях  $U_{pn}$ , когда концентрация инжектированных в базу диода дырок  $\delta p(x, t) = p(x, t) - p_n$ , где  $p_n$  – равновесная концентрация дырок много меньше концентрации электронов в базе диода. В этом случае ток  $I$ , а значит, и величина приложенного напряжения  $U_{in}$  не влияет на сопротивление базы  $R_b$ .

Ток через  $p^+$ - $n$ -переход в соответствии с формулами (5.16) и (5.29) равен сумме диффузионного, дрейфового и рекомбинационного токов электронов и дырок и тока смещения. Диффузионный ток электронов в  $p^+$ -области пренебрежимо мал по сравнению с диффузионным током дырок в  $n$ -области, поскольку концентрация электронов в  $p^+$ -области много меньше концентрации дырок в  $n$ -области. Поэтому пренебрегаем также дрейфовым и рекомбинационным компонентами тока на внешней границе  $p^+$ - $n$ -перехода (двойного электрического слоя) со стороны  $n$ -области, т. е. при  $x \rightarrow +0$

(предельный переход к нулю справа). Тогда силу тока  $I = jS$  через диод можно выразить через концентрацию дырок  $p$  в базе и падение напряжения на  $p^+ - n$ -переходе  $U_{pn}$  [2, 11]

$$I = I_{\text{dif}} + I_C = -eD_p S \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} + C_{pn} \frac{dU_{pn}}{dt}, \quad (6.2)$$

где  $D_p$  – коэффициент диффузии дырок;  $S$  – сечение  $p^+ - n$ -перехода.

Воспользуемся уравнением непрерывности для диффундирующих в базе диода дырок, которое после подстановки (5.18) и (5.16) в выражение (5.17) запишется в виде

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{p - p_n}{\tau_p} + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (6.3)$$

с граничными условиями:

$$p|_{x \rightarrow w_b^-} = p_n; \quad (6.4)$$

$$p|_{x \rightarrow +0} = p_n \exp\left(\frac{eU_{pn}(t)}{k_B T}\right), \quad (6.5)$$

где  $w_b$  – толщина  $n$ -области (базы);  $\tau_p$  – время жизни дырок в базе диода;  $p_n$  – концентрация дырок в термодинамическом равновесии;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура; « $x \rightarrow w_b^-$ » означает односторонний предельный переход слева к  $w_b$ .

## 6.2. СИСТЕМА «ДИОД + РЕЗИСТОР» ПРИ ПОСТОЯННОМ ТОКЕ ИЛИ МЕДЛЕННОМ ИЗМЕНЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ВО ВРЕМЕНИ

При постоянном токе или очень медленном изменении параметров во времени слагаемым  $\partial p / \partial t$  в уравнении (6.3) можно пренебречь. Тогда решение уравнения (6.3) с граничными условиями (6.4) и (6.5) есть [10]

$$p - p_n = p_n \left( \exp\left(\frac{eU_{pn}}{k_B T}\right) - 1 \right) \cdot \frac{\sinh\left(\frac{(x - w_b)}{\sqrt{D_p \tau_p}}\right)}{\sinh\left(\frac{-w_b}{\sqrt{D_p \tau_p}}\right)}, \quad (6.6)$$

где  $\sqrt{D_p \tau_p} = L_p$  – диффузионная длина дырок.

Сила тока  $I$  из уравнений (6.2) и (6.6) выражается через падение напряжения на  $p$ - $n$ -переходе  $U_{pn}$

$$I = eSp_n \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \coth\left(\frac{w_b}{\sqrt{D_p \tau_p}}\right) \cdot \left(\exp\left(\frac{eU_{pn}}{k_B T}\right) - 1\right) = I_s \cdot \left(\exp\left(\frac{eU_{pn}}{k_B T}\right) - 1\right), \quad (6.7)$$

где  $I_s = eSp_n \sqrt{D_p/\tau_p}$  – ток насыщения.

Уравнения (6.1) и (6.7) образуют систему, которая описывает ток через  $p$ - $n$ -переход диода при медленном изменении внешнего напряжения  $U_{in}$ . Пример решения системы уравнений (6.1), (6.7) относительно  $I$  и  $U_{pn}$  приведен на рис. 6.2.

Следует отметить, что в реальных диодах величина  $I_s$  пренебрежимо мала по сравнению с полным током, так что выражение (6.7) можно представить в виде

$$I \approx I_s \cdot \exp\left(\frac{eU_{pn}}{k_B T}\right). \quad (6.8)$$

Из уравнений (6.1) и (6.8) следует выражение, связывающее ток  $I$  и входное напряжение  $U_{in}$  в системе «диод + резистор» при  $U_{in} > 0$ ,

$$U_{in} = \frac{k_B T}{e} \ln\left(\frac{I}{I_s}\right) + I(R_b + R_l). \quad (6.9)$$

Вольт-амперные характеристики системы «диод + резистор» для медленно изменяющегося внешнего напряжения  $U_{in}$  приведены на рис. 6.2 для разных токов насыщения. Сопротивление резистора  $R_l = 10$  Ом и базы диода  $R_b = 1$  Ом (соответствует сопротивлению базы в реальном диоде).

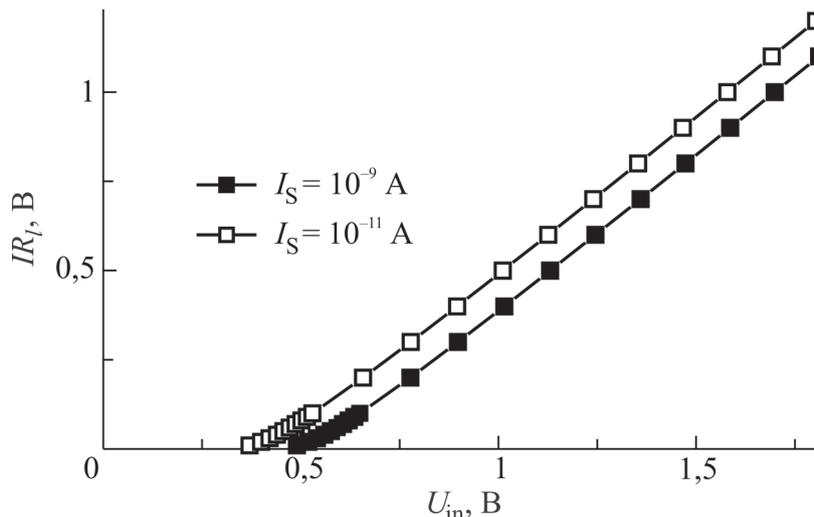


Рис. 6.2. Передаточные характеристики системы «диод + резистор» при медленно меняющемся внешнем напряжении

При обратном внешнем напряжении ( $U_{in} \ll -k_B T/e$ ) основное падение напряжений происходит на  $p^+-n$ -переходе

$$|U_{pn}| \approx |U_{in}| \gg |IR_l| \quad (6.10)$$

и величина тока должна быть равна току насыщения  $I = -I_s$ . При высоком прямом внешнем напряжении падение напряжения на  $p-n$ -переходе мало по сравнению с падением напряжения на резисторе и сила тока определяется сопротивлением резистора:  $U_l \approx U_{in}$ ;  $I \approx U_{in}/R_l$ . Падение напряжения на  $p-n$ -переходе в этом случае определяется из уравнения (6.7)

$$U_{pn} = \frac{k_B T}{e} \ln \left( \frac{U_{in}}{R_l I_s} + 1 \right). \quad (6.11)$$

### 6.3. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ, ОПИСЫВАЮЩИХ СИСТЕМУ «ДИОД + РЕЗИСТОР»

Зависимость от времени тока  $I(t)$  через диод и резистор при входном напряжении  $U_{in}(t)$  можно найти, решив систему уравнений (6.1)–(6.5).

Решение дифференциального уравнения (6.3) можно записать, если известна зависимость падения напряжений на  $p-n$ -переходе  $U_{pn}(t)$  от времени или если известна зависимость силы тока в цепи  $I(t)$  от времени (см. прил. Б).

При известном  $U_{pn}(t)$  распределение неравновесных дырок  $\delta p(x, t) = p(x, t) - p_n$  в зависимости от времени и координаты дается выражением (формула (Б.10) прил. Б)

$$\delta p = \frac{1}{2\sqrt{\pi} \cdot D_p^{1/2}} \int_{t=-\infty}^t \frac{\delta p(x, \tau)|_{x \rightarrow +0}}{(t-\tau)^{3/2}} x \exp \left( -\frac{t-\tau}{\tau_p} - \frac{x^2}{4D_p(t-\tau)} \right) d\tau. \quad (6.12)$$

Диффузионный ток дырок выражается через градиент их концентрации в соответствии с уравнением (6.2)

$$I_{dif} = -eD_p S \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x \rightarrow +0} = \frac{-I_s}{2\sqrt{\pi}\tau_p} \lim_{x \rightarrow +0} \left( \int_{t=-\infty}^t \frac{\exp \left( \frac{eU_{pn}(\tau)}{k_B T} \right) - 1}{[(t-\tau)/\tau_p]^{3/2}} \times \right. \\ \left. \times \left( 1 - \frac{x^2 \tau_p}{2L_p^2(t-\tau)} \right) \exp \left( -\frac{t-\tau}{\tau_p} - \frac{x^2 \tau_p}{4L_p^2(t-\tau)} \right) d\tau \right), \quad (6.13)$$

где  $I_s = eS p_n \sqrt{D_p/\tau_p}$  – ток насыщения диода.

Таким образом, сила тока через  $p$ - $n$ -переход находится аналитически для произвольной формы падения напряжения на  $p$ - $n$ -переходе  $U_{pn}(t)$ .

При известном  $I(t)$  распределение дырок дается выражением (формула (Б.14) прил. Б)

$$\delta p = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{eSD_p^{1/2}} \int_{t_{-\infty}}^t \frac{I_{\text{dif}}(\tau)}{(t-\tau)^{1/2}} \exp\left(-\frac{t-\tau}{\tau_p} - \frac{x^2}{4D_p(t-\tau)}\right) d\tau. \quad (6.14)$$

Падение напряжений на  $p$ - $n$ -переходе определяется из условия (6.5)

$$p_n \exp\left(\frac{eU_{pn}}{k_B T}\right) = p_n + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{eSD_p^{1/2}} \int_{t_{-\infty}}^t \frac{I_{\text{dif}}(\tau)}{(t-\tau)^{1/2}} \exp\left(-\frac{t-\tau}{\tau_p}\right) d\tau. \quad (6.15)$$

Из соотношений (6.13) и (6.15) видно, что концентрацию неравновесных дырок в  $n$ -области можно выразить через напряжение  $U_{pn}(t)$  на  $p^+$ - $n$ -переходе или через диффузионный ток  $I_{\text{dif}}(t)$  дырок в базе диода. Однако зависимости  $U_{pn}(t)$  и  $I_{\text{dif}}(t)$  не заданы явно, а связаны с  $U_{\text{in}}(t)$  равенством (6.1). Для полного численного решения (6.1)–(6.5) и нахождения  $U_{pn}(t)$  и  $I(t)$  при известном  $U_{\text{in}}(t)$  можно использовать каждое из выражений (6.13) и (6.15), связывающих  $U_{pn}(t)$  и  $I_{\text{dif}}(t)$ .

Разобьем интервал времени  $[0, +\infty)$  на отрезки с шагом  $\delta t$ . Границы  $k$ -го отрезка суть  $t_k = \delta t \cdot k$ ;  $t_{k+1} = \delta t(k+1)$ ,  $k = 0, 1, \dots$ . Аппроксимируем  $U_{pn}(t)$  на каждом отрезке  $[t_k, t_{k+1}]$  линейной функцией

$$U_{pn}(t) = U_{pn(k)} + \frac{t}{\delta t} (U_{pn(k+1)} - U_{pn(k)}) \quad \text{при } t_k < t < t_{k+1}, \quad (6.16)$$

где  $U_{pn(k)} = U_{pn}(t_k)$  – падение напряжения на  $p^+$ - $n$ -переходе в моменты времени  $t_k$ . Предположение (6.16) оправдано при малом  $\delta t$  и не слишком быстром изменении  $U_{pn}(t)$  во времени.

Диффузионный ток  $I_{\text{dif}(k+1)}$  в момент  $t_{k+1}$  находится после подстановки (6.16) в (6.13)

$$I_{\text{dif}(k+1)} = \frac{-I_s}{2\sqrt{\pi}\tau_p} \lim_{x \rightarrow +0} \left( \sum_{l=0}^k \int_{t_l}^{t_{l+1}} \frac{\exp\left(\frac{eU_{pn(l)}(\tau)}{k_B T}\right) - 1}{[(t-\tau)/\tau_p]^{3/2}} \left(1 - \frac{x^2\tau_p}{2L_p^2(t-\tau)}\right) \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{t-\tau}{\tau_p} - \frac{x^2\tau_p}{4L_p^2(t-\tau)}\right) d\tau \right). \quad (6.17)$$

При численном нахождении  $U_{pn(k+1)} = U_{pn}(t_{k+1})$  в уравнении (6.17) для каждого  $k$  используются величины  $U_{pn(k)} = U_{pn}(t_k)$ , вычисленные последовательно, начиная с  $k = 0$ . При этом для каждого  $k$  значение  $U_{pn(k+1)}$  подбирается таким образом, чтобы в момент времени  $t_{k+1}$  полное падение напряжения в цепи, равное сумме падения напряжения на омических участках  $(R_b + R_l)I$  и падения напряжения на  $p^+ - n$ -переходе  $U_{pn(k+1)}$ , было равно входному напряжению, приложенному к цепи,  $U_{in(k+1)}$

$$(R_b + R_l) \left( I_{\text{dif}(k+1)} + C_{pn} \frac{dU_{pn}}{dt} \Big|_{t=t_{k+1}} \right) + U_{pn(k+1)} = U_{in(k+1)}. \quad (6.18)$$

Таким образом, значение  $U_{pn(k+1)}$  можно найти, если известно  $U_{pn(k)}$ . Начальное значение выбирается  $U_{pn(0)} = 0$ . Численный метод (6.17)–(6.18) использует решение (6.13) дифференциального уравнения диффузии дырок (6.3); в формуле (6.13) сила тока  $I(t)$  выражается через падение напряжения на  $p - n$ -переходе  $U_{pn}(t)$ .

Аналогично для численного решения системы уравнений (6.1)–(6.5) можно использовать решение (6.15), в котором падение напряжений на  $p - n$ -переходе  $U_{pn}(t)$  выражается через силу тока  $I_{\text{dif}}(t)$ . Для этого положим, что диффузионный ток  $I_{\text{dif}}(t)$  изменяется линейно на каждом отрезке  $(t_k, t_{k+1})$  времени

$$I_{\text{dif}}(t) = I_{\text{dif}(k)} + \frac{t - t_k}{\delta t} (I_{\text{dif}(k+1)} - I_{\text{dif}(k)}) \quad \text{при } t_k < t < t_{k+1}. \quad (6.19)$$

Зная  $I_{\text{dif}(k+1)}$  и используя выражение (6.15), находим  $U_{pn(k+1)}$  из соотношения:

$$p_n \exp\left(\frac{eU_{pn(k+1)}}{k_B T}\right) = p_n + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{eSD_p^{1/2}} \sum_{l=0}^k \int_{t_l}^{t_{l+1}} \frac{I_{\text{dif}}(\tau)}{(t - \tau)^{1/2}} \exp\left(-\frac{t - \tau}{\tau_p}\right) d\tau. \quad (6.20)$$

Величина  $I_{\text{dif}(k+1)}$  в уравнении (6.19) подбирается так, чтобы при найденной величине  $U_{pn(k+1)}$  выполнялось условие (6.18).

Оба численных метода (6.17)–(6.18) и (6.18)–(6.20) дают достаточно близкие результаты. Точность расчетов определяется точностью вычисления интегралов и величиной шага по времени  $\delta t$ .

Результаты численного решения системы уравнений (6.1)–(6.5) методом (6.18)–(6.20) для разных входных сигналов  $U_{in}(t)$  и различных значений времени жизни дырок  $\tau_p$  приведены на рис. 6.3.

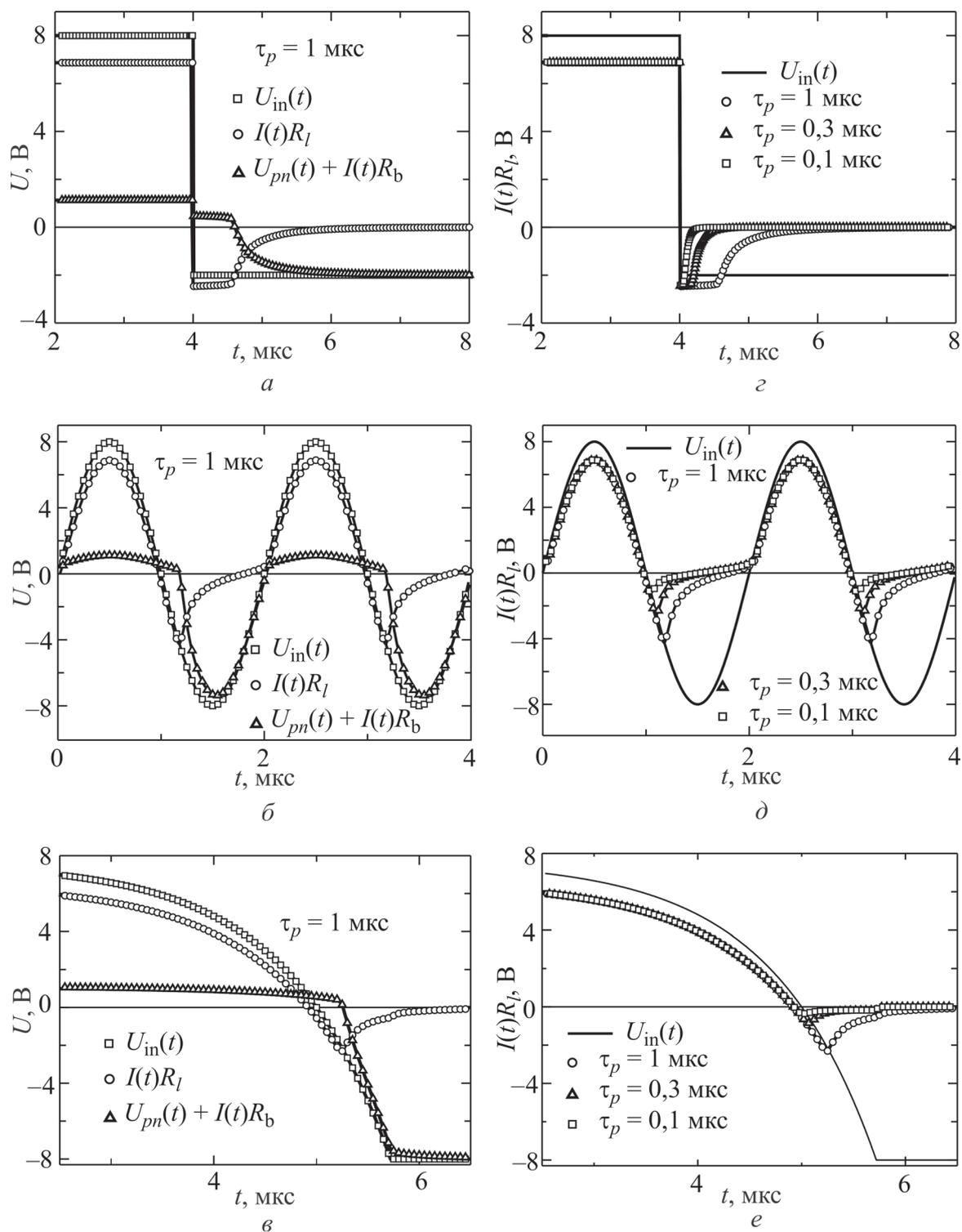


Рис. 6.3. Зависимости падения напряжения от времени, полученные численным решением системы уравнений (6.1)–(6.7) для различных входных сигналов: *a, z* – резкого перепада входного напряжения; *б, д* – синусоидального сигнала; *в, е* – входного сигнала вида (6.21) (на рис. *z–е* приведены зависимости падения напряжения на резисторе для различных  $\tau_p$  (1; 0,3; 0,1 мкс))

Параметры входных сигналов: ступенчатый входной импульс – переключение внешнего напряжения  $U_{in}$  от +8 до -2 В (рис. 6.3, а, з); синусоидальный сигнал с амплитудой 8 В и периодом 2 мкс (рис. 6.3, б, д), входной сигнал в виде функции

$$U_{in}(t) [\text{В}] = 7,6 \cdot \left( 1 - \exp\left(\frac{t[\text{мкс}] - 5,0}{1,0}\right) \right). \quad (6.21)$$

Параметры диодов, использовавшиеся при моделировании:  $R_b = 0,7$  Ом;  $S = 0,2$  см<sup>2</sup>;  $D_p = 12,3$  см<sup>2</sup>/с;  $p_n = 10^5$  см<sup>-3</sup>;  $C_{pn} = 3,6$  нФ.

Входное напряжение  $U_{in}(t)$ , падение напряжения на диоде  $U_{pn}(t) + I(t)R_b$  и на резисторе  $I(t) \cdot R_l$  показано на рис. 6.3, а–в. Зависимости падения напряжения на резисторе  $I(t) \cdot R_l$  от времени для различных  $\tau_p$  (1; 0,3 и 0,1 мкс) показаны на рис. 6.3, з–е.

## 6.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ИЗ ПЕРЕХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Существование обратного тока является проявлением конечности времени жизни неосновных носителей. Обратный ток существует за счет диффузии неосновных носителей, которые не успели прорекомбинировать. Существующие методы измерения  $\tau_p$  по форме отклика сигнала основаны на измерении параметров обратного тока.

Для *ступенчатого* перепада входного напряжения имеем

$$U_{in}(t) = \begin{cases} U_{in}^{(\text{dir})}, & \text{при } t < t_0, \\ -|U_{in}^{(\text{inv})}|, & \text{при } t > t_0, \end{cases} \quad (6.22)$$

ток также изменяется ступенчато в момент времени  $t = t_0$ . Обратный ток является постоянным до момента времени  $t = t_1$  (рис. 6.4, а). Выполняется следующее соотношение, связывающее прямой ток  $I_{\text{dir}} = I_{\text{dif}}^{(\text{m})}$ , обратный ток  $I_{\text{inv}}$ , продолжительность существования постоянного обратного тока  $t_1 - t_0$  и время жизни неосновных носителей заряда  $\tau_p$  ([11], формула (В.10) прил. В):

$$\text{erfc}\left(\sqrt{\frac{t_1 - t_0}{\tau_p}}\right) = \frac{|I_{\text{inv}}|}{I_{\text{dir}} + |I_{\text{inv}}|}, \quad (6.23)$$

где

$$\text{erfc}(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_t^{\infty} \exp(-\tau^2) d\tau. \quad (6.24)$$

Таблица значений функции  $\text{erfc}(t)$  приведена в прил. Г.

Для линейного спада входного напряжения

$$U_{\text{in}}(t) = -\frac{U_{\text{in}}^{(m)}}{\tau_1}(t - t_0), \quad (6.25)$$

ток также спадает линейно, обращаясь в ноль в момент времени  $t_0^*$  и достигая минимального значения в момент времени  $t_1$  (рис. 6.4, б). Время нарастания обратного тока  $\delta t_{\text{inv}} = t_1 - t_0^*$  связано с временем жизни неосновных носителей  $\tau_p$  соотношением ([2, 12], формула (В.13) прил. В)

$$t_1 - t_0^* = \tau_p/2. \quad (6.26)$$

Формулы (6.23) и (6.26) известны в литературе [2, 11, 12] и используются для определения времени жизни неосновных носителей заряда на практике. Выражение (6.23) является классическим выражением для определения времени жизни при резком перепаде внешнего напряжения [11, 12]. Однако при резком перепаде напряжения барьерная емкость диода, а также паразитные емкость и индуктивность измерительной цепи существенно искажают отклик, что затрудняет использование выражения (6.23). Соотношение же (6.26) выполняется, если время спада тока существенно превышает  $\tau_p$  (более чем в 3 раза;  $t_0^* - t_{\infty} > 3\tau_p$  [2]). При этом максимальный обратный ток незначителен по сравнению с максимальным положительным током, что затрудняет использование линейно спадающего тока для определения  $\tau_p$ .

Рассмотрим также определение времени жизни по отклику на входное напряжение, которое до момента времени  $t_2$  экспоненциально уменьшается, а затем не меняется (рис. 6.4, в)

$$U_{\text{in}}(t) = \begin{cases} U_{\text{in}}^{(m)} \left( 1 - \exp\left(\frac{t - t_0}{\tau_1}\right) \right), & \text{при } t < t_2, \\ U_{\text{in}}^{(m)} \left( 1 - \exp\left(\frac{t_2 - t_0}{\tau_1}\right) \right), & \text{при } t > t_2, \end{cases} \quad (6.27)$$

где  $U_{\text{in}}^{(m)}$  – начальное значение входного напряжения;  $t_0$  – момент обращения внешнего напряжения в нуль; постоянная  $\tau_1$  характеризует скорость экспоненциального спада.

Сила тока для входного напряжения вида (6.27) будет иметь вид (рис. 6.4, в, формула (В.15) прил. В)

$$I_{\text{dif}}(t) = I_{\text{dif}}^{(m)} \left( 1 - \exp\left(\frac{t - t_0^*}{\tau_1}\right) \right), \text{ при } t < t_1, \quad (6.28)$$

где  $t_0^*$  – момент обращения тока в нуль;  $t_1$  – момент достижения током минимального значения;  $I_{\text{dif}}^{(m)}$  – максимальное значение тока. Время нарастания обратного тока  $\delta t_{\text{inv}} = t_1 - t_0^*$  связано с временем жизни неосновных носителей следующим соотношением (прил. В, формула (В.17)):

$$\tau_p = \tau_1 \left( \exp \left( \frac{2(t_1 - t_0^*)}{\tau_1} \right) - 1 \right). \quad (6.29)$$

Формула (6.29) позволяет находить  $\tau_p$  по экспериментальной кривой  $I_{\text{dif}}(t)$ , дающей  $t_1$  (при  $t_2 > t_1$ ). В момент времени  $t = t_1$  сила тока достигает своего минимального значения, равного  $I_{\text{dif}}^{(m)}(1 - \sqrt{\tau_p/\tau_1 + 1})$ ; отсюда следует, что если  $\tau_p$  не превышает  $\tau_1$  более чем в 3 раза, то обратный ток по абсолютной величине не будет превышать максимальный прямой ток.

Как и для линейно спадающего входного сигнала, входной сигнал вида (6.27) не влияет на отклик при  $t > t_1$ . Поэтому для нахождения  $\tau_p$  входной сигнал может быть задан в виде (6.27) только при  $t < t_1$  (т. е. нужно, чтобы было  $t_2 > t_1$ ). Но в отличие от линейно спадающего сигнал может иметь форму (6.27) сколь угодно долго до момента времени  $t_1$ .

Для «смещенного» (на величину  $U_1$ ) синусоидального входного напряжения имеем

$$U_{\text{in}}(t) = U_1 + U_{\text{in}}^{(m)} \sin(\omega t), \quad (6.30)$$

сила тока тоже синусоидально зависит от времени (формула (В.19) прил. В). При правильном выборе  $U_1$  сила тока может иметь вид (рис. 6.3, з)

$$I_{\text{dif}}(t) = I_{\text{dif}}^{(m)} \sin \left( \frac{\pi t}{0,5T_s} \right), \quad 0 < t < t_1, \quad (6.31)$$

где  $I_{\text{dif}}^{(m)}$  – амплитуда;  $0,5T_s$  – полупериод силы тока.

Для несмещенного синусоидального тока (6.31) время жизни неосновных носителей  $\tau_p$  связано с временем нарастания обратного тока  $\delta t_{\text{inv}} = t_1 - 0,5T_s$  ( $t_1$  – момент достижения обратным током максимального значения) следующим образом (формула (В.21) прил. В):

$$t_1 = \frac{0,5 \arctg(\omega \tau_p) + \pi}{\omega} \quad \text{или} \quad \tau_p = \frac{\text{tg}(2t_1 \omega)}{\omega}. \quad (6.32)$$

Формулы (6.23), (6.26), (6.29), (6.32) позволяют определить время жизни неосновных носителей по измеренному интервалу  $\delta t_{\text{inv}} = t_1 - t_0^*$  между моментом времени  $t_0^*$ , когда ток равен нулю, и моментом времени  $t_1$ , когда обратный ток перестает повторять форму входного напряжения для сигналов входного напряжения вида (6.22), (6.25), (6.27), (6.31).

## 7. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ЛАБОРАТОРНОГО ДИОДА

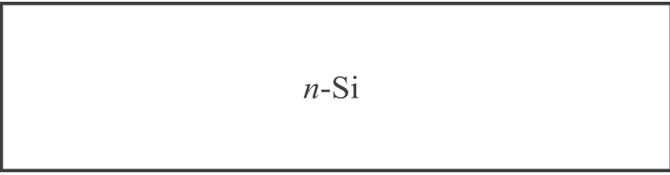
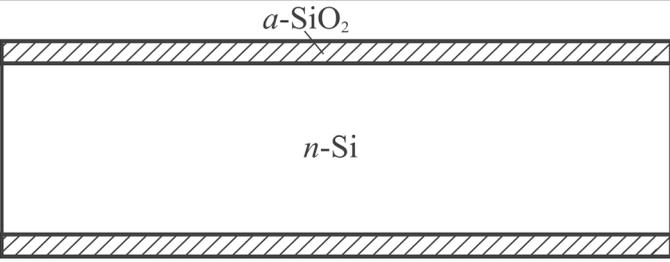
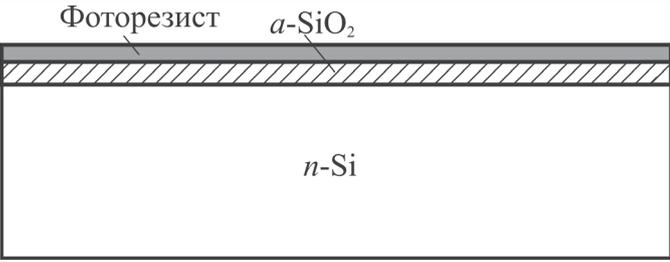
Кристаллы лабораторного диода изготавливались на пластинах монокристаллического кремния диаметром 76 мм, легированного фосфором с удельным сопротивлением 1,0 Ом·см и толщиной  $h = 360$  мкм (360 КЭФ 1,0). Для создания омического контакта с коллекторной стороны пластины методом диффузии фосфора при  $T = 1150$  °С формировалась сильнолегированная  $n^+$ -область.

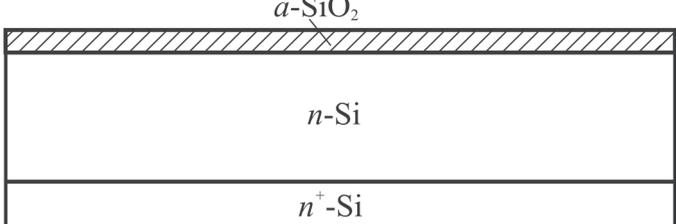
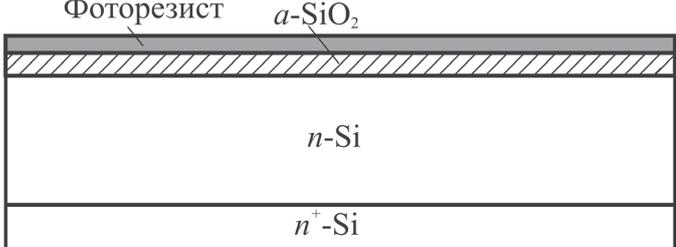
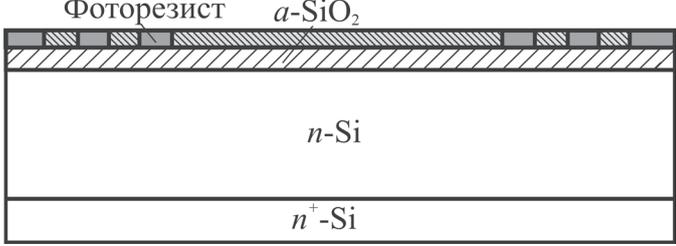
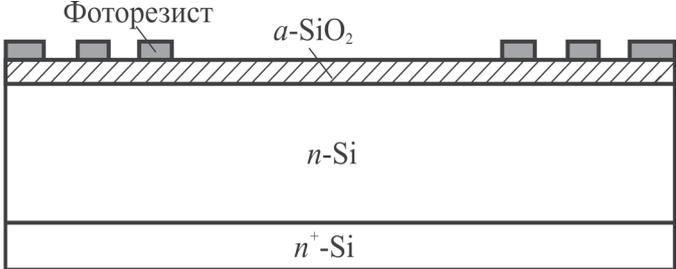
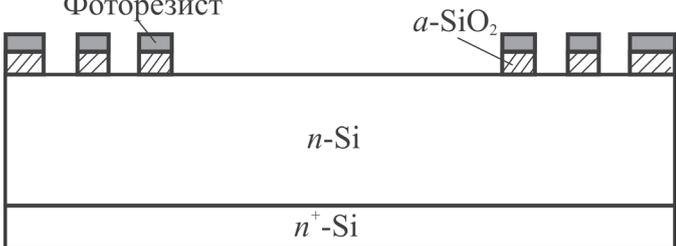
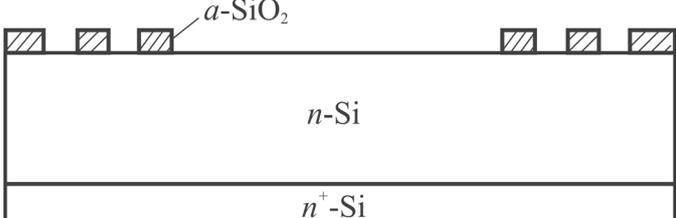
Область анода  $p^+$ -типа создавалась ионной имплантацией бора (энергия  $E = 60$  кэВ, доза  $D = 200$  мкКл/см<sup>2</sup>) с последующим отжигом дефектов и активацией примеси в окислительной атмосфере при температуре  $T = 1000$  °С (глубина залегания  $p$ - $n$ -перехода  $x_j \approx 2$  мкм). Для создания омических контактов к  $p^+$ -Si с планарной стороны и  $n^+$ -Si с коллекторной напылялся алюминий толщиной 1,0 мкм. Вжигание проводилось при  $T = 475$  °С в течение 20 мин в среде азота.

Основные этапы формирования конструктивных областей кристаллов диодов представлены в табл. 7.1. Схематическое сечение структуры готового кристалла диода показано на рис. 7.1. Эскизный маршрут изготовления диодов приведен в прил. Д.

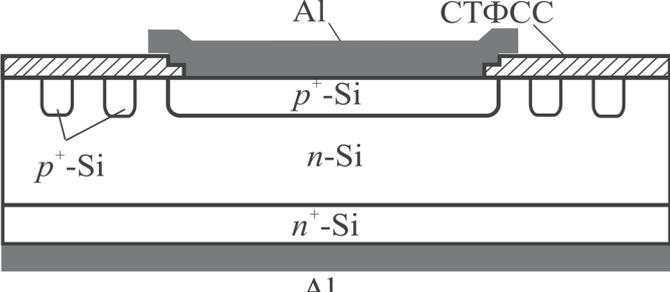
Таблица 7.1

**Основные технологические этапы формирования кристаллов диодов**

№ п/п	Схематическое сечение структуры кристалла	Операции
1	 $n$ -Si	Исходная пластина кремния 360 КЭФ 1,0 диаметром 76 мм
2	 $a$ -SiO <sub>2</sub> $n$ -Si	Пирогенное окисление пластин при $T = 1150$ °С; толщина окисла $d_{\text{SiO}_2} = 0,9$ мкм
3	 Фоторезист $a$ -SiO <sub>2</sub> $n$ -Si	Нанесение и сушка фоторезиста (для защиты планарной стороны), стравливание окисла с коллекторной стороны

№ п/п	Схематическое сечение структуры кристалла	Операции
4		<p>Диффузия фосфора при <math>T = 1150\text{ }^{\circ}\text{C}</math> в коллекторную сторону пластин (<math>x_j = 10\text{ мкм}</math>). (Перед диффузией фосфора фоторезист снимался)</p>
5		<p>Нанесение и сушка фоторезиста на планарную сторону пластин</p>
6	1-я фотолитография «Анод»	
6.1		<p>Экспонирование (формирование рисунка на фоторезисте через фотошаблон). Дополнительной штриховкой отмечен засвеченный и задубленный фоторезист</p>
6.2		<p>Проявление фоторезиста с последующим задубливанием</p>
6.3		<p>Травление окисла</p>
6.4		<p>Снятие фоторезиста</p>

№ п/п	Схематическое сечение структуры кристалла	Операции
7		<p>Формирование анода и делительных колец: ионное легирование бором с последующей активацией примеси при <math>T = 1000\text{ }^\circ\text{C}</math> (<math>x_j = 2\text{ }\mu\text{м}</math>, <math>R_s = 200\text{ }\Omega/\square</math>)</p>
8		<p>Стравливание окисла до кремния</p>
9		<p>Наращивание среднетемпературного фосфоросиликатного стекла (СТФСС); нанесение и сушка фоторезиста</p>
10		<p>2-я фотолитография «Контакты» (вскрывается окно в слое СТФСС для контакта металла с <math>p^+</math>-областью анода)</p>
11		<p>Напыление металлизации (<math>d_{Al} = 0,1\text{ }\mu\text{м}</math>) на планарную сторону пластин; нанесение фоторезиста</p>
12		<p>3-я фотолитография «Металлизация»</p>

№ п/п	Схематическое сечение структуры кристалла	Операции
13		Напыление металлизации ( $d_{Al} = 0,1$ мкм) на коллекторную сторону пластин

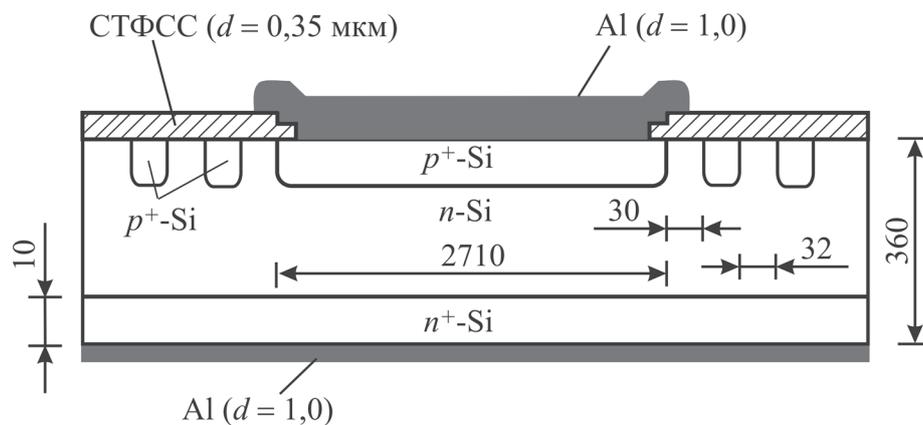


Рис. 7.1. Схематическое сечение структуры готового кристалла диода

## 8. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Запишите выражение для дрейфового тока в собственном полупроводнике.
2. Как между собой связаны подвижность и коэффициент диффузии носителей заряда в полупроводнике?
3. Запишите уравнение непрерывности с учетом генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда. Какой смысл имеет слагаемое  $eD_n \nabla^2 n$  в уравнении непрерывности для электронов?
4. Запишите условия низкого и высокого уровней возбуждения.
5. Выполняется ли закон действующих масс для полупроводника, находящегося в неравновесных условиях?
6. На зонной диаграмме полупроводника  $n$ -типа в произвольном масштабе изобразите положение квазиуровня Ферми для дырок в случаях инжекции и экстракции.

7. Перечислите типы рекомбинаций, отличающиеся по механизму передачи энергии неравновесных носителей заряда.
8. Запишите выражение для скорости рекомбинации неравновесных носителей заряда в случае низкого уровня возбуждения.
9. Запишите выражение для скорости рекомбинации неравновесных носителей заряда в случае высокого уровня возбуждения.
10. Опишите механизм рекомбинации неравновесных носителей заряда с участием ловушек.
11. Какой физический смысл имеет диффузионная длина неравновесных носителей заряда?
12. Что такое длина дрейфа неравновесных носителей заряда? Как она зависит от времени жизни неравновесных носителей заряда?
13. Чем определяется емкость  $p-n$ -перехода?
14. Изобразите вольт-амперную характеристику выпрямительного полупроводникового диода и поясните его принцип действия.
15. Какое свойство  $p-n$ -перехода лежит в основе действия варикапа?
16. Изобразите зависимость силы тока от входного напряжения в системе, содержащей последовательно соединенные выпрямительный полупроводниковый диод и резистор.
17. Какие параметры сигнала отклика измеряются для определения физического параметра – времени жизни неосновных носителей?
18. За счет каких физических механизмов существует обратный ток в полупроводниковых диодах при переключении и при высоких частотах?

## 9. ЗАДАНИЯ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ

### 9.1. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

1. Изучить методические указания к лабораторным работам. При этом необходимо:

- *освоить следующие понятия:*

равновесные и неравновесные носители заряда, рекомбинация, время жизни, центр рекомбинации, квазиуровни Ферми, низкий и высокий уровни возбуждения, инжекция, обедненный слой в  $p-n$ -переходе, диффузионный и дрейфовый ток;

- *знать:*

зонную диаграмму  $p-n$ -перехода в равновесных и неравновесных условиях, выражения для диффузионного и дрейфового токов через  $p-n$ -

переход, тока насыщения, основные технологические этапы изготовления кремниевых диодов;

- *ознакомиться и научиться использовать:*

уравнение непрерывности, уравнение Пуассона применительно к  $p-n$ -переходу, модель рекомбинации неравновесных носителей заряда Шокли – Рида – Холла.

2. Ознакомиться с «Руководством пользователя лабораторным модулем изучения переходных процессов в полупроводниковых барьерных структурах и программным обеспечением к модулю».

3. Изучить экспериментальную установку.

4. Выполнить измерения времени жизни неосновных носителей заряда в исходных кремниевых диодах и диодах, облученных электронами.

5. Построить корреляционную зависимость между флюенсом электронного облучения и временем жизни.

6. Предложить режимы радиационной обработки для изготовления диодов с временем жизни 100 нс.

7. Оформить предложение в виде технологического маршрута (см., например, прил. Д).

## 9.2. РЕКОМБИНАЦИЯ НА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТАХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

1. Изучить методические указания к лабораторным работам. При этом необходимо:

- *освоить следующие понятия:*

рекомбинация, время жизни, излучательная и безызлучательная рекомбинации, рекомбинация с участием дефектов, центр рекомбинации, сечение захвата носителей заряда, вакансия, междоузельный атом, собственный и примесный радиационные дефекты, первичные и вторичные радиационные дефекты, отжиг (изохронный и изотермический), температура отжига и энергия активации отжига радиационных дефектов;

- *знать:*

модели радиационных дефектов в кремнии (вакансия, дивакансия, А- и Е-центры), выражения, описывающие кинетику первого и второго порядков отжига радиационных дефектов;

- *ознакомиться и научиться использовать:*

методики изохронного и изотермического отжига для исследования радиационных дефектов в кремнии (определения температуры и энергии активации отжига), модель рекомбинации неравновесных носителей заряда Шокли – Рида – Холла.

2. Ознакомиться с «Руководством пользователя лабораторным модулем изучения переходных процессов в полупроводниковых барьерных структурах и программным обеспечением к модулю».
3. Изучить экспериментальную установку.
4. Выполнить измерения времени жизни неосновных носителей заряда в диодах, облученных электронами.
5. Провести изохронный отжиг диодов.
6. Построить корреляционную зависимость между температурой отжига и временем жизни неравновесных носителей заряда.
7. В соответствии с результатами эксперимента и литературными данными по отжигу основных радиационных дефектов в кремнии сформулировать гипотезу о дефектно-примесных центрах, ответственных за снижение времени жизни в облученных диодах.

# ПРИЛОЖЕНИЯ

## Приложение А

### Руководство пользователя лабораторным модулем изучения переходных процессов в полупроводниковых барьерных структурах и программным обеспечением к модулю

#### А.1. Устройство и назначение модуля

Модуль изучения переходных процессов в полупроводниковых барьерных структурах (далее модуль) предназначен для выполнения лабораторных работ по спецкурсам микро- и нанoeлектроники, а также для исследования релаксационных процессов на внутренних и внешних границах раздела в наноструктурированных материалах; изучения процессов электропереноса в полупроводниках и полупроводниковых структурах.

Модуль включает в себя: корпус с блоком питания В-101; блок интерфейса В-112; блок цифрового осциллографа В-121; блок генератора сигналов произвольной формы В-131; контактирующее устройство; универсальную измерительную ячейку; ПЭВМ. Блок-схема модуля изображена на рис. А.1, внешний вид – на рис. А.2.

Блок интерфейса В-112 используется для сопряжения осциллографа В-121 и генератора В-131 с персональным компьютером. Блок генератора В-131 сигналов произвольной формы предназначен для генерации однократных и периодических сигналов произвольной формы. Блок цифрового осциллографа В-121 предназначен для регистрации однократных и периодических сигналов. Измерительная ячейка обеспечивает подачу сигналов к исследуемому образцу с амплитудой тока до 1 А при минимальных искажениях, вплоть до частот  $5 \cdot 10^6$  Гц. Она включает в себя: усилитель мощности, разъем для подключения контактирующего устройства с исследуемым диодом и нагрузочный резистор. Принципиальная схема ячейки показана на рис. А.3. Усилитель мощности построен на сдвоенном операционном усилителе AD815 фирмы Analog Devices, имеющем малое выход-

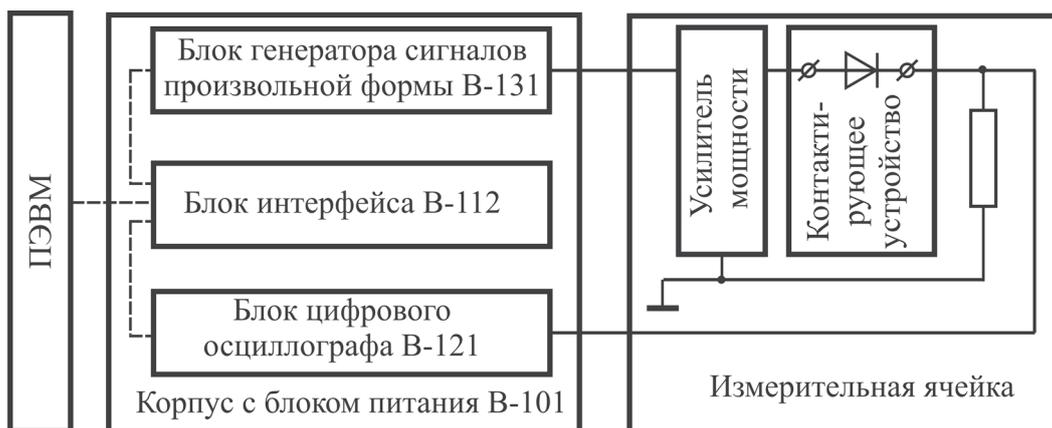


Рис. А.1. Блок-схема модуля изучения переходных процессов в полупроводниковых барьерных структурах

ное сопротивление (от 4 до 5 Ом), защиту от перегрева и короткого замыкания. Для увеличения выходного тока оба операционных усилителя включены параллельно. Для их согласования в выходные цепи последовательно включены резисторы с сопротивлением  $\sim 1$  Ом. На тыльной стороне ячейки находятся входной разъем для подключения сигнала, сформированного блоком генератора В-131. Выходные разъемы расположены на лицевой панели и предназначены для подачи на блок осциллографа В-121 напряжения с нагрузочного резистора с сопротивлением 10 Ом либо с диода. Изменение схемы подачи напряжения на блок осциллографа осуществляется переключателем, расположенным на верхней крышке прибора. Контактирующее устройство предназначено для получения стабильного контакта

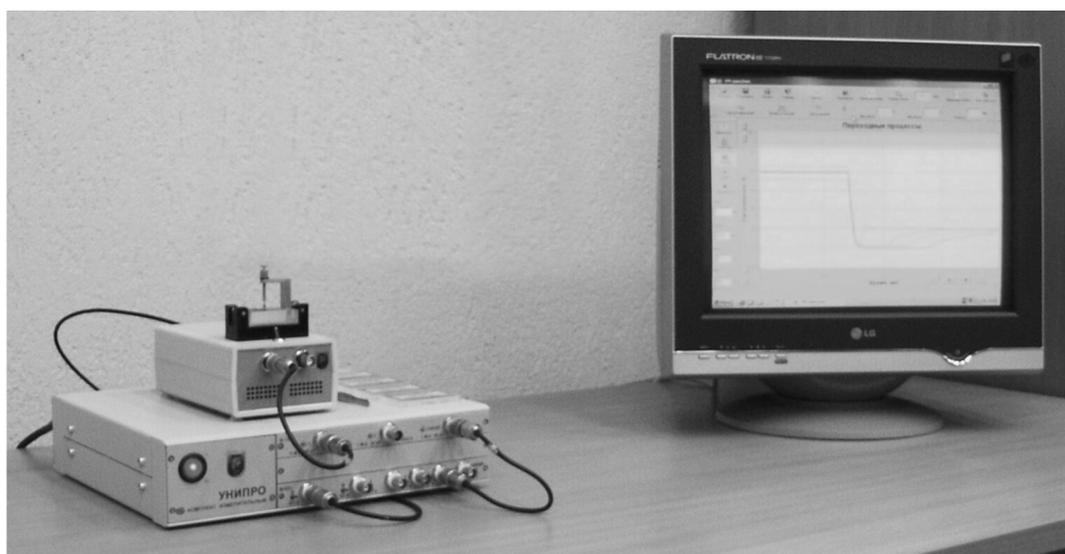


Рис. А.2. Внешний вид модуля изучения переходных процессов в полупроводниковых барьерных структурах

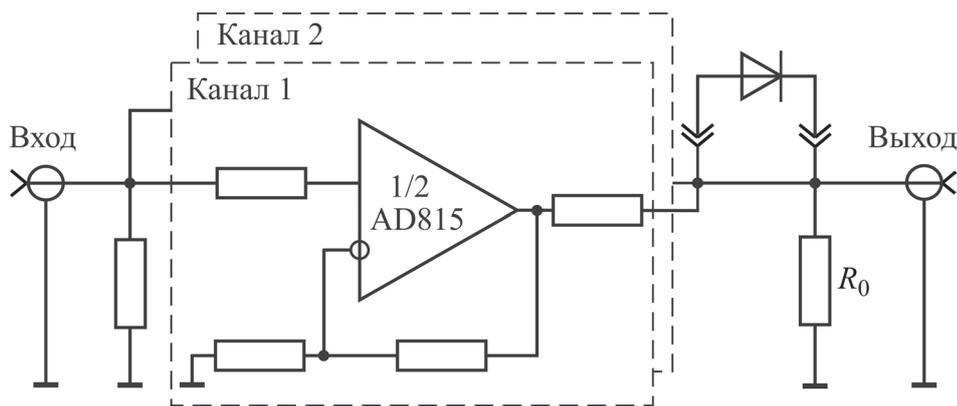


Рис. А.3. Принципиальная схема усилителя мощности

с измеряемой полупроводниковой структурой. Оно обеспечивает минимальные значения паразитных сопротивлений, емкости и индуктивности.

Управление модулем осуществляется от любой сертифицированной ПЭВМ типа IBM PC с помощью программного обеспечения, входящего в комплект комплекса, через стандартные интерфейсы EPP/ECP либо RS-232. Связь комплекса с управляющей ПЭВМ осуществляется с помощью подключения соединительного кабеля к соответствующим стандартным разъемам управляющей ПЭВМ и интерфейса комплекса.

Программное обеспечение осуществляет управление модулем. Имеется возможность задавать сигналы входного напряжения произвольной формы, сравнивать измеренные сигналы отклика с расчетными откликами при выполнении лабораторных работ спецпрактикума по исследованию полупроводниковых барьерных структур, включающих  $p-n$ -переходы. На ПЭВМ должна быть установлена одна из следующих операционных систем: Windows 98, Windows 2000, Windows XP, а также драйвера для работы с интерфейсами EPP/ECP.

## А.2. Подготовка к работе с модулем изучения переходных процессов в полупроводниковых барьерных структурах

1. Присоединить модуль к компьютеру с операционной системой Windows.
2. Включить компьютер.
3. Скопировать каталог (папку), содержащий загрузочный файл PN-junction.exe и драйвера к нему, на жесткий диск.
4. Включить модуль.
5. Поместить образец в контактирующее устройство.

6. Вставить контактирующее устройство в усилительную приставку.
7. Вызвать файл PN-junction.exe для запуска программы. Если при запуске программы появится сообщение «DLPORTIO.SYS device driver not loaded. Port I/O will have no effect», необходимо дополнительно установить драйвер «DriverLINX Port I/O». Для этого нужно вызвать файл port95nt.exe, находящийся в том же каталоге, что и PN-junction.exe.
8. Проверить правильность работы программы. При успешном запуске появляется окно, показанное на рис. А.4.

### А.3. Работа с программой

#### А.3.1. Окно программы

Окно программы PN-junction.exe (см. рис. А.4) состоит из экрана осциллографа и панелей инструментов справа и сверху от него. Экран осциллографа в зависимости от выбранных опций показывает формы входного напряжения  $U_{in}(t)$  (линия синего цвета), снимаемого напряжения  $U_i(t)$  (ли-

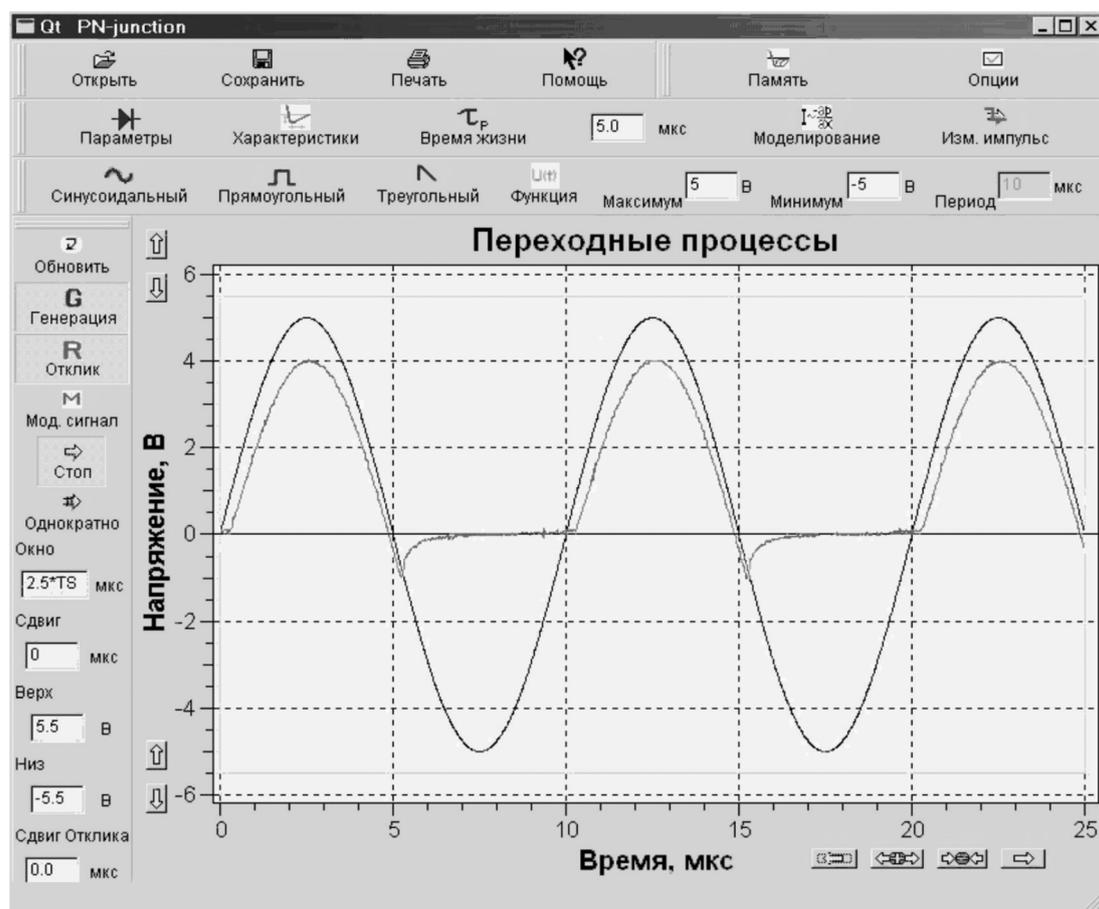


Рис. А.4. Окно программы PN-junction

ния красного цвета), рассчитанного отклика (линия зеленого цвета) и сигналы, записанные в память (линии сиреневого цвета). Значения времени и напряжения на осях экрана приведены в микросекундах и вольтах соответственно.

В программе используются следующие панели инструментов: панель формы сигнала (по умолчанию расположена непосредственно над экраном осциллографа), панель управления генератором и осциллографом (по умолчанию слева от экрана осциллографа), панель измерений и расчетов (по умолчанию над панелью формы сигнала), панель ввода и вывода данных (по умолчанию в верхнем левом углу окна программы), а также панель с кнопками «Память» и «Опции».

### А.3.2. Выбор формы сигнала

Панель инструментов, приведенная на рис. А.5, служит для выбора различных форм входного сигнала  $U_{in}(t)$ . Пользователь может выбрать синусоидальный (кнопка ) , прямоугольный (кнопка ) и треугольный (кнопка ) сигналы или задавать форму сигнала в виде функции (кнопка ) .



Рис. А.5. Панель инструментов для выбора форм импульса

В текстовых полях «Минимум» и «Максимум» задаются максимальное и минимальное значения напряжения сигнала в вольтах. Период сигнала в микросекундах задается в текстовом поле «Период».

### А.3.3. Управление осциллографом

Панель инструментов, приведенная на рис. А.6, содержит следующие опции работы с осциллографом.

Кнопка  («Обновить»). При нажатии кнопки «Обновить» считываются и применяются к сигналу, а также к опциям осциллографа значения текстовых полей панелей.

Кнопка  («Генерация»). При включенной опции «Генерация» на экране осциллографа отображается генерируемый сигнал  $U_{in}(t)$ .

Кнопка  («Отклик»). При включенной опции «Отклик» на экране осциллографа отображается снимаемое с осциллографа В-121 напряжение  $U_l(t)$  (если генератор включен или был включен). Опция «Отклик» автоматически становится активной при включении блока УНИПРО клавишей «Старт».

Кнопка  («Старт (Стоп)»). При нажатии кнопки «Старт (Стоп)» начинается генерация сигнала генератором В-131, а также снятие отклика

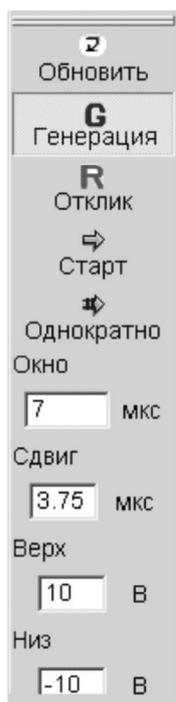


Рис. А.6. Панель инструментов для работы с осциллографом

осциллографом В-121. При этом автоматически включается опция «Отклик» и сигнал отклика отображается на экране осциллографа. Генерация сигнала прекращается при повторном нажатии на «Старт (Стоп)». Длительная генерация сигнала приводит к нагреву образца и элементов схемы усилителя мощности. Поэтому по умолчанию кнопка «Старт (Стоп)» скрыта от пользователя программы PN-junction.exe.

Кнопка  («Однократно»). При нажатии кнопки «Однократно» генерация входного сигнала включается на короткое время (порядка одной секунды), после чего выключается. При этом включается опция «Отклик» и измеренный за короткое время сигнал отображается на экране осциллографа.

Поле «Окно» задает временное окно (в микросекундах) отображения на экране осциллографа. Пользователь может также изменять временное окно кнопками  («Увеличить временное окно») и  («Уменьшить временное окно»), находящимися под экраном осциллографа.

Поле «Сдвиг» задает сдвиг отображаемых сигналов по оси времени (в микросекундах). Пользователь может также изменить положение отображаемых сигналов по оси времени кнопками  («Сдвиг влево») и  («Сдвиг вправо»), находящимися под экраном осциллографа.

Поля «Верх» и «Низ» задают максимальное и минимальное значения напряжений, отображаемых на экране осциллографа. Эти значения могут также меняться кнопками  («Сдвиг вверх верхней/нижней границы»),  («Сдвиг вниз верхней/нижней границы»), находящимися слева от экрана осциллографа.

Поле «Сдвиг Отклика» задает сдвиг отклика по шкале времени. Используйте поле для совмещения времени генерируемого сигнала и сигнала отклика.

#### А.3.4. Измерения и расчеты

На панели измерений и расчетов (рис. А.7) находятся описанные ниже кнопки и текстовые поля.



Рис. А.7. Панель измерений и расчетов

Кнопка  («Параметры»). При нажатии кнопки «Параметры» появляется диалоговое окно, в котором задаются следующие параметры системы, содержащей  $p$ - $n$ -переход, используемые при расчетах:

– Сопротивление нагрузочного резистора, Ом. Омическое сопротивление нагрузочного резистора, соединенного последовательно с измеряемым образцом. Оно фиксировано и равно 10 Ом.

– Омическое сопротивление базы, Ом.

– Время релаксации прибора, мкс.

– Площадь  $p$ - $n$ -перехода,  $\text{см}^2$ .

– Толщина базы, мкм. Если база обладает большой толщиной и в силу этого не приводит к дополнительным особенностям переходных процессов в барьерной структуре, нужно установить значение «0».

– Концентрация неосновных носителей,  $\text{см}^{-3}$ . Для легированных полупроводников вычисляется из соотношения  $n \cdot p = n_i^2$ , где  $n_i$  – собственная концентрация. Для кремния при комнатной температуре  $n_i = 1,38 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

– Коэффициент диффузии неосновных носителей,  $\text{см}^2/\text{с}$ . В кремнии для дырок коэффициент диффузии равен  $D_p = 12,3 \text{ см}^2/\text{с}$ .

– Плотность обратного рекомбинационного тока,  $\text{А}/\text{см}^2$ .

– Барьерная емкость, мкФ.

– Барьер  $p$ - $n$ -перехода, В. Контактная разность потенциалов.

– Температура, К. Температура, при которой проводятся измерения, как правило, 300 К.

Кнопка  («Характеристики»). При ее нажатии появляется диалоговое окно, в котором приведены следующие рассчитанные характеристики сигнала отклика  $U_f(t)$ , определенные так, как показано на рис. А.8:

- момент минимума;
- минимальное напряжение;
- момент максимума;
- максимальное напряжение;
- момент обращения в нуль;
- момент 90 % от минимума;
- момент 25 % от минимума.

Кроме того, в окне будут показаны:

● время рассасывания – вычисляется как разница между «моментом 25 % от минимума» и «моментом обращения в ноль»;

● время жизни – оценочное значение времени жизни. Вычисляется разными методами в зависимости от формы сигнала.

Кнопка  («Время жизни»). При нажатии кнопки «Время жизни» определяется оценочное время жизни исходя из формы измеряемого сиг-

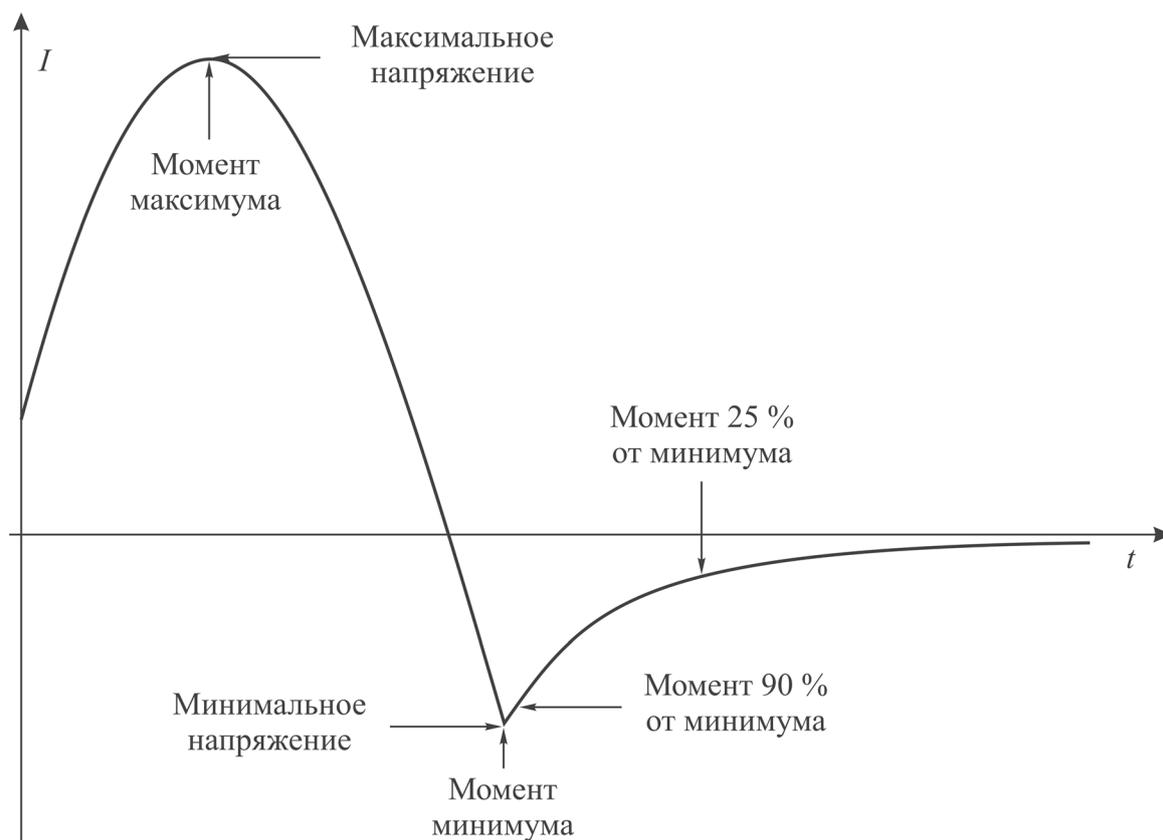


Рис. А.8. Характеристики сигнала

нала. Значение времени жизни помещается в текстовое поле, находящееся непосредственно за кнопкой. Время жизни вычисляется разными методами в зависимости от формы входного сигнала.

Кнопка («Моделирование»). При нажатии кнопки «Моделирование» происходит расчет (симуляция) отклика сигнала  $U_i^*(t)$  для заданной формы входного напряжения  $U_{in}(t)$ . Для моделирования используются параметры входного сигнала, а также текстового поля «Время жизни». Величину времени жизни можно как рассчитать (нажатием кнопки «Время жизни»), так и ввести вручную. Рекомендуется проводить моделирование для оценки правильности нахождения времени жизни.

При нажатии кнопки «Моделирование» появляется текстовое поле «Сдвиг расчета», в котором можно изменять сдвиг рассчитанной кривой вдоль горизонтальной оси. Это позволяет добиться совпадения рассчитанных и измеренных кривых  $U_i^*(t)$  и  $U_i(t)$ .

Кнопка («Изм. импульс»). При нажатии кнопки «Изм. импульс» устанавливается измерительный импульс. По умолчанию измерительный импульс – ступенчатый спад от +8 до –2 В. Время жизни при таких измерениях примерно равно времени рассасывания заряда.

#### А.4. Алгоритм выполнения измерений времени жизни

1. Ознакомиться с установкой и инструкцией к ней.
2. Вставить диод в контактирующее устройство. Подсоединить контактирующее устройство к усилительной приставке. Включить прибор.
3. Запустить программу PN-junction.exe.
4. Ввести период сигнала (поле «Период»). Период должен превышать, но незначительно, время жизни носителей. Поскольку время жизни не известно, рекомендуется для первого измерения выбрать период 5 мкс.

При введении новых параметров рекомендуется нажать кнопку  («Обновить»).

6. Нажать кнопку  («Изм. импульс»). При нажатии этой кнопки устанавливается измерительный импульс – ступенчатый перепад напряжения от +8 до –2 В.

7. Нажать кнопку  («Однократно»). При нажатии этой кнопки на короткое время генерируется измерительный импульс.

8. Оценить, можно ли из полученного сигнала определить время жизни. Обратный ток должен уменьшаться до нуля в течение периода и в то же время в масштабах времени, не намного меньших периода. Если период измерительного сигнала слишком длинный или слишком короткий, следует уменьшить или увеличить его (см. рис. А.9) и повторить процедуру 7.

9. Нажмите кнопку  («Время жизни»). Оценочное время жизни появится в текстовом поле, находящемся за кнопкой. Занесите оценочное время жизни в паспорт эксперимента.

10. Для проверки найденного времени жизни провести моделирование выходного сигнала. Для этого необходимо выполнить следующие действия:

10.1. Перед моделированием нажать кнопку  («Параметры»), ввести параметры диода и цепи или просто проверить их.

10.2. При моделировании выходного сигнала используется значение времени жизни неосновных носителей, находящееся в текстовом поле рядом с кнопкой  («Время жизни»). Можно использовать значение времени жизни, найденное программно (при нажатии кнопки ) , или ввести другое значение в текстовое поле.

10.3. Нажать кнопку  («Моделирование»). На экране осциллографа будет строиться кривая рассчитанного выходного сигнала. По окончании моделирования на экране отображается рассчитанный сигнал.

10.4. Используя поле «сдвиг расчета», совместить рассчитанную и экспериментальную кривые.

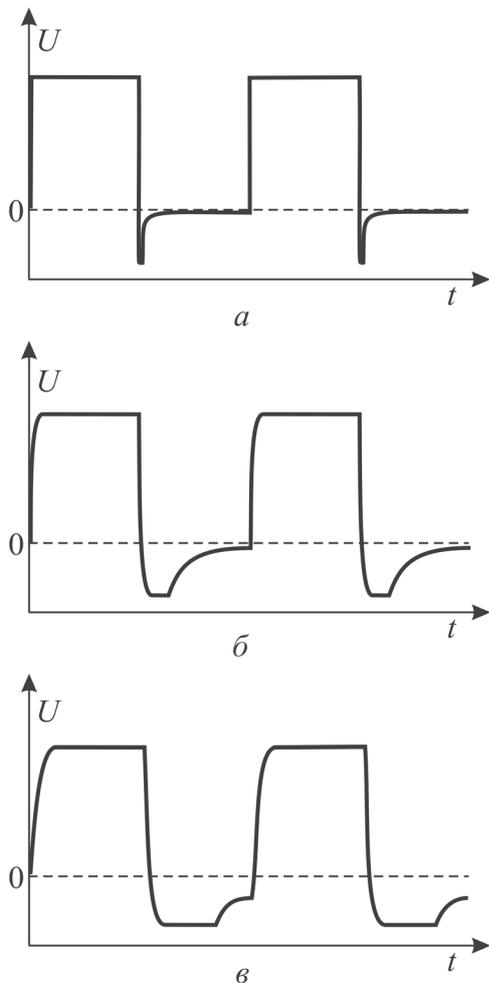


Рис. А.9. Сигналы отклика при разных периодах:  
 а – длинный период; б – оптимальный период; в – короткий период

10.5. Проверить, совпадает ли рассчитанная кривая с экспериментальной осциллограммой? Если не совпадает, то изменить время жизни и провести моделирование повторно (процедура 10.2–10.5). Занести в паспорт эксперимента величину  $\tau_p$ , для которой совпадение измеренного и моделированного отклика наилучшее.

11. Вы произвели измерение времени жизни с использованием прямоугольного входного сигнала. Далее следует выполнить измерение времени жизни с использованием линейно спадающего входного сигнала. Для этого нужно задать импульс в виде линейного спада (нажмите кнопку ) («Треугольный»), нажмите кнопку  («Однократно»), затем кнопку  $\tau_p$  («Время жизни»). В текстовом поле рядом с кнопкой  $\tau_p$  появится оценочное время жизни, которое следует занести в паспорт эксперимента.

12. Провести моделирование отклика для линейного спада входного сигнала (процедура 10.2–10.5). Найти  $\tau_p$ , для которого совпадение рассчитанной и экспериментальной кривой наилучшее. Занести найденное время жизни в паспорт эксперимента.

13. Выполнить измерение времени жизни с использованием синусоидального входного сигнала. Для этого задать импульс в виде синусоидального сигнала (нажмите кнопку  («Синусоидальный»)). Ввести максимальное и минимальное значения напряжения в полях «Минимум» и «Максимум». Нажать кнопку  («Однократно») для генерации отклика. Провести моделирование отклика, занести  $\tau_p$ , для которого совпадение рассчитанного и зарегистрированного отклика наилучшее, в паспорт эксперимента.

14. Провести измерения времени жизни для других диодов с использованием ступенчатого перепада, линейного спада или синусоидального сигнала (процедуры 1–13).

## ПАСПОРТ ЭКСПЕРИМЕНТА

### Переходные процессы в полупроводниковых барьерных структурах

#### Исходные данные

Дата, время	
Сопротивление нагрузочного резистора, Ом	10
Омическое сопротивление базы диода, Ом	
Время релаксации прибора, мкс	
Площадь $p-n$ -перехода, $\text{см}^2$	
Толщина базы, мкм	
Равновесная концентрация основных носителей, $\text{см}^{-3}$	
Равновесная концентрация неосновных носителей, $\text{см}^{-3}$	
Коэффициент диффузии неосновных носителей, $\text{см}^2/\text{с}$	
Барьерная емкость $p-n$ -перехода, мкФ ( $U = 0$ )	
Температура, К	

#### Измеренные величины

Диод № 1

<i>Прямоугольный импульс напряжения:</i>	
Максимальное входное напряжение, В	
Минимальное входное напряжение, В	
Период, мкс	
Минимальное обратное напряжение отклика, В	
Время рассасывания заряда, мкс	
Оценочное время жизни неосновных носителей, мкс	
Время жизни, определенное с использованием моделирования, мкс	
<i>Линейный спад входного напряжения:</i>	
Максимальное входное напряжение, В	
Минимальное входное напряжение, В	
Период, мкс	
Минимальное обратное напряжение отклика, В	
Время нарастания обратного тока, мкс	
Оценочное время жизни неосновных носителей, мкс	
Время жизни, определенное с использованием моделирования, мкс	

<i>Входное напряжение в виде синусоидального сигнала:</i>	
Максимальное входное напряжение, В	
Минимальное входное напряжение, В	
Период, мкс	
Минимальное обратное напряжение отклика, В	
Время нарастания обратного тока, мкс	
Оценочное время жизни неосновных носителей, мкс	
Время жизни, определенное с использованием моделирования, мкс	

Диоды № 2, № 3, № 4

Диод №	№ 2	№ 3	№ 4
Тип сигнала (прямоугольный импульс, линейный спад, синусоидальный)			
Максимальное входное напряжение, В			
Минимальное входное напряжение, В			
Период, мкс			
Минимальное обратное напряжение отклика, В			
Время нарастания обратного тока, мкс			
Оценочное время жизни неосновных носителей, мкс			
Время жизни, определенное с использованием моделирования, мкс			

Выполнил \_\_\_\_\_

Проверил \_\_\_\_\_

## Приложение Б

### Решение уравнения диффузии с помощью интегральных преобразований

1. Диффузия неравновесных дырок на  $n$ -стороне  $p^+ - n$ -перехода описывается уравнением

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{p - p_n}{\tau_p} + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (\text{Б.1})$$

с граничными условиями:

$$p|_{x \rightarrow w_b^-} = p_n; \quad (\text{Б.2})$$

$$p|_{x \rightarrow +0} = p_n \exp\left(\frac{eU_{pn}(t)}{k_B T}\right). \quad (\text{Б.3})$$

Воспользуемся тем, что неизвестная функция  $p(x, t)$  входит в уравнение (Б.1) линейно. Преобразуем уравнение (Б.1), применив к концентрации инжектированных в базу диода дырок  $\delta p(x, t) = p(x, t) - p_n$  синус- или косинус-преобразования Фурье [13]:

$$\delta p(x, t) = \frac{1}{w_b} \sum_{k=0}^{\infty} P_{\sin}(s_k, t) \sin(s_k x); \quad (\text{Б.4.1})$$

$$\delta p(x, t) = \frac{1}{w_b} \sum_{k=0}^{\infty} P_{\cos}(s_k, t) \cos(s_k x), \quad (\text{Б.4.2})$$

где  $k$  – целое число;  $s_k = \pi k/w_b$ .

Коэффициенты рядов Фурье (Б.4) определяются выражениями [13]:

$$P_{\sin}(s_k, t) = 2 \int_0^{w_b} \delta p(x, t) \sin(s_k x) dx; \quad (\text{Б.5.1})$$

$$P_{\cos}(s_k, t) = 2 \int_0^{w_b} \delta p(x, t) \cos(s_k x) dx. \quad (\text{Б.5.2})$$

Коэффициенты рядов Фурье второй производной  $\partial^2 p/\partial x^2$  имеют вид:

$$2 \int_0^{w_b} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \sin(s_k x) dx = 2s_k \delta p|_{x \rightarrow +0} - s_k^2 P_{\sin}(s_k, t); \quad (\text{Б.6.1})$$

$$2 \int_0^{w_b} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \cos(s_k x) dx = -2 \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow +0} - s_k^2 P_{\cos}(s_k, t). \quad (\text{Б.6.2})$$

При получении (Б.6.1) учтено граничное условие (Б.2), т. е. равенство нулю неравновесной концентрации дырок на внешней границе базы ( $\delta p = p - p_n$  при  $x \rightarrow w_b^-$ ). При получении (Б.6.2) полагается равным нулю градиент концентрации неравновесных дырок на внешней границе  $n$ -области (базы):  $\partial p / \partial x \big|_{x \rightarrow w_b^-} = 0$ .

Согласно формуле (Б.6.1), синус-преобразование Фурье второй производной неравновесной концентрации дырок по координате выражается через концентрацию дырок при  $x \rightarrow +0$ , в то время как косинус-преобразование второй (Б.6.2) производной выражается через градиент концентрации дырок при  $x \rightarrow +0$ . Соответственно синус-преобразование Фурье допустимо использовать, если известно напряжение на  $p^+ - n$ -переходе, а значит, и концентрация дырок на границе  $p^+ - n$ -перехода (формула (Б.3)). Косинус-преобразование Фурье допустимо использовать, если известен диффузионный ток  $I_{\text{dif}}(t)$  через  $p^+ - n$ -переход, выражающийся через производную  $\partial p / \partial x$  от концентрации дырок по координате,

$$I_{\text{dif}} = -eD_p S \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0}. \quad (\text{Б.7})$$

2. Рассмотрим случай, когда известно напряжение  $U_{pn}(t)$  на  $p^+ - n$ -переходе. Используя синус-преобразование Фурье, найдем неравновесную концентрацию дырок  $p(x, t)$  в базе, а затем и силу диффузионного тока  $I_{\text{dif}}(t)$ .

Применяя к уравнению (Б.1) синус-преобразование Фурье (Б.5.1) с учетом (Б.6.1), получаем

$$\frac{\partial P_{\text{sin}}(s_k, t)}{\partial t} + \left( D_p s_k^2 + \frac{1}{\tau_p} \right) P_{\text{sin}}(s_k, t) = 2s_k D_p \delta p \big|_{x \rightarrow +0}. \quad (\text{Б.8})$$

Решение линейного неоднородного дифференциального уравнения (Б.8), согласно [13], есть

$$P_{\text{sin}}(s_k, t) = \int_{t_{-\infty}}^t 2s_k D_p \delta p \big|_{x \rightarrow +0} \exp \left( - \left( D_p s_k^2 + \frac{1}{\tau_p} \right) (t - \tau) \right) d\tau. \quad (\text{Б.9})$$

Выражение (Б.4.1) с коэффициентами (Б.9) является решением уравнения диффузии дырок (Б.1) с граничными условиями (Б.2), (Б.3) при известном  $U_{pn}(t)$ .

Для длинной базы ( $w_b \gg L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ , где  $L_p$  – диффузионная длина дырок в базе  $n$ -типа) суммирование  $(1/w_b) \sum_{k=1}^{\infty}$  в (Б.4) переходит в интегрирование  $(1/\pi) \int_0^{\infty} ds$ . Тогда в соответствии с (Б.4.1) и (Б.9) концентрация неравновесных (избыточных) дырок, инжектированных в базу  $n$ -типа, записывается в виде

$$\begin{aligned} \delta p &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} P_{\sin}(s, t) \sin(sx) ds = \\ &= \frac{1}{2\sqrt{\pi} \cdot D_p^{1/2}} \int_{t_{-\infty}}^t \frac{\delta p(x, \tau) \Big|_{x \rightarrow +0}}{(t - \tau)^{3/2}} x \exp\left(-\frac{t - \tau}{\tau_p} - \frac{x^2}{4D_p(t - \tau)}\right) d\tau. \end{aligned} \quad (\text{Б.10})$$

Формула (Б.10) с использованием преобразования Лапласа по координате  $x \in [0, +\infty)$  выведена Р. Смитом [11].

Диффузионный ток, выраженный через градиент концентрации дырок (Б.10) с учетом выражения (Б.3), есть

$$\begin{aligned} I_{\text{dif}} &= -eD_p S \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow +0} = \frac{-I_s}{2\sqrt{\pi}\tau_p} \lim_{x \rightarrow +0} \left( \int_{t_{-\infty}}^t \frac{\exp\left(\frac{eU_{pn}(\tau)}{k_B T}\right) - 1}{[(t - \tau)/\tau_p]^{3/2}} \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 - \frac{x^2 \tau_p}{2L_p^2(t - \tau)}\right) \exp\left(-\frac{t - \tau}{\tau_p} - \frac{x^2 \tau_p}{4L_p^2(t - \tau)}\right) d\tau \right), \end{aligned} \quad (\text{Б.11})$$

где  $I_s = eS p_n \sqrt{D_p/\tau_p}$  – ток насыщения диода. Здесь отметим, что интеграл в (Б.11) не сходится при прямой подстановке  $x = 0$ . Однако возможен предельный переход  $x \rightarrow +0$  при интегрировании по  $\tau$ .

Таким образом, согласно (Б.11), силу диффузионного тока  $I_{\text{dif}}$  через  $p^+ - n$ -переход можно выразить через напряжение  $U_{pn}$  на  $p^+ - n$ -переходе.

**3.** Рассмотрим случай, когда известен диффузионный ток  $I_{\text{dif}}$  дырок в базе. Используя косинус-преобразование Фурье, найдем неравновесную концентрацию дырок  $\delta p(x, t) \equiv \delta p$  в базе, а затем найдем напряжение  $U_{pn}$  на  $p^+ - n$ -переходе. Применяя косинус-преобразование Фурье (Б.5.2) к уравнению (3) с учетом (Б.6.2), получаем уравнение

$$\frac{\partial P_{\cos}(s_k, t)}{\partial t} + \left( D_p s_k^2 + \frac{1}{\tau_p} \right) P_{\cos}(s_k, t) = 2 \frac{I_d(t)}{eS}, \quad (\text{Б.12})$$

где использовано выражение (Б.7), связывающее диффузионный ток и производную от концентрации дырок по координате.

Решение линейного неоднородного дифференциального уравнения (Б.12) в предположении, что при  $t \leq t_{-\infty}$  концентрация дырок равновесна (т. е.  $\delta p(t, x)|_{t \leq t_{-\infty}} = 0$ ), имеет вид [11]

$$P_{\cos}(s_k, t) = \int_{t_{-\infty}}^t 2 \frac{I_{\text{dif}}(\tau)}{eS} \exp\left(-\left(D_p s_k^2 + \frac{1}{\tau_p}\right)(t - \tau)\right) d\tau. \quad (\text{Б.13})$$

Подстановка выражения (Б.13) в (Б.4.2) дает решение дифференциального уравнения (Б.1) с граничными условиями (Б.7) и  $(\partial \delta p / \partial t)|_{x \rightarrow w_b^-} = 0$ . При этом решение уравнения (Б.1) диффузии (дырок в базе диода) выражается через интеграл от функции, содержащей диффузионный ток  $I_{\text{dif}}(t)$  через  $p^+ - n$ -переход.

Для длинной базы ( $w_b \gg L_p$ ) замена суммы в (Б.4.2) интегралом, как и при получении формулы (Б.10), дает

$$\begin{aligned} \delta p &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} P_{\cos}(s, t) \cos(sx) ds = \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{eSD_p^{1/2}} \int_t^{\infty} \frac{I_{\text{dif}}(\tau)}{(t - \tau)^{1/2}} \exp\left(-\frac{t - \tau}{\tau_p} - \frac{x^2}{4D_p(t - \tau)}\right) d\tau. \end{aligned} \quad (\text{Б.14})$$

Отметим, что, согласно формуле (Б.14), имеем  $\delta p|_{x \rightarrow +\infty} = 0$ , т. е. выполняется условие (Б.2) для длинной ( $w_b \rightarrow \infty$ ) базы.

Таким образом, неравновесную концентрацию дырок, выраженную через силу тока  $I_{\text{dif}}$  по (Б.14), можно использовать для определения падения напряжения  $U_{pn}(t)$  на  $p^+ - n$ -переходе (см. формулу (Б.3)):

$$p_n \exp\left(\frac{eU_{pn}}{k_B T}\right) = p_n + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{eSD_p^{1/2}} \int_{t_{-\infty}}^t \frac{I_{\text{dif}}(\tau)}{(t - \tau)^{1/2}} \exp\left(-\frac{t - \tau}{\tau_p}\right) d\tau. \quad (\text{Б.15})$$

Выражения (Б.11) и (Б.15), связывающие ток  $I_{\text{dif}}(t)$  и падение напряжения  $U_{pn}(t)$  на  $p^+ - n$ -переходе, могут использоваться для численного решения уравнения диффузии дырок и нахождения выходного сигнала  $I(t)$  при заданном входном напряжении  $U_{\text{in}}(t)$ .

## Приближенное решение уравнений, описывающих систему «диод + резистор»

1. Будем считать, что ток является только диффузионным ( $I = I_{\text{dif}}$ ). Представим  $I_{\text{dif}}(t)$  в виде

$$I_{\text{dif}}(t) = I_{\text{dif}}^{(m)} \zeta(t), \quad \text{при } t > t_{-\infty}, \quad (\text{В.1})$$

где  $I_{\text{dif}}^{(m)}$  – амплитуда или другая характерная величина тока;  $\zeta(t)$  – безразмерная функция. Формула (Б.15) прил. Б дает связь между током  $I_{\text{dif}}(t)$  и падением напряжения на  $p^+ - n$ -переходе  $U_{pn}(t)$ . Исходя из (Б.15) и (В.1) напряжение на  $p^+ - n$ -переходе можно выразить через ток следующим образом:

$$U_{pn}(t) = \frac{k_B T}{e} \ln \left( \frac{I_{\text{dif}}^{(m)}}{I_s} \right) + \frac{k_B T}{e} \ln \left( \frac{I_s}{I_{\text{dif}}^{(m)}} + \xi(t) \right) = U_{pn1} + U_{pn2}(t), \quad (\text{В.2})$$

где

$$\xi(t, \tau_p) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{t_{-\infty}/\tau_p}^{t/\tau_p} \frac{\zeta(\tau)}{[(t-\tau)/\tau_p]^{1/2}} \exp \left( -\frac{t-\tau}{\tau_p} \right) d \left( \frac{\tau}{\tau_p} \right), \quad (\text{В.3})$$

а  $\xi(t, \tau_p)$  – функция, зависящая от времени  $t$ , формы силы тока  $\zeta(t)$  и времени жизни неосновных носителей  $\tau_p$ .

Первое слагаемое в (В.2)  $U_{pn1} = (k_B T / e) \ln(I_{\text{dif}}^{(m)} / I_s)$  не зависит от времени и равно падению напряжения на омических участках цепи при постоянном токе  $I_{\text{dif}}^{(m)}$ . Например, если  $I_s = 10^{-9}$  А, то  $U_{pn1} = 0,53$  В для  $I_{\text{dif}}^{(m)} = 1$  А и  $U_{pn1} = 0,48$  В для  $I_{\text{dif}}^{(m)} = 0,1$  А. Если  $\xi(t, \tau_p) > 0$ , то второе слагаемое  $U_{pn2}(t)$  в (В.2) из-за малости тока насыщения диода  $I_s$  в реальных  $p^+ - n$ -переходах пренебрежимо мало по сравнению с первым  $U_{pn1}$ . Тогда можно считать, что  $U_{pn}(t) \approx U_{pn1}$  постоянно, а входное напряжение  $U_{\text{in}}(t)$  равно сдвинутому на постоянную величину  $U_{pn1}$  падению напряжения на омических участках цепи ( $U_{\text{in}} = IR + U_{pn1}$ ). Однако это утверждение не применимо, когда  $\xi(t, \tau_p) \approx I_s / I_{\text{dif}}^{(m)}$ .

Если в момент времени  $t_1$  величина  $\xi(t, \tau_p)$  меньше отношения  $-I_s / I_{\text{dif}}^{(m)}$ , второе слагаемое в (В.2) становится комплексным и величина  $U_{pn}(t)$  теряет физический смысл. Таким образом, ток  $I(t)$  не может принимать значения ниже, чем в момент времени  $t_1$ . Заметим, что в момент времени  $t_1$  падение напряжения на  $p^+ - n$ -переходе, а значит, и концентрация неравновесных дырок на границе  $p^+ - n$ -перехода обращается в нуль ( $\delta p(x, t_1)|_{x \rightarrow 0} = 0$ ,

$U_{pn}(t_1) = 0$ ). Отметим также, что ток в момент времени  $t_1$  является обратным ( $\xi(t, \tau_p)|_{t=t_1} < 0$ ) и существует за счет диффузионного тока дырок, вызванного градиентом концентрации дырок на границе  $p^+n$ -перехода.

Для нахождения тока  $I(t)$  при известном входном напряжении  $U_{in}(t)$  поступим следующим образом. При  $t < t_1$ , когда  $\xi(t, \tau_p) > 0$ , падение напряжения на резисторе будем считать равным смещенному входному напряжению

$$I_{\text{dif}}(t)R_l|_{t < t_1} = U_{in}(t) - U_{pn1}. \quad (\text{B.4})$$

Величины  $I_{\text{dif}}^{(m)}$  и  $U_{pn1}$  связаны с характерной величиной входного напряжения  $U_{in}^{(m)}$  соотношениями:

$$I_{\text{dif}}^{(m)} = \frac{U_{in}^{(m)} - U_{pn1}}{R_l + R_b}; U_{pn1} = \frac{k_B T}{e} \ln \left( \frac{I_{\text{dif}}^{(m)}}{I_s} \right). \quad (\text{B.5})$$

Момент времени  $t_1$  находится из условия  $\xi(t_1, \tau_p) = 0$ .

Зависимость тока от времени для  $t > t_1$  получается из (B.11) и определяется процессами в  $p^+n$ -переходе только до момента времени  $t_1$

$$\begin{aligned} I_{\text{dif}}(t)|_{t > t_1} &= \frac{-I_s}{2\sqrt{\pi}\tau_p} \int_{t-\infty}^{t_1} \frac{\exp\left(\frac{eU_{pn}(\tau)}{k_B T}\right) - 1}{[(t-\tau)/\tau_p]^{3/2}} \exp\left(-\frac{t-\tau}{\tau_p}\right) d\tau = \\ &= -\frac{1}{\pi} \int_{t-\infty}^{t_1} \frac{I_d(\tau) \sqrt{t_1 - \tau}}{(t-\tau) \sqrt{t-t_1}} \exp\left(-\frac{t-\tau}{\tau_p}\right) d\tau. \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Отметим, что, согласно (B.6),  $|I_{\text{dif}}(t)| \rightarrow 0$  при  $t \rightarrow +\infty$ .

Итак, в момент времени  $t_1$  зависимость тока от времени изменяется с (B.4) на (B.6). Величина  $t_1$  определяется из условия  $\xi(t_1, \tau_p) = 0$ . Поскольку функция  $\xi(t, \tau_p)$  зависит от времени жизни неосновных носителей  $\tau_p$ , то из уравнения  $\xi(t_1, \tau_p) = 0$  можно найти  $\tau_p$  при  $t_1$ , полученном из измерений.

Приведем примеры вычисления момента времени  $t_1$  для разных форм входного напряжения.

**2.** Входное напряжение резко меняется с прямого ( $U_{in}^{(m)}$ ) на обратное ( $U_{in}^{(\text{inv})} = -|U_{in}^{(\text{inv})}|$ ) в момент времени  $t_0$

$$U_{in}(t) = \begin{cases} U_{in}^{(\text{dir})}, & \text{при } t < t_0, \\ -|U_{in}^{(\text{inv})}|, & \text{при } t > t_0. \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

Тогда сила тока до момента времени  $t = t_1$  в соответствии с (B.4) имеет вид

$$I(t) = I_{\text{dif}}^{(m)} \xi(t) =$$

$$= \begin{cases} (U_{\text{in}}^{(m)} - U_{pn1}) / (R_l + R_b), & \text{при } t < t_0 \\ (-|U_{\text{in}}^{(\text{inv})}| - U_{pn1}) / (R_l + R_b), & \text{при } t_0 < t < t_1 \end{cases} = \begin{cases} I_{\text{dir}}, & \text{при } t < t_0, \\ I_{\text{inv}}, & \text{при } t_0 < t < t_1, \end{cases} \quad (\text{B.8})$$

где  $I_{\text{dir}}$  – прямой ток при прямом внешнем напряжении;  $-|I_{\text{inv}}| = (-|U_{\text{in}}^{(\text{inv})}| - U_{pn1}) / R_l$  – обратный ток сразу после изменения внешнего напряжения с прямого на обратное;  $I_{\text{dif}}^{(m)}$  и  $U_{pn1}$  находятся из (B.5).

Из (B.3) имеем

$$\begin{aligned} \xi(t, \tau_p) &= \int_{-\infty}^{t_0/\tau_p} \frac{\exp(-(t-\tau)/\tau_p)}{[(t-\tau)/\tau_p]^{1/2}} d\left(\frac{\tau}{\tau_p}\right) - \int_{t_0/\tau_p}^{t/\tau_p} \frac{|I_{\text{inv}}|/I_{\text{dir}}}{[(t-\tau)/\tau_p]^{1/2}} \exp\left(-\frac{t-\tau}{\tau_p}\right) d\left(\frac{\tau}{\tau_p}\right) = \\ &= \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_p}}\right) - \frac{|I_{\text{inv}}|}{I_{\text{dif}}^{(m)}} \cdot \left(1 - \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_p}}\right)\right). \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Для момента времени  $t_1$ , удовлетворяющего уравнению

$$\operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{t_1 - t_0}{\tau_p}}\right) = \frac{|I_{\text{inv}}|}{I_{\text{dif}}^{(m)} + |I_{\text{inv}}|}, \quad (\text{B.10})$$

значение функции  $\xi(t, \tau_p)$  по (B.9) обращается в нуль; при  $t > t_1$  ток не может быть задан в виде (B.8), т. е. не может оставаться постоянно отрицательным, а увеличивается, приближаясь к нулю.

**3. Входное напряжение линейно спадает во времени**

$$U_{\text{in}}(t) = -\frac{U_{\text{in}}^{(m)}}{\tau_1}(t - t_0), \quad (\text{B.11})$$

где  $t_0$  – момент обращения входного напряжения в ноль;  $U_{\text{in}}^{(m)}/\tau_1$  – наклон кривой спада напряжения. В соответствии с (B.4) сила тока также линейно спадает во времени

$$I(t) = -\frac{(t - t_0^*)I_{\text{dif}}^{(m)}}{\tau_1} = I_{\text{dif}}^{(m)}\zeta(t), \quad t_{-\infty} < t < t_1, \quad (\text{B.12})$$

где  $I_{\text{dif}}^{(m)} = U_{\text{in}}^{(m)} / (R_l + R_b)$ ,  $t_0^* = t_0 - \tau_1 U_{pn1} / U_{\text{in}}^{(m)}$  – момент обращения тока в нуль.

Функция  $\xi(t, \tau_p)$ , вычисленная по (B.3), при  $t_{-\infty} \ll -\tau_p$  принимает вид

$$\xi(t, \tau_p) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{t/\tau_p} -\frac{1}{\tau_1} \frac{(\tau - t_0^*)}{[(t-\tau)/\tau_p]^{1/2}} \exp\left(-\frac{t-\tau}{\tau_p}\right) d\left(\frac{\tau}{\tau_p}\right) = -\frac{1}{\tau_1} \left(t - t_0 - \frac{\tau_p}{2}\right)$$

и обращается в нуль в момент времени

$$t = t_1 = t_0^* + \frac{\tau_p}{2}. \quad (\text{B.13})$$

В момент времени  $t_1$  ток достигает своего минимального значения, равного  $-I_{\text{dif}}^{(m)} \tau_p / 2\tau_1$ ; при  $t > t_1$  ток  $I(t)$  не может иметь вид (B.12), а увеличивается, стремясь к нулю.

4. Входное напряжение экспоненциально уменьшается до момента времени  $t_2$ , а затем не меняется

$$U_{\text{in}}(t) = \begin{cases} U_{\text{in}}^{(m)} \left( 1 - \exp\left(\frac{t-t_0}{\tau_1}\right) \right), & \text{при } t < t_2, \\ U_{\text{in}}^{(m)} \left( 1 - \exp\left(\frac{t_2-t_0}{\tau_1}\right) \right), & \text{при } t > t_2, \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

где  $U_{\text{in}}^{(m)}$  – начальное значение входного напряжения;  $t_0$  – момент обращения внешнего напряжения в ноль; постоянная  $\tau_1$  характеризует скорость экспоненциального спада. Подставляя (B.14) в (B.4), получаем зависимость тока в цепи от времени  $t$

$$I_{\text{dif}}(t) = I_{\text{dif}}^{(m)} \left( 1 - \exp\left(\frac{t-t_0^*}{\tau_1}\right) \right) = I_{\text{dif}}^{(m)} \zeta(t), \quad \text{при } t < t_1, \quad (\text{B.15})$$

где  $t_{-\infty} = -\infty$ ,  $I_{\text{dif}}^{(m)}$  – начальное значение тока (определяется из (B.5));

$t_0^* = t_0 - \ln[U_{\text{in}}^{(m)} / (U_{\text{in}}^{(m)} - U_{\text{pn1}})]$  – момент обращения тока в ноль;  $t_1$  – момент времени, когда ток достигает своего минимального значения; при  $t > t_1$  сила тока не может быть в виде (B.15) и находится из (B.6).

Если  $t_{-\infty} = -\infty$ , то функция  $\zeta(t, \tau_p)$  по (B.3) для тока в форме (B.15) принимает вид

$$\xi(t, \tau_p) = \sqrt{\pi} \left( 1 - \left( \frac{\tau_p}{\tau_1} + 1 \right)^{-1/2} \exp\left(\frac{t-t_0^*}{\tau_1}\right) \right) \quad (\text{B.16})$$

и обращается в нуль в момент времени  $t = t_1$ , связанный с  $\tau_p$  соотношением

$$\tau_p = \tau_1 \left( \exp\left(\frac{2(t_1-t_0^*)}{\tau_1}\right) - 1 \right). \quad (\text{B.17})$$

5. Для входного напряжения в виде смещенного синусоидального сигнала

$$U_{in}(t) = U_1 + U_{in}^{(m)} \sin(\omega t) \quad (\text{B.18})$$

сила тока в соответствии с (B.4) равна

$$I_{dif}(t) = I_1 + I_{dif}^{(m)} \sin(\omega t) = I_{dif}^{(m)} \zeta(t), \quad t_{-\infty} < t < t_1, \quad (\text{B.19})$$

где  $I_1 = (U_1 - U_{pn1}) / (R_l + R_b)$ ,  $I_{dif}^{(m)}$  и  $U_{pn1}$  определяются из (B.5). Величина  $t_1$  определяется из условия  $\zeta(t, \tau_p) = 0$ ; функция  $\zeta(t, \tau_p)$  для сигнала (B.18) в соответствии с (B.3) имеет вид

$$\begin{aligned} \zeta(t, \tau_p) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{t_{-\infty}}^{t/\tau_p} \frac{\sin(\omega\tau) + I_1/I_{dif}^{(m)}}{[(t-\tau)/\tau_p]^{1/2}} \exp\left(-\frac{t-\tau}{\tau_p}\right) d\left(\frac{\tau}{\tau_p}\right) \approx \\ &\approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{t/\tau_p} \frac{\sin(\omega\tau) + I_1/I_{dif}^{(m)}}{[(t-\tau)/\tau_p]^{1/2}} \exp\left(-\frac{t-\tau}{\tau_p}\right) d\left(\frac{\tau}{\tau_p}\right) = \\ &= \frac{I_1}{I_{dif}^{(m)}} - \frac{\sin[0,5\text{arctg}(\omega\tau_p) - \omega t]}{[1 + (\omega\tau_p)^2]^{1/4}}. \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

Заметим, что  $\zeta(t, \tau_p)$  по (B.20) не обращается в нуль, если  $I_1/I_{dif}^{(m)} > [1 + (\omega\tau_p)^2]^{-1/4}$ . При выполнении этого условия ток в цепи может оставаться смещенным синусоидальным сколь угодно долго, что позволяет устранить влияние переходного процесса.

Для несмещенного синусоидального тока ( $I_1 = 0, t_{-\infty} = 0$ ) из (B.20) следует, что время жизни дырок  $\tau_p$  выражается через момент  $t_1$  достижения током минимального значения ( $\zeta(t_1) = 0$ ):

$$t_1 = \frac{0,5\text{arctg}(\omega\tau_p) + \pi}{\omega}; \quad \tau_p = \frac{\text{tg}(2t_1\omega)}{\omega}. \quad (\text{B.21})$$

Несмотря на то, что в формуле (B.20) нижний предел интегрирования был заменен на  $-\infty$ , формула (B.21) достаточно точно выражает связь  $\tau_p$  через  $t_1$ : при  $\tau_p = T_s$  ( $T_s = 2\pi/\omega$  – период сигнала) погрешность ниже 4 %, а при  $\tau_p = 0,1T_s$  – менее 0,1 %. Заметим, что при малых  $\tau_p$  формула (B.13) дает результат, близкий к вычисленному по формуле (B.21) (различие в  $t_1 - t_0$  по (B.13) и (B.21) составляет 10 %, если  $\tau_p = 0,1T_s$ ). Для сигнала с низкой частотой, когда  $\tau_p \gg T_s$ , согласно (B.21), сила тока достигает минимума в момент времени  $t = t_1 = (5/8)T_s$ .

**Функция  $\operatorname{erfc}(x)$**

Функция  $\operatorname{erfc}$  называется дополнительной функции ошибок и записывается как

$$\operatorname{erfc}(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_t^{\infty} \exp(-\tau^2) d\tau.$$

В табл. Г.1 представлены значения функции  $\operatorname{erfc}$  для аргумента  $t$  в интервале от 0 до 3,7.

Таблица Г.1

**Значения функции  $\operatorname{erfc}(t)$**

$t$	$\operatorname{erfc}(t)$	$t$	$\operatorname{erfc}(t)$	$t$	$\operatorname{erfc}(t)$
0	1	1,25	0,0771	2,5	0,000407
0,05	0,943629	1,3	0,065992	2,55	0,000311
0,1	0,887536	1,35	0,056238	2,6	0,000236
0,15	0,832004	1,4	0,047715	2,65	0,000178
0,2	0,777297	1,45	0,040305	2,7	0,000134
0,25	0,723673	1,5	0,033895	2,75	0,000101
0,3	0,671373	1,55	0,028377	2,8	7,50E-05
0,35	0,620618	1,6	0,023652	2,85	5,57E-05
0,4	0,571607	1,65	0,019624	2,9	4,11E-05
0,45	0,524518	1,7	0,01621	2,95	3,02E-05
0,5	0,4795	1,75	0,013328	3	2,21E-05
0,55	0,436676	1,8	0,01091	3,05	1,61E-05
0,6	0,396143	1,85	0,008889	3,1	1,16E-05
0,65	0,357971	1,9	0,00721	3,15	8,40E-06
0,7	0,322199	1,95	0,005821	3,2	6,03E-06
0,75	0,288844	2	0,004678	3,25	4,30E-06
0,8	0,257899	2,05	0,003742	3,3	3,06E-06
0,85	0,229332	2,1	0,002979	3,35	2,16E-06
0,9	0,203092	2,15	0,002361	3,4	1,52E-06
0,95	0,179109	2,2	0,001863	3,45	1,07E-06
1	0,157299	2,25	0,001463	3,5	7,43E-07
1,05	0,137564	2,3	0,001143	3,55	5,15E-07
1,1	0,119795	2,35	0,000889	3,6	3,56E-07
1,15	0,103876	2,4	0,000689	3,65	2,44E-07
1,2	0,089686	2,45	0,000531	3,7	1,67E-07

Приложение Д

Комплект эскизной технологической документации

							НБГУ.01000.00010			
	Лабораторный диод						Э			
<p>КОМПЛЕКТ ЭСКИЗНОЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ДОКУМЕНТАЦИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ ЛАБОРАТОРНЫХ ДИОДОВ</p>										
Подл		Взам			Дубл					
ТЛ										

				НБГУ.01000.00010	1	1
					НБГУ.02000.00010	
					Э	
<i>С</i>	<i>НПП</i>	<i>Обозначение ДСЕ</i>		<i>Наименование ДСЕ</i>		<i>КП</i>
<i>Ф</i>	<i>НПП</i>	<i>Обозначение комплекта ТД</i>		<i>Наименование комплекта ТД</i>		<i>Листов</i>
<i>Г</i>	<i>Обозначение ТД</i>		<i>Усл. обозн.</i>	<i>Лист</i>	<i>Листов</i>	<i>Примечание</i>
	<i>Лабораторный диод</i>					
01	НБГУ.01000.00010 Титульный лист					1
02	НБГУ.03000.00010 Маршрутная карта изготовления кристаллов					13
03	Приложения: Приложение I – Перечень критических параметров					
04	Приложение II – Перечень фотолитографий и контролируемые размеры					
05	Приложение III – Температурно-временные диаграммы					
06	Приложение IV – Нормы и режимы измерения параметров кристаллов					
07	Приложение V – Структура элементов кристалла и параметры конструктивных слоев					
08						
09						
10						
11						
12						
13						
14						
15						
16						
17						
18						
19						
20						
21						
				<i>Разработал</i>	<i>Шпаковский</i>	
				<i>Проверил</i>	<i>Горбачук</i>	
				<i>Н. контр</i>		
				<i>Утвердил</i>	<i>Поклонский</i>	
<i>Подл</i>		<i>Взам</i>		<i>Дубл</i>		
<b>ВТД</b>						

				НБГУ.01000.00010		12	1				
				НБГУ.03000.00010							
<i>Лабораторный диод</i>											
<i>В</i>	<i>Цех</i>	<i>Уч.</i>	<i>Рм</i>	<i>Опер.</i>	<i>Код, наименование операции</i>						
<i>Г</i>	<i>Обозначение документа</i>										
<i>Д</i>	<i>Код, наименование оборудования</i>										
<i>Е</i>	<i>СМ</i>	<i>Проф.</i>	<i>Р</i>	<i>УТ</i>	<i>КР</i>	<i>КОИД</i>	<i>ЕН</i>	<i>ОП</i>	<i>Кшт.</i>	<i>Тп.з</i>	<i>Тшт.</i>
<i>Л/М</i>	<i>Наименование детали, сд. единицы или материала</i>										
<i>Н</i>	<i>Обозначение, код</i>				<i>ОПП</i>	<i>ЕВ</i>	<i>ЕН</i>	<i>КИ</i>	<i>Нрасх.</i>		
Таблица I.1 приложения I					1 Формирование						
Отмывка – КАРО <sup>1)</sup> , ПАР <sup>2)</sup> , ПСР <sup>3)</sup>					2 Химобработка (отмывка)						
Рисунок III.1 приложения III					3 Пирогенное окисление						
Таблица I.2 приложения I					4 Определение толщины окисла						
Планарная сторона					5 Нанесение и сушка фоторезиста						
Травитель № 16 <sup>4)</sup>					6 Травление окисла до кремния						
Снятие в КАРО + ПАР					7 Снятие фоторезиста						
Подстановка спутника С1-КДБ10 (111)					8 Химобработка (отмывка)						
Отмывка – КАРО, ПАР					9 Диффузия фосфора						
Подстановка спутника С1					10 Определение толщины окисла						
Рисунок III.2 приложения I					11 Измерение поверхностного сопротивления						
На спутнике С1					12 Измерение глубины залегания p-n-перехода						
Таблица I.3 приложения I					13 Химобработка						
На спутнике С1											
Таблица I.3 приложения I											
Отмывка – КАРО, ПАР											
					<i>Разработал</i>	<i>Шпаковский</i>					
					<i>Проверил</i>	<i>Горбачук</i>					
					<i>Н. контр.</i>						
					<i>Утвердил</i>	<i>Поклонский</i>					
<i>Подл</i>					<i>Взам</i>				<i>Дубл</i>		
<i>МК</i>		<i>Маршрутная карта</i>									

				НБГУ.01000.00010		2					
				НБГУ.03000.00010							
<i>В</i>	<i>Цех</i>	<i>Уч.</i>	<i>Рм</i>	<i>Опер.</i>	<i>Код, наименование операции</i>						
<i>Г</i>	<i>Обозначение документа</i>										
<i>Д</i>	<i>Код, наименование оборудования</i>										
<i>Е</i>	<i>СМ</i>	<i>Проф.</i>	<i>Р</i>	<i>УТ</i>	<i>КР</i>	<i>КОИД</i>	<i>ЕН</i>	<i>ОП</i>	<i>Кшт.</i>	<i>Тп.з</i>	<i>Тшт.</i>
<i>Л/М</i>	<i>Наименование детали, сб. единицы или материала</i>										
<i>Н</i>	<i>Обозначение, код</i>				<i>ОПП</i>	<i>ЕВ</i>	<i>ЕН</i>	<i>КИ</i>	<i>Нрасх.</i>		
Таблица II.1 приложения II					14 Нанесение и сушка фоторезиста						
Таблица II.1 приложения II					15 1-я фотолитография «Анод»						
Травитель № 16					16 Проявление, задубливание фоторезиста						
Снятие в КАРО + ПАР					17 Контроль копии						
Таблица II.1 приложения II					18 Плазмохимическое снятие фоторезиста						
Подстановка спутника С2 – КЭФ 40 (111)					19 Травление окисла						
Отмывка – КАРО, ПАР					20 Снятие фоторезиста						
Подстановка спутника С2					21 Проверка пластин после фотолитографии						
Рисунок III.3 приложения III					22 Химобработка (отмывка)						
На спутнике С2					23 Пирогенное окисление (защитное)						
Таблица I.4 приложения I					24 Определение толщины окисла						
Подстановка спутника С2					25 Ионное легирование бором						
Таблица I.5 приложения I					26 Плазмохимическая обработка						
Подстановка спутника С2					27 Химобработка (отмывка)						
Подстановка спутника С2											
Отмывка – КАРО, ПАР											
<i>Подл</i>				<i>Взам</i>				<i>Дудл</i>			
<i>МК</i>		<i>Маршрутная карта</i>									

					НБГУ.01000.00010					3	
					НБГУ.03000.00010						
<i>В</i>	<i>Цех</i>	<i>Уч.</i>	<i>Рм</i>	<i>Опер.</i>	<i>Код, наименование операции</i>						
<i>Г</i>	<i>Обозначение документа</i>										
<i>Д</i>	<i>Код, наименование оборудования</i>										
<i>Е</i>	<i>СМ</i>	<i>Проф.</i>	<i>Р</i>	<i>УТ</i>	<i>КР</i>	<i>КОИД</i>	<i>ЕН</i>	<i>ОП</i>	<i>Кшт.</i>	<i>Тп.з</i>	<i>Тшт.</i>
<i>Л/М</i>	<i>Наименование детали, сб. единицы или материала</i>										
<i>Н</i>	<i>Обозначение, код</i>					<i>ОПП</i>	<i>ЕВ</i>	<i>ЕН</i>	<i>КИ</i>	<i>Нрасх.</i>	
Подстановка спутника С2 Рисунок III.4 приложения III					28 Пирогенное окисление (анод)						
На спутнике С2 Таблица I.6 приложения I					29 Определение толщины окисной пленки						
На спутнике С2 Таблица I.6 приложения I					30 Измерение поверхностного сопротивления						
На спутнике С2 Таблица I.6 приложения I					31 Измерение глубины залегания <i>p-n</i> -перехода						
Травитель № 16					32 Травление окисла до кремния						
Отмывка – КАРО, ПАР					33 Химобработка (отмывка)						
Рисунок III.5 приложения III					34 Отжиг						
$H_{СТФСС} = (0,35 \pm 0,05) \text{ мкм}$					35 Нарращивание среднетемпературного фосфоросиликатного стекла (СТФСС)						
Рисунок III.5 приложения III					36 Пирогенное окисление (уплотнение СТФСС)						
Таблица II.1 приложения II					37 Нанесение и сушка фоторезиста						
Таблица II.1 приложения II					38 2-я фотолитография «Контакты»						
					39 Проявление, задубливание фоторезиста						
					40 Контроль копии						
					41 Плазмохимическое снятие фоторезиста						
Травитель №16					42 Травление СТФСС						
<i>Подл</i>			<i>Взам</i>			<i>Дубл</i>					
<i>МК</i>		<i>Маршрутная карта</i>									

					НБГУ.01000.00010					4	
					НБГУ.03000.00010						
<i>В</i>	<i>Цех</i>	<i>Уч.</i>	<i>Рм</i>	<i>Опер.</i>	<i>Код, наименование операции</i>						
<i>Г</i>	<i>Обозначение документа</i>										
<i>Д</i>	<i>Код, наименование оборудования</i>										
<i>Е</i>	<i>СМ</i>	<i>Проф.</i>	<i>Р</i>	<i>УТ</i>	<i>КР</i>	<i>КОИД</i>	<i>ЕН</i>	<i>ОП</i>	<i>Кшт.</i>	<i>Тп.з</i>	<i>Тшт.</i>
<i>Л/М</i>	<i>Наименование детали, сб. единицы или материала</i>										
<i>Н</i>	<i>Обозначение, код</i>					<i>ОПП</i>	<i>ЕВ</i>	<i>ЕН</i>	<i>КИ</i>	<i>Нрасх.</i>	
Снятие в КАРО + ПАР					43 Снятие фоторезиста						
Таблица II.1 приложения II					44 Проверка пластин после фотолитографии						
$U_{\text{проб}} > 50 \text{ В}, I = 1 \text{ мА}$					45 Проверка электропараметров						
Отмывка – КАРО, ПАР					46 Химобработка (отмывка)						
Освежение – Травитель № 3 <sup>5)</sup>					47 Химобработка (освежение)						
$H_{\text{Al}} = (1,0 \pm 0,2) \text{ мкм}$					48 Напыление алюминия на планарную сторону						
Таблица II.1 приложения II					49 Нанесение и сушка фоторезиста						
					50 3-я фотолитография «Металлизация»						
Таблица II.1 приложения II					51 Проявление, задубливание фоторезиста						
					52 Контроль копии						
Таблица II.1 приложения II					53 Плазмохимическое снятие фоторезиста						
					54 Травление металлизации						
Травитель № 11 <sup>6)</sup>					55 Снятие фоторезиста						
Снятие в диметилформамиде (ДМФА)					56 Проверка пластин после литографии						
Таблица II.1 приложения II					57 Химобработка (отмывка)						
Гидромеханическая отмывка					58 Проверка электропараметров						
Таблица IV.1 приложения IV					59 Химобработка (освежение)						
Травитель № 3											
<i>Подл</i>			<i>Взам</i>			<i>Дубл</i>					
<i>МК</i>		<i>Маршрутная карта</i>									

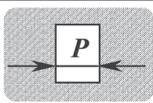
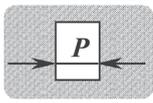
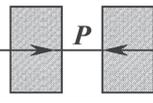
				НБГУ.01000.00010		5																																									
				НБГУ.03000.00010																																											
<i>В</i>	<i>Цех</i>	<i>Уч.</i>	<i>Рм</i>	<i>Опер.</i>	<i>Код, наименование операции</i>																																										
<i>Г</i>	<i>Обозначение документа</i>																																														
<i>Д</i>	<i>Код, наименование оборудования</i>																																														
<i>Е</i>	<i>СМ</i>	<i>Проф.</i>	<i>Р</i>	<i>УТ</i>	<i>КР</i>	<i>КОИД</i>	<i>ЕН</i>	<i>ОП</i>	<i>Кшт.</i>	<i>Тп.з</i>	<i>Тшт.</i>																																				
<i>Л/М</i>	<i>Наименование детали, сб. единицы или материала</i>																																														
<i>Н</i>	<i>Обозначение, код</i>				<i>ОПП</i>	<i>ЕВ</i>	<i>ЕН</i>	<i>КИ</i>	<i>Нрасх.</i>																																						
<p><math>H_{Al} = (1,0 \pm 0,2)</math> мкм</p> <p>Рисунок III.6 приложения III</p> <p><math>\Phi = 5,0 \cdot 10^{13}</math> эл/см<sup>2</sup></p> <p><math>\Phi = 1,0 \cdot 10^{14}</math> эл/см<sup>2</sup></p> <p><math>\Phi = 1,0 \cdot 10^{15}</math> эл/см<sup>2</sup></p> <p>Примечания:  1<sup>1)</sup> H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> : H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> : H<sub>2</sub>O = 3 : 1 : 1;  2<sup>2)</sup> H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> : NH<sub>4</sub>OH : H<sub>2</sub>O = 1,5 : 1 : 7;  3<sup>3)</sup> HCl : H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> : H<sub>2</sub>O = 1 : 1,5 : 5;  4<sup>4)</sup> NH<sub>4</sub>F : HF : H<sub>2</sub>O = 60 : 10 : 1;  5<sup>5)</sup> HF : H<sub>2</sub>O = 1 : 50;  6<sup>6)</sup> CH<sub>3</sub>COOH : HNO<sub>3</sub> : H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> : H<sub>2</sub>O = 5,133 : 1 : 25,53 : 1,66;</p> <p>7 Структура элементов кристалла в разрезе и таблица параметров конструктивных слоев кристалла приведены в приложении V.</p>																																															
<table border="1" style="width:100%; height:40px;"> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> </table>																																															
<i>Подл</i>			<i>Взам</i>			<i>Дубл</i>																																									
<i>МК</i>		<i>Маршрутная карта</i>																																													

		НБГУ.01000.00010		6	
		НБГУ.03000.00010			
<b>Приложение I</b> <b>Перечень критических параметров</b>					
Таблица I.1 – Формирование					
Изделие	Кремний монокристаллический				
Лабораторный диод	360КЭФ1,0 (100) Ø76				
Таблица I.2 – Пирогенное окисление					
Изделие	Толщина окисла $H_{SiO_2}$ , мкм				
Лабораторный диод	$0,9 \pm 0,1$				
Таблица I.3 – Диффузия фосфора					
Изделие	Температура, °C	Диффузионные параметры			
		$R_s$ , Ом/□	$X_j$ , мкм	$H_{SiO_2}$ , мкм	
Лабораторный диод	850/1150	$1 \pm 0,2$	$10 \pm 2$	$0,6 \pm 0,06$	
Таблица I.4 – Пирогенное окисление (защитное)					
Изделие	Толщина защитного окисла $H_{SiO_2}$ , мкм				
Лабораторный диод	$0,11 \pm 0,01$				
Таблица I.5 – Ионное легирование бором (анод)					
Изделие	Доза $D$ , мкКл/см <sup>2</sup>	Энергия $E$ , кэВ			
Лабораторный диод	$200 \pm 20$	$60 \pm 6$			
Таблица I.6 – Разгонка бора (анод)					
Изделие	Температура, °C	Диффузионные параметры			
		$R_s$ , Ом/□	$X_j$ , мкм	$H_{SiO_2}$ , мкм	
Лабораторный диод	1000	$200 \pm 50$	$2 \pm 0,5$	$0,66 \pm 0,06$	
Подл		Взам		Дудл	
КЭ	Карта эскизов				

	НБГУ.01000.00010	7
	НБГУ.03000.00010	

**Приложение II**  
**Перечень фотолитографий и контролируемые размеры**

Таблица II.1 – Перечень фотолитографий и контролируемые размеры

Фотолитография	Эскиз контролируемых элементов	Линейные размеры $P_1$ – после проявления, мкм $P_2$ – после травления, мкм
1-я фотолитография «Анод-1»		$P_1 = (3,8-5,8)$ $P_2 = (5,3-7,8)$
2-я фотолитография «Контакты»		$P_1 = (3,8-5,8)$ $P_2 = (5,3-7,8)$
3-я фотолитография «Металлизация»		$P_1 = (3,8-5,8)$ $P_2 = (3,8-14,8)$

Подл		Взам		Дубл					
КЭ	Карта эскизов								

		НБГУ.01000.00010		8	
		НБГУ.03000.00010			

**Приложение III**  
**Температурно-временные диаграммы (ТВД)**

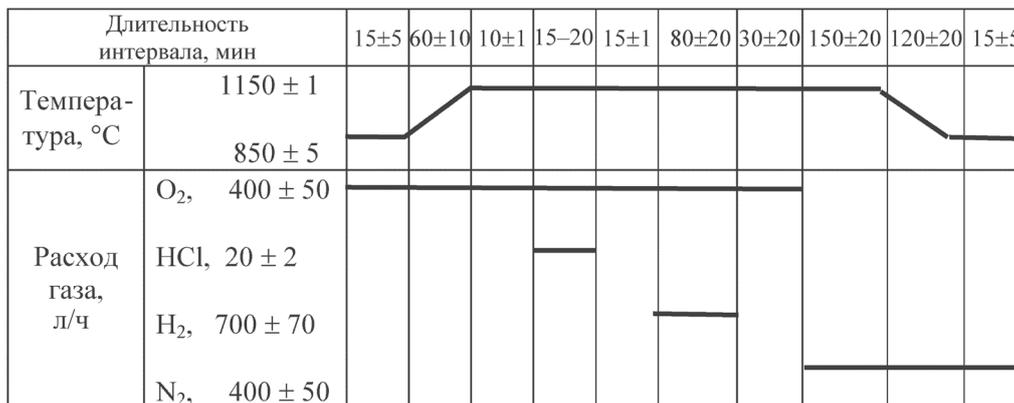


Рисунок III.1 – ТВД операции «Пирогенное окисление» ( $H_{SiO_2} = (0,9 \pm 0,1)$  мкм)

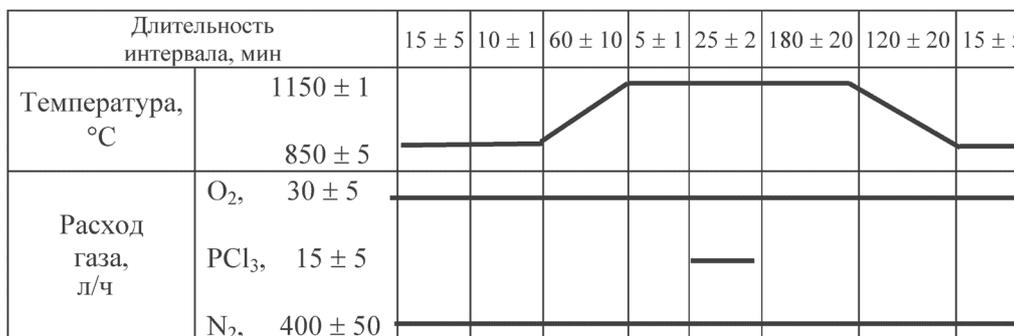


Рисунок III.2 – ТВД операции «Диффузия фосфора»

Подл		Взам			Дубл				
КЭ	Карта эскизов								

		НБГУ.01000.00010		9	
		НБГУ.03000.00010			

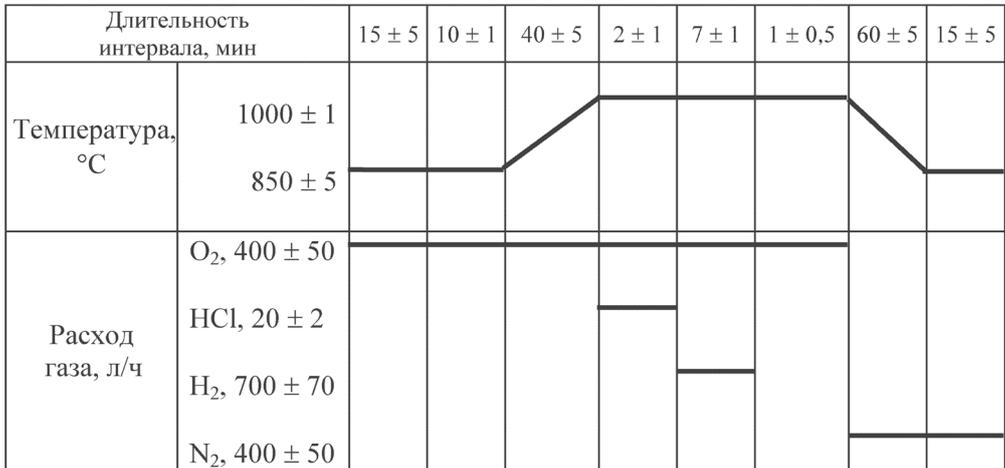


Рисунок III.3 – ТВД операции «Пирогенное окисление» ( $H_{SiO_2} = (0,11 \pm 0,01)$  мкм)

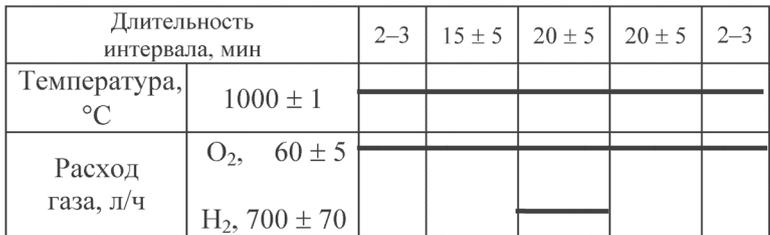


Рисунок III.4 – ТВД операции «Пирогенное окисление» (анод)

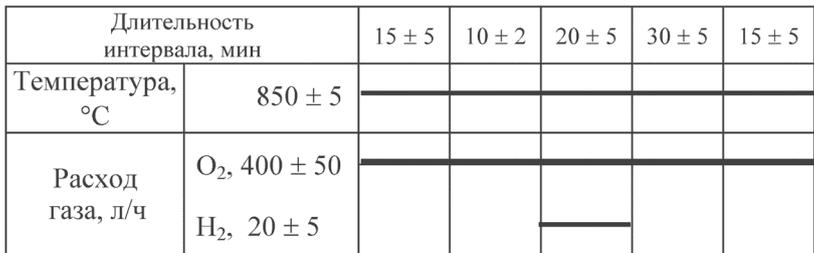


Рисунок III.5 – ТВД операции «Пирогенное окисление» (отжиг СТФСС)

Подл		Взам			Дубл				
КЭ	Карта эскизов								

		НБГУ.01000.00010		10	
		НБГУ.03000.00010			

Длительность интервала, мин		10 ± 1	1 ± 0,5	20 ± 5	1 ± 0,5	10 ± 1
Температура, °С	475 ± 5					
Расход газа, л/ч	N <sub>2</sub> , 400 ± 50					

Рисунок III.6 – ТВД операции «Вжигание алюминия»

<i>Подл</i>		<i>Взам</i>			<i>Дубл</i>				
<i>КЭ</i>	<i>Карта эскизов</i>								

	НБГУ.01000.00010	11
	НБГУ.03000.00010	

**Приложение IV**  
**Нормы и режимы измерения параметров кристаллов**

Таблица IV.1 – Нормы и режимы измерения параметров кристаллов лабораторных диодов ( $T_{пер} = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ )

Параметр	Прибор	Норма	Режим
$U_{пр}$ , В*	Лабораторный диод	$\leq 1,3$	$I_{пр} = 10 \text{ А}$
$I_{обр}$ , мкА	Лабораторный диод	$\leq 10$	$U_{обр} = 50 \text{ В}$
$I_{обр}$ , мА**	Лабораторный диод	$\leq 0,5$	$U_{обр} = 50 \text{ В}$ $T = (125 \pm 5) \text{ }^\circ\text{C}$

Примечания:

\*  $t_{имп} \leq 300 \text{ мкс}$

\*\* Измерять выборочно: 3 пластины в партии кристаллов

Подл		Взам		Дудл					
КЭ	Карта эскизов								

**Приложение V**  
**Структура элементов кристалла и параметры конструктивных слоев**

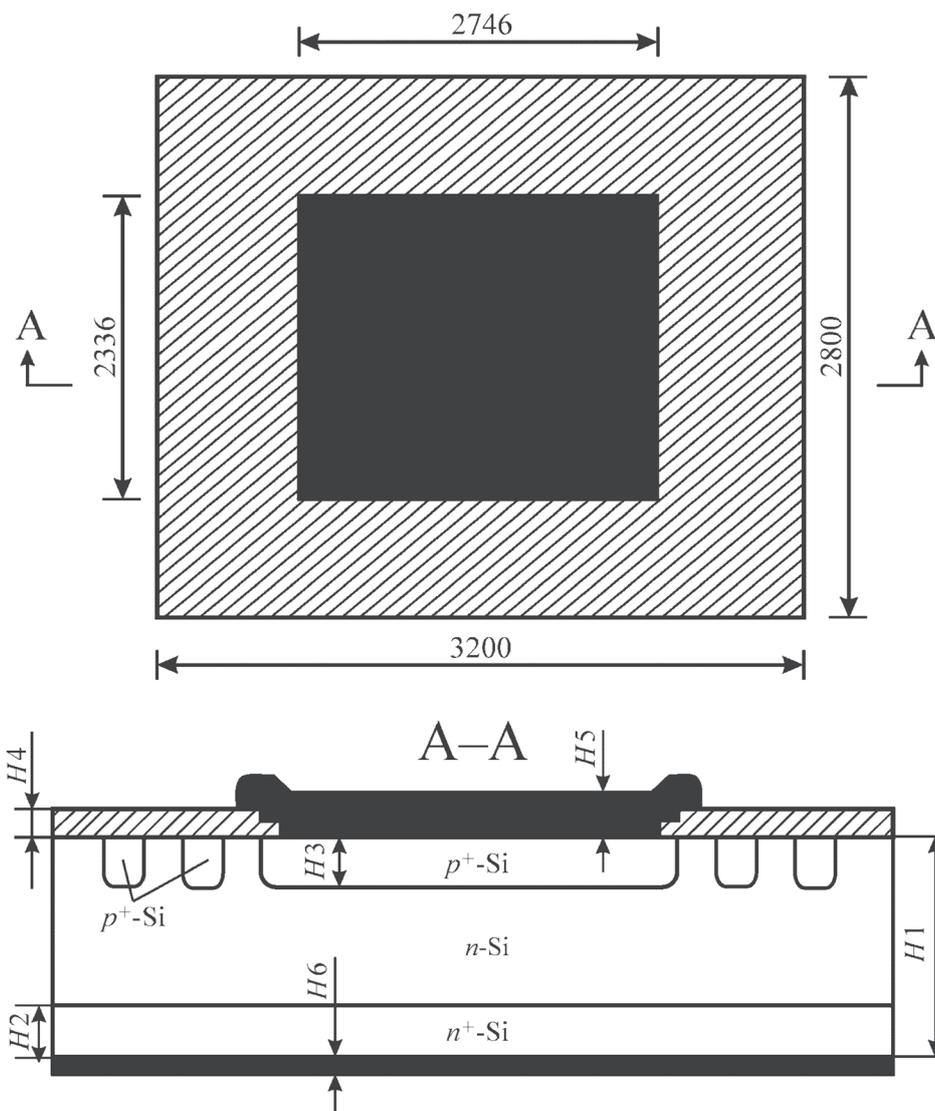


Рисунок V.1 – Структура элементов кристалла

Подл		Взам				Дубл			
КЭ	Карта эскизов								

		НБГУ.01000.00010		13	
		НБГУ.03000.00010			

Таблица V.2 – Параметры конструктивных слоев

Элементы структуры		Толщина, мкм	Тип проводимости	Используемый материал		Поверхностное сопротивление, Ом/□	Удельное сопротивление, Ом·см
Наименование	Обознач			Наименование	ГОСТ, ОСТ, ТУ		
Подложка	H1	360 ± 20	<i>n</i>	Легирующая добавка – фосфор	–	–	1,0
Подлеги-рование	H2	10,0 ± 2,0	<i>n</i> <sup>+</sup>	Фосфор треххлористый	ЕТО.035.29 0ТУ	1 ± 0,2	–
Анод	H3	2,0 ± 0,5	<i>p</i> <sup>+</sup>	Флюобор	ОСТ6-02-4-83	200 ± 50	–
Защитный слой СТФСС	H4	0,35 ± 0,1	–	Тетраэтоксисилан ОСЧ.14-5	ТУ2637-059-44493179-04	–	–
				Триметиловый эфир фосфорной кислоты «ч»	ТУ6-09-3473-78		
Металлизация	H5	1,0 ± 0,2	–	Заготовки для мишеней из сплава на основе алюминия А995 270×120×28 К АК1,0 270×120×28 К	ТУ6365-052-46594157-2004	–	–
Металлизация обратной стороны	H6	1,0 ± 0,2	–	Заготовки для мишеней из сплава на основе алюминия А995 270×120×28 К АК1,0 270×120×28 К	ТУ6365-052-46594157-2004	–	–

Подл			Взам			Дудл			
КЭ		Карта эскизов							

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Малер, Р. Элементы интегральных схем / Р. Маллер, Т. Кейминс. – М. : Мир, 1989. – 630 с.
2. Тогатов, В. В. Метод измерения времени жизни носителей заряда в базовых областях быстродействующих диодных структур / В. В. Тогатов, П. А. Гнатюк // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т. 39, № 3. – С. 378–381.
3. Semiconductors – Basic Data / ed. O. Madelung. – Berlin : Springer, 1996. – 315 p.
4. Милнс, А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках / А. Милнс. – М. : Мир, 1977. – 562 с.
5. Вавилов, В. С. Действие излучений на полупроводники / В. С. Вавилов, Н. П. Кекелидзе, Л. С. Смирнов. – М. : Наука, 1988. – 192 с.
6. Бургуэн, Ж. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты / Ж. Бургуэн, М. Ланно. – М. : Мир, 1985. – 304 с.
7. Вавилов, В. С. Дефекты в кремнии и на поверхности / В. С. Вавилов, В. Ф. Киселев, Б. Н. Мукашев. – М. : Наука, 1990. – 216 с.
8. Емцев, В. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках / В. В. Емцев, Т. В. Машовец. – М. : Радио и связь, 1981. – 248 с.
9. Конозенко, И. Д. Радиационные эффекты в кремнии / И. Д. Конозенко, А. К. Семенюк, В. И. Хиврич. – Киев : Наук. думка, 1974. – 199 с.
10. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов : в 2 т. / С. Зи. – М. : Мир, 1984. – Т. 1. – 455 с.
11. Носов, Ю. Р. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме / Ю. Р. Носов. – М. : Наука, 1968. – 263 с.
12. Тугов, Н. М. Полупроводниковые приборы / Н. М. Тугов, Б. А. Глебов, Н. А. Чарыков. – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 575 с.
13. Корн, Г. Справочник по математике (для научных работников и инженеров) / Г. Корн, Т. Корн. – М. : Наука, 1973. – С. 574.

## РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

*Блихер, А.* Физика силовых биполярных и полевых транзисторов / А. Блихер. – Л. : Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986. – 248 с.

*Бонч-Бруевич, В. Л.* Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – М. : Наука, 1990. – 688 с.

*Бургуэн, Ж.* Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты / Ж. Бургуэн, М. Ланно. – М. : Мир, 1985. – 304 с.

*Вавилов, В. С.* Действие излучений на полупроводники / В. С. Вавилов, Н. П. Кекелидзе, Л. С. Смирнов. – М. : Наука, 1988. – 192 с.

*Конозенко, И. Д.* Радиационные эффекты в кремнии / И. Д. Конозенко, А. К. Семенов, В. И. Хиврич. – Киев : Наук. думка, 1974. – 199 с.

*Кузнецов, Н. В.* Радиационная стойкость кремния / Н. В. Кузнецов, Г. Г. Соловьев. – М. : Энергоатомиздат, 1989. – 96 с.

*Носов, Ю. Р.* Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме / Ю. Р. Носов. – М. : Наука, 1968. – 263 с.

*Смит, Р.* Полупроводники / Р. Смит. – М. : Мир, 1982. – 560 с.

*Тугов, Н. М.* Полупроводниковые приборы / Н. М. Тугов, Б. А. Глебов, Н. А. Чарыков. – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 575 с.

*Фистуль, В. И.* Введение в физику полупроводников / В. И. Фистуль. – М. : Высш. шк., 1975. – 352 с.

*Шалимова, К. В.* Физика полупроводников / К. В. Шалимова. – М. : Энергия, 1976. – 392 с.

Semiconductors – Basic Data / ed. O. Madelung. – Berlin : Springer, 1996. – 315 p.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	3
Список условных обозначений.....	4
<b>1. Рекомбинация неравновесных носителей заряда. Типы и механизмы рекомбинации.....</b>	<b>6</b>
<b>2. Статистика рекомбинации неравновесных носителей заряда.....</b>	<b>8</b>
2.1. Низкий уровень возбуждения – линейная рекомбинация.....	8
2.2. Высокий уровень возбуждения – квадратичная рекомбинация.....	13
<b>3. Уравнение непрерывности с учетом процессов генерации и рекомбинации носителей заряда в полупроводнике.....</b>	<b>15</b>
<b>4. Рекомбинация с участием локализованных состояний. Модель Шокли–Рида–Холла.....</b>	<b>18</b>
4.1. Центры рекомбинации, сечение захвата.....	18
4.2. Модель Шокли–Рида–Холла.....	21
4.3. Технологические аспекты управления временем жизни неравновесных носителей заряда в кремнии.....	26
4.3.1. Примесные центры рекомбинации.....	26
4.3.2. Радиационные дефекты.....	28
<b>5. Полупроводниковые барьерные структуры в равновесном и неравновесном состояниях.....</b>	<b>36</b>
5.1. Полупроводник в состоянии равновесия. Уровень Ферми и концентрации электронов и дырок.....	36
5.2. $p-n$ -Переход в состоянии равновесия. Обедненный слой и потенциал на границе $p-n$ -перехода.....	37
5.3. Полупроводник в неравновесном состоянии. Квазиуровни Ферми. Основные соотношения для неравновесного полупроводника.....	40
5.4. Распределение концентраций носителей заряда в $p-n$ -переходе при внешнем напряжении.....	41
5.5. Емкость $p-n$ -перехода и ток смещения.....	43
5.6. Ток через $p-n$ -переход.....	44
<b>6. Моделирование тока в цепи «диод + резистор».....</b>	<b>45</b>
6.1. Система «диод + резистор». Постановка задачи.....	45
6.2. Система «диод + резистор» при постоянном токе или медленном изменении параметров во времени.....	47
6.3. Решение уравнений, описывающих систему «диод + резистор».....	49

6.4. Определение времени жизни неосновных носителей заряда из переходных характеристик .....	53
<b>7. Основные этапы изготовления лабораторного диода .....</b>	<b>56</b>
<b>8. Контрольные вопросы .....</b>	<b>59</b>
<b>9. Задания к лабораторным работам .....</b>	<b>60</b>
9.1. Переходные процессы в полупроводниковых барьерных структурах .....	60
9.2. Рекомбинация на радиационных дефектах в полупроводниках .....	61
<b>Приложения .....</b>	<b>63</b>
<i>Приложение А. Руководство пользователя лабораторным модулем изучения переходных процессов в полупроводниковых барьерных структурах и программным обеспечением к модулю .....</i>	<i>63</i>
А.1. Устройство и назначение модуля .....	63
А.2. Подготовка к работе с модулем изучения переходных процессов в полупроводниковых барьерных структурах .....	65
А.3. Работа с программой .....	66
А.3.1. Окно программы .....	66
А.3.2. Выбор формы сигнала .....	67
А.3.3. Управление осциллографом .....	67
А.3.4. Измерения и расчеты .....	68
А.4. Алгоритм выполнения измерений времени жизни .....	71
Паспорт эксперимента .....	73
<i>Приложение Б. Решение уравнения диффузии с помощью интегральных преобразований .....</i>	<i>74</i>
<i>Приложение В. Приближенное решение уравнений, описывающих систему «диод + резистор» .....</i>	<i>79</i>
<i>Приложение Г. Функция <math>erfc(x)</math> .....</i>	<i>84</i>
<i>Приложение Д. Комплект эскизной технологической документации .....</i>	<i>85</i>
<b>Библиографические ссылки .....</b>	<b>100</b>
<b>Рекомендуемая литература .....</b>	<b>101</b>

Учебное издание

**Поклонский** Николай Александрович  
**Горбачук** Николай Иванович  
**Сягло** Андрей Иванович  
**Шпаковский** Сергей Васильевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ  
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ**

**ПОСОБИЕ**

Редактор *Н. Ф. Акулич*  
Художник обложки *Т. Ю. Таран*  
Технический редактор *Т. К. Раманович*  
Корректор *А. Г. Терехова*  
Компьютерная верстка *Е. М. Товчковой*

Подписано в печать 30.11.2009. Формат 60×84/16. Бумага офсетная.  
Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Усл. печ. л. 6,04. Уч.-изд. л. 6,07.  
Тираж 100 экз. Зак. 1278.

Белорусский государственный университет.  
ЛИ № 02330/0494425 от 08.04.2009.  
220030, Минск, проспект Независимости, 4.

Отпечатано с оригинала-макета заказчика.  
Республиканское унитарное предприятие  
«Издательский центр Белорусского государственного университета».  
ЛП № 02330/0494178 от 03.04.2009.  
220030, Минск, ул. Красноармейская, 6.