

Список литературы

1. Выставкин А.Н., Годик Э.Э., Губанков В.Н. и др. Высокочувствительные приемники электромагнитных излучений // В. кн.: Проблемы современной радиотехники и электроники / под. ред. В.А. Котельникова. – М.: Наука, 1982. – С. 359–412.
2. Годик Э.Э., Курицын Ю.А., Синис В.П. Захват дырок нейтральными атомами бора в кремнии // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – Т. 14. – С. 377–379.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПРИМЕСНОМ КРЕМНИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В УСЛОВИЯХ ГЛУБОКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

*B.M. Зыков, A.N. Киселев
г. Томск, Россия*

Представлены результаты исследований долговременных фотоэлектрических процессов в кремниевых $p^+ - n - p^+$ структурах, инициированных действием быстрых электронов в условиях, моделирующих воздействие факторов окружающего космического пространства. Рассмотрена нелинейная модель этих процессов, пригодная для оценки параметров примесных полупроводников в условиях их ускоренных лабораторных испытаний, а также для прогнозирования изменений этих параметров в натурных условиях эксплуатации примесных полупроводниковых структур в составе бортовых приборов космических аппаратов.

Представлены результаты исследований долговременных фотоэлектрических процессов в кремниевых $p^+ - n - p^+$ структурах, инициированных действием быстрых электронов в условиях, моделирующих воздействие факторов окружающего космического пространства. Рассмотрена нелинейная модель этих процессов, пригодная для оценки параметров примесных полупроводников в условиях их ускоренных лабораторных испытаний, а также для прогнозирования изменений этих параметров в натурных условиях эксплуатации примесных полупроводниковых структур в составе бортовых приборов космических аппаратов.

Фотоприемные устройства с глубокоохлаждаемыми фотоприемниками на основе монокристаллического примесного кремния обеспечили достижение рекордной обнаружительной способности, приближающейся к теоретическому пределу даже в условиях низкого фона [1]. В связи с этим основной областью применения примесных фоторезисторов стала космическая оптико-электронная аппаратура. Вместе с тем мировая статистика показывает, что более 30 % отказов космических аппаратов произошедших за 90-е годы связаны с воздействием ионизирующих излучений [2]. При сроке активного существования космического аппарата 20 лет и более уровни требований по радиационной стойкости близки к физическим возможностям изделий полупроводниковой электроники [3], поэтому проблема обеспечения радиационной стойкости электронной аппаратуры приобретает особо важное значение. Одним из направлений решения этой проблемы считается совершенствование методов лабораторных испытаний и прогнозирования работоспособности электронных полупроводниковых приборов в космических условиях. Важной задачей при этом считается учет режимов функционирования электронных приборов в натурных условиях и в процессе наземных испытаний [4].

Значительная часть инициированных ионизирующими излучениями долговременных процессов связана с захватом неравновесных носителей заряда на ловушки в объеме

полупроводника, поэтому длительность долговременных процессов радиационного отклика в полупроводниковых приборах на примесном кремнии может достигать десятков часов ионизирующего воздействия и сложным образом зависит от теплового и электрического режимов работы, а также от вида, интенсивности и длительности радиационного воздействия. Основная проблема изучения долговременных эффектов низкоинтенсивного облучения заключается в невозможности проведения исследований в реальном масштабе времени из-за большой длительности изучаемых процессов и малых скоростей изменения их характеристик. Вместе с тем, стандартная процедура радиационных испытаний полупроводниковых приборов на воздействие ионизирующих излучений космического пространства предусматривает их облучение при мощности дозы 10^2 – 10^3 рад/с, которая в 10^5 – 10^6 раз превышает мощность дозы в натурных условиях. В условиях ускоренных испытаний наблюдается целый ряд нелинейных эффектов искажающих получаемую информацию. Корректная экстраполяция результатов ускоренных испытаний на натурные условия становится возможной только на основе нелинейного моделирования.

Обобщенная модель долговременного процесса может быть построена опираясь на два подхода:

- 1-й подход предполагает рассматривать долговременный процесс релаксации как квазиравновесное состояние замкнутой термодинамической системы доноров и акцепторов полупроводника, которое с помощью зависящей от времени эффективной степени компенсации полупроводника может быть представлено как бесконечная времененная последовательность равновесных состояний.
- 2-й подход основан на математическом моделировании отклика нелинейной системы с конечной памятью. При этом нелинейный процесс долговременной релаксации рассматривается как реакция системы с конечной памятью на внешнее воздействие при существенном изменении ее внутренних параметров, так что состояние такой нелинейной системы в любой момент времени может быть корректно определено только с учетом состояний системы во все предыдущие моменты времени.

В случае первого подхода теория процесса долговременной релаксации может быть построена на основе классической теории замкнутой равновесной термодинамической системы. При втором подходе алгоритм расчета нелинейного радиационного отклика системы может быть построен в виде совокупности кусочно-линейных процессов, идущих с учетом изменения внутренних параметров системы, которые определяются соответствующей радиационной моделью.

Существовавшие к началу наших исследований модели ИПФ-индукцированной прыжковой и примесной фотопроводимости (проводимости) имеют ограниченный характер и не позволяют положить их в основу метода оценки параметров примесного кремния в условиях радиационного воздействия при температурах ниже температуры ионизации примесей. Построение математической модели долговременной релаксации ИПФ в примесном кремнии с учетом квазиравновесного состояния полупроводника с изменяющейся эффективной степенью компенсации дает возможность определения на основе этой модели не только фотоэлектрических параметров, отвечающих за ИПФ, но и такого фундаментального параметра полупроводника, как степень компенсации. Для построения необходимой модели индуцированной примесной фотопроводимости необходимо принять во внимание захват как неосновных, так и основных носителей заряда, а также учесть возможное изменение времени рекомбинации электронов с дырками по мере нейтрализации заряженных примесей и дефектов.

При идентификации параметров модели, базирующейся на квазиравновесном состоянии замкнутой термодинамической системы доноров и акцепторов полупроводника с зависящей от времени эффективной степени компенсации, может быть использован применимый к замкнутым неравновесным системам критерий минимальной

скорости релаксации. В соответствии с критерием минимальной скорости релаксации изменение параметров системы в процессе релаксации осуществляется таким образом, что этому изменению соответствует минимальная скорость релаксации.

Разработка модели возбуждения и релаксации ИПФ осуществлялась на основе системы уравнений включающей в себя кинетические уравнения, описывающие переходы электронов между зоной проводимости и уровнем компенсирующей примеси, уравнение примесной фотопроводимости для одноуровневой примеси (бор) и уравнение электрической нейтральности. Нижняя граница рассматриваемого диапазона температур ограничена условием пренебрежения захвата носителей заряда нейтральными атомами примесей. Предполагается, что все примеси и дефекты однозарядны и реализуется условие много-кратного захвата неосновных носителей заряда (электронов) заряженными примесными атомами или дефектами компенсирующего типа. В этом случае процесс возбуждения и релаксации протекает в условиях квазиравновесности. Полупроводник в состоянии квазиравновесности будем характеризовать зависящей от времени эффективной степенью компенсации $k_{eff} = k - m/N_A$, где m – концентрация захваченных электронов, k – степень компенсации и N_A – концентрация легирующей примеси. Концентрация захваченных электронов m определяется кинетическими уравнениями:

$$\begin{aligned}\frac{dn}{dt} &= G + \alpha_e m - \beta_e n(N_D - m) + \gamma m \frac{n}{\tau} - \frac{n}{\tau}; \\ \frac{dm}{dt} &= -\alpha_e m - \beta_e n(N_D - m) + \gamma m \frac{n}{\tau},\end{aligned}\quad (1)$$

где G [см⁻³с⁻¹] – скорость генерации разделенных электронно-дырочных пар\$

n – концентрация электронов в зоне проводимости\$

N_D – концентрация компенсирующей примеси\$

α_e – коэффициент ионизации донорной примеси с выбросом электрона в зону проводимости из-за действия различных факторов (температура, фоновое излучение за исключением рекомбинационного, ударная ионизация)\$

β_e – коэффициент захвата электронов\$

τ – характерное время электронно-дырочной рекомбинации через какой-либо механизм\$

γ – коэффициент темпа ионизации атомов компенсирующей примеси (центров захвата) рекомбинационным излучением или через какой либо иной механизм, связанный с процессом электронно-дырочной рекомбинации. Здесь, в отличие от системы уравнений работы [6], учтено, что процесс ионизации центров захвата электронов через рекомбинационное излучение (или какой либо иной фактор, связанный с рекомбинацией), ограничивает степень нейтрализации центров захвата и определяет, тем самым, максимальную величину ИПФ. В условиях много-кратного захвата через некоторое время после включения собственного возбуждения в первом уравнении системы (3.1) можно положить, что $n < m$ и $\tau \cdot (dn/dt) \approx 0$. Тогда концентрация электронов в зоне проводимости определится соотношением:

$$n \approx \frac{[G + \alpha_e m] \tau}{1 + \tau \beta_e [N_D - m] - \gamma m}. \quad (2)$$

Для временных промежутков между импульсами собственного возбуждения ($G=0$) из (2) следует:

$$n = \frac{\alpha m \tau_{cap}}{1 + \eta - \frac{m}{m_{max}}}. \quad (3)$$

Здесь $\eta = \tau_{\text{cap}}/\tau$ – параметр обратный кратности захвата электронов, $\tau_{\text{cap}}=1/(\beta_e N_d)$ – время захвата электронов при полностью ионизованных компенсирующих примесях и дефектах. При импульсном возбуждении, когда длительность периода импульсов собственного возбуждения много меньше характерного времени релаксации ИПФ и интервала наблюдения, процессы захвата и освобождения электронов на малом временном интервале можно считать независимыми. В этом приближении в случае импульсного возбуждения уравнение для концентрации захваченных электронов m получается из второго уравнения системы (1) и соотношений (2) и (3) в виде:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{G(m_{st} - m) - Gm(1 - \frac{m_{st}}{m_{\max}})(Q - 1)}{Qm_{st}(1 + \eta - \frac{m}{m_{\max}})}, \quad (4)$$

где $m_{\max} = kN_A[1/(1 + \xi/\eta)]$ – максимальная концентрация захваченных электронов\$
 ξ – коэффициент эффективности ионизации центров захвата рекомбинационным излучением\$
 $m_{st} = m_{\max}/[1 + \alpha\eta m_{\max}/G]$ – стационарная концентрация захваченных электронов при непрерывном возбуждении;
 Q – скважность импульсов собственного возбуждения. Скважность $Q=1$ соответствует непрерывному возбуждению. Уравнение (3.4) учитывает процесс опустошения центров захвата во время отсутствия собственного возбуждения. Решение уравнения (3.4) имеет вид

$$m = m_{st}^* \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{Gt/Q - m}{m_{st}^*(1 + \eta - m_{st}^*/m_{\max})} \right] \right\}. \quad (5)$$

В последнем выражении величина $m_{st}^* = m_{st}/[1 + (1 - m_{st}/m_{\max})(Q - 1)]$ – эффективная стационарная концентрация захваченных электронов для импульсного возбуждения. Выражение (5) справедливо при условии неизменности времени электронно-дырочной рекомбинации от уровня возбуждения.

Для описания ИПФ полученные соотношения необходимо дополнить уравнением примесной фотопроводимости, записанным с учетом перезарядки примесей, и уравнением электрической нейтральности. В полупроводнике р–типа после охлаждения до температуры ниже температуры ионизации примесей все доноры заряжены ($N_D^+ = N_D$), а концентрация заряженных однозарядных акцепторов в условиях слабой фоновой за светки и с учетом электрической нейтральности равна

$$N_A^- \approx N_D^+ \equiv N_D.$$

При включении подсветки в примесной области спектра излучения с интенсивностью ψ стационарная концентрация фотодырок p_{ph} в отсутствии собственного возбуждения определится соотношением

$$p_{ph} = \frac{\alpha_p (N_A - N_D) \psi}{\beta_p N_D}, \quad (6)$$

где α_p – коэффициент фотоионизации основной примеси\$
 β_p – коэффициент захвата фотодырок заряженными акцепторами. Далее будем полагать, что интенсивность подсветки такова, что концентрация фотодырок существенно превосходит равновесную концентрацию дырок. Через время, превышающее время диэлектрической релаксации после выключения собственного воз

буждения, для концентраций избыточных носителей заряда выполняется условие электронейтральности:

$$n + m = \Delta h + \Delta p_{ph},$$

где n – концентрация электронов в зоне проводимости;
 m – концентрация электронов на уровнях захвата (донорах);
 Δh – избыточная концентрация дырок на уровнях основной примеси;
 Δp_{ph} – избыточная концентрация дырок в валентной зоне. В квазистационарных условиях при наличии примесной подсветки рассматриваемый избыточный заряд дырок перераспределяется между уровнями бора и валентной зоной по соотношению:

$$p_{ph} + \Delta p_{ph} = \frac{\alpha_p (N_A - N_D + \Delta h) \psi}{\beta_p (N_D - \Delta h)}, \quad (7)$$

где $\Delta h = m + n - \Delta p_{ph}$. Относительную величину ИПФ J определим как отношение проводимости после выключения собственного возбуждения к проводимости до включения собственного возбуждения, то есть

$$J = J_p J_{\mu p} + J_n J_{\mu n}. \quad (8)$$

Здесь J_p и $J_{\mu p}$ – отношение соответственно концентрации и подвижности дырок в условиях ИПФ к их исходным значениям до возбуждения ИПФ, а J_n и $J_{\mu n}$ – отношение соответственно концентрации и подвижности электронов к начальным значениям этих параметров для дырок. С учетом выражений (6) и (7) и при выполнении условия $n - \Delta p_{ph} \ll m$, величина J_p в процессе возбуждения равна:

$$J_p = \frac{(p_{ph} + \Delta p_{ph})}{p_{ph}} = \frac{(N_A - kN_A + m)k}{(kN_A - m)(1 - k)}, \quad (9)$$

где k – степень компенсации полупроводника. Концентрация захваченных электронов определяется выражением (5). Таким образом, выражения (5) и (9) описывают процесс возбуждения ИПФ в предположении, что изменением подвижности дырок и вкладом электронов проводимости можно пренебречь.

Оценку увеличения подвижности вследствие изменения зарядового состояния примесей можно выполнить на основе известных соотношений для подвижности (смотри, например, [5]), которые учитывают рассеяние носителей на фонах, нейтральных и заряженных примесях. При расчете подвижности концентрацию заряженных центров в процессе возбуждения ИПФ следует положить равной $2(kN_A - m)$. Из результатов расчета следует, что если концентрация электрически нейтральных примесей (включая кислород) имеет величину порядка 10^{16} см^{-3} при концентрации основной легирующей примеси (бор) порядка 10^{15} см^{-3} , то изменение подвижности при возбуждении ИПФ не должно превышать 10 %.

Из приведенных соотношений следует, что при фиксированной величине скорости генерации разделенных электронно-дырочных пар G скорость нарастания ИПФ зависит от величины произведения параметров α и η , которое характеризует эффективность заполнения уровней захвата электронами. Максимальное значение ИПФ зависит от величины отношения ξ/η , которое определяет соотношение между вероятностью ионизации центра захвата рекомбинационным излучением и вероятностью захвата электрона на заряженный центр. В линейном приближении время рекомбинации τ и соответственно параметр $\eta = \tau_{cap}/\tau$ не изменяются в процессе возбуждения ИПФ. В противном случае параметр η становится функцией времени и система уравнений (1) становится нелинейной.

Поскольку в исследуемых образцах после длительного воздействия светом с длиной волны вблизи края фундаментального поглощения обнаруживаются центры

захвата неравновесных электронов с различной температурой ионизации, при разработке модели долговременной релаксации ИПФ целесообразно учесть существование нескольких типов центров захвата неравновесных носителей заряда, различающихся скоростями их ионизации и захвата. При этом следует учесть, что центры захвата с большой скоростью ионизации в процессе релаксации опустошаются быстрее пополняясь при этом носителями заряда центры захвата с меньшей скоростью ионизации. Кроме того, при выборе начальных условий для процесса релаксации целесообразно остановиться на случае предельного заполнения уровней захвата. Тогда процесс изотермической релаксации к равновесному состоянию в квазиравновесном приближении описывается системой уравнений:

$$n \cong \frac{\tau \sum_{i=1}^N \alpha_i m_i}{1 + \sum_{i=1}^N [\tau \beta_i (N_{Di} - m_i) - \gamma_i m_i]}; \quad (10)$$

$$\frac{dm}{dt} = \sum_{i=1}^N \alpha_i m_i + \frac{n}{\tau} \sum_{i=1}^N [\tau \beta_i (N_{Di} - m_i) - \gamma_i m_i],$$

где $m = \sum_{i=1}^N m_i$ – полная концентрация захваченных электронов на i -ом уровне;

N – число уровней (типов ловушек электронов), принимающих участие в процессе релаксации.

Примем во внимание, что при релаксации уровни опустошаются в порядке убывания скорости генерации электронов с этих уровней. Пусть уровень на рассматриваемом временном интервале вносит максимальный вклад в релаксацию. При этом будем полагать, что остальные ($N-1$) уровней находятся в состоянии максимального квазистационарного заполнения. Более интенсивный заброс электронов с N -го уровня в зону проводимости способствует пополнению остальных уровней, характеризуемых меньшей скоростью ионизации. В этом случае система уравнений (10) принимает вид:

$$n = \frac{\tau \left(\sum_{i=1}^{N-1} \alpha_i m_{0i}^{\max} + \alpha_N m_N(t) \right)}{1 + \tau \beta_N (N_{DN} - m_N(t)) - \gamma_N m_N(t)}; \quad (11)$$

$$\frac{dm(t)}{dt} = - \sum_{i=1}^{N-1} \alpha_i m_{0i}^{\max} - \alpha_N m_N(t) + \frac{n}{\tau} [\tau \beta_N (N_{DN} - m_N(t)) - \gamma_N m_N(t)].$$

Здесь $m_{0i}^{\max} = \tau \beta_i N_{Di} / (\gamma_i + \tau \beta_i)$ – предельная концентрация захваченных электронов на i -м уровне, а концентрация электронов на N -м уровне для достаточно малого начального временного интервала, когда изменением концентрации на других $N-1$ уровнях можно пренебречь, определяется соотношением

$$m_N(t) = m(t) - \sum_{i=1}^{N-1} m_{0i}^{\max}.$$

Исключая величину n из системы уравнений (11), получим:

$$\frac{dm(t)}{dt} = - \frac{\alpha_N (m(t) + \sum_{i=1}^{N-1} (\frac{\alpha_i}{\alpha_N} - 1) m_{0i}^{\max})}{1 + \tau \beta_N N_{DN} (1 + \sum_{i=1}^{N-1} \frac{m_{0i}^{\max}}{m_{0N}^{\max}}) - \frac{\alpha_N \tau \beta_N N_{DN}}{m_{0N}^{\max}} m(t)}, \quad (12)$$

где m_{0N}^{\max} – максимальная величина захваченных электронов на N-м уровне. Проинтегрируем уравнение (12) в пределах от t_{0N} до t , где t_{0N} – начальное время релаксации для N-го уровня. В результате получим

$$L(t - t_{0N}) \equiv \ln\left(\frac{m(t_{0N})}{1-C}\right) - B \frac{m(t)}{m(t_{0N})} = -\frac{(t - t_{0N})}{\tau_{relN}} - B. \quad (13)$$

Здесь

$$C = \sum_{i=1}^{N-1} \left(1 - \frac{\alpha_i}{\alpha_N}\right) \frac{m_{0i}^{\max}}{m(t_{0N})}, \quad (14)$$

$$\tau_{relN} \approx \frac{1}{\alpha_N [1 - B(1 - C)]}, \quad (15)$$

$$B = \frac{\tau}{\tau_{rel} \alpha_N \tau_{capN}} \frac{m(t_{0N})}{m_{0N}^{\max}}. \quad (16)$$

Таким образом, функция $L(t-t_{DN})$ линейна и определяется двумя параметрами τ_{rel} и B . Если параметры τ_{rel} , B и C определяемые соотношениями (14–16) известны, то коэффициент ионизации α_N определяется по формуле (15).

Приближенную связь между параметрами B и C можно получить в предположении, что для $i < N-1$ выполняется условие $\alpha_i \ll \alpha_N$, то есть N-й уровень четко выделяется на кривой релаксации. При этом условии параметр C непосредственно характеризует суммарный относительный вклад в процесс захвата электронов всех остальных уровней кроме N-го:

$$C \approx \frac{\sum_{i=1}^{N-1} m_{0i}^{\max}}{m(t_{0N})} = 1 - \frac{m_{0N}^{\max}}{m(t_{0N})}.$$

Используя соотношения (15) и (16), получаем

$$C \approx 1 - \frac{1}{B(1 + \frac{\tau_{capN}}{\tau})}.$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении параметры B и C на участке релаксации, на котором определяющим является опустошение уровней N-го типа, связаны между собой через величину τ_{cap}/τ , характеризующую отношение вероятностей рекомбинации и захвата электронов.

Переходя к случаю, когда долговременная релаксация определяется одним типом уровней захвата (остаточная компенсирующая примесь одного типа) из уравнения (3) получим:

$$L(t) = \ln\left(\frac{m(t)}{m_0^{\max}}\right) - B \frac{m(t)}{m_0^{\max}} = -\frac{t}{\tau_{rel}} - B, \quad (17)$$

где $B = m_{0i}/N_i$ – начальная степень перезарядки ловушек или $B \approx 1/(1 + \tau_{cap}/\tau)$;

N_i – концентрация ловушек i-го типа;

$\tau_{rel} = \tau_g(1 + \tau/\tau_{cap})$ – характерное время релаксации;

τ_g – характерное время ионизации ловушки;

τ_{cap} – характерное время захвата на ловушки.

Таким образом, используя соотношение (9), а также соотношение (17) в качестве линеаризующего масштаба, можно представить релаксацию ИПФ в виде линейной зависимости от времени. Наклон этой линейной зависимости дает величину обратную значению времени релаксации τ_{rel} , а точка пересечения с осью ординат определяет па-

раметр В. Это позволяет на основе измерения долговременной релаксации определить параметры, ответственные за величину ИПФ, такие как время жизни электрона на ловушке τ_g и кратность захвата t/τ_{cap} электронов.

Экспериментальная проверка модели для процессов возбуждения и релаксации ИПФ была выполнена на криогенной аппаратуре, описанной в [6,7]. В качестве исследуемых образцов использовался монокристаллический кремний, выращенный методом зонной плавки и легированный бором до концентрации $(1,1 \div 6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при содержании остаточных примесей, в основном фосфора, около 10^{12} см^{-3} (степень компенсации до облучения электронами $\approx 10^{-3}$). Образцы имели размер $2 \times 2 \times 2,5 \text{ см}^3$ (линейка) и были снабжены омическими контактами ($p^+ - p - p^+$ -структура). Образцы были предварительно облучены электронами с энергией 6 МэВ дозой 4,1 кГр при температуре $T = 10 \text{ K}$. Перед проведением исследования ИПФ облученные образцы были выдержаны при комнатной температуре. Для примесного возбуждения кремния использовался излучающий диод на основе гетероперехода $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As} - \text{InAsB}$, который при рабочей температуре образца генерировал излучение на длине волны 3,2 мкм при мощности излучения до 100 мкВт. В качестве оптического источника собственного возбуждения использован светоизлучающий диод с мезаструктурой на основе двойной гетероструктуры, изготовленной из твердого раствора $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ на не поглощающей свет широкозонной подложке InP. При температурах ниже 40 К излучение диода характеризовалось максимумом на длине волны 1,054 мкм при полуширине спектра около 0,3 мкм. Это обеспечивало в достаточной степени равномерную по объему образца генерацию электронно-дырочных пар. Измерения фототока велись при напряженности электрического поля 40 В/см. I

На рис. 1 представлены результаты измерения нарастания тока во времени при комбинированном примесном и непрерывном межзонном возбуждении ($\lambda \approx 1,054 \text{ мкм}$, $T \approx 9,7 \text{ K}$) образца $\text{Si} < \text{B} >$ ($N_B = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $k \approx 10^{-3}$) для различной скорости генерации электронно-дырочных пар. Все показания нормированы на начальное значение фототока $3,74 \cdot 10^{11} \text{ A}$. Видно, что по мере роста скорости генерации электронно-дырочных пар фронт нарастания уменьшается, что, очевидно, связано с заполнением уровней захвата электронов и переходом монополярной проводимости в биполярную.

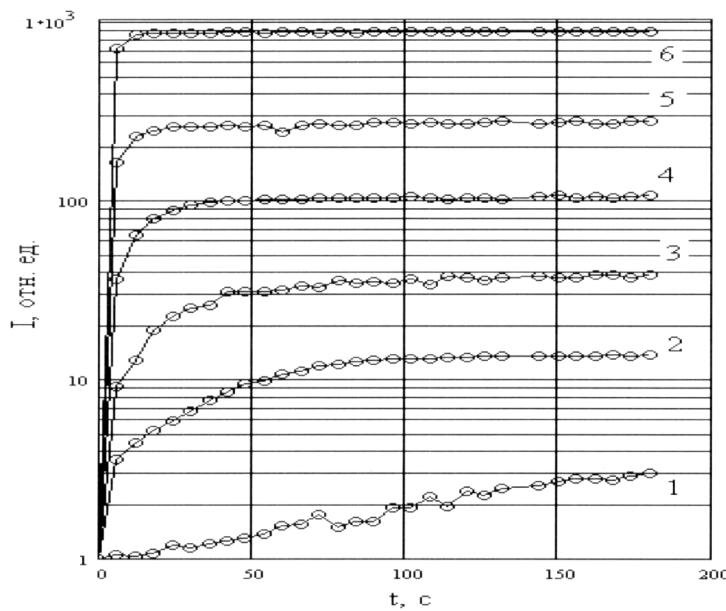


Рис. 1. Кинетика нарастания тока при непрерывном межзонном возбуждении ($\lambda \approx 1,054 \text{ мкм}$, $T \approx 9,7 \text{ K}$) образца $\text{Si} < \text{B} >$ ($N_B = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $k \approx 10^{-3}$) для различной скорости генерации разделенных электронно-дырочных пар [$\text{см}^{-3} \text{ с}^{-1}$]: 1 – $6 \cdot 10^{12}$; 2 – $1,1 \cdot 10^{14}$; 3 – $1,9 \cdot 10^{14}$; 4 – $3,1 \cdot 10^{14}$; 5 – $4,3 \cdot 10^{14}$; 6 – $7,1 \cdot 10^{14}$. Нормировка на начальное значение фототока $3,74 \cdot 10^{11} \text{ A}$

Предварительное сопоставление разработанной модели (выражения 5 и 9) с результатами экспериментального исследования процесса импульсного возбуждения ИПФ показало, что приближение независимости времени рекомбинации от уровня возбуждения выполняется лишь при величине относительного изменения примесной фотопроводимости $J < 2,5$. Для больших величин ИПФ становится существенным вклад электронной проводимости, так что монополярная проводимость переходит в биполярную проводимость. Для выделения квазиравновесной компоненты тока, связанной с ИПФ были проведены исследования кинетики ИПФ при импульсном межзонном возбуждении. В процессе возбуждения ИПФ излучающий диод собственного возбуждения работал в режиме генерации периодических импульсов на частоте 5 Гц со скважностью $Q=8$, а измерение примесной фотопроводимости осуществлялось в промежутках между импульсами межзонного возбуждения спустя время 0,15 секунды после окончания импульса собственного возбуждения. Для уменьшения влияния случайных факторов экспериментальные временные последовательности усреднялись методом взвешенного среднего по пяти измерениям.

Замедление скорости возбуждения ИПФ по сравнению предсказаниями приведенной выше модели для случая, когда параметр η , обратный кратности захвата, не зависит от времени, можно объяснить значительным уменьшением времени рекомбинации при большом уровне возбуждения, когда концентрация электронов в зоне проводимости становится сравнимой с концентрацией дырок в валентной зоне. Как известно, подобная зависимость времени рекомбинации от уровня инжекции наблюдается в модели рекомбинации Шокли-Рида.

По аналогии с рекомбинацией через ловушки по модели Шокли-Рида приближенная зависимость времени рекомбинации от концентрации свободных электронов в нашем случае может быть представлена в виде:

$$\tau(t) = \tau_0 \cdot \frac{1 + \frac{\tau_\infty}{\tau_0} \cdot \frac{n(t)}{p_0}}{1 + \frac{n(t)}{p_0}},$$

где p_0 – концентрация свободных дырок;

τ_0 – начальное время рекомбинации (при $G=0$);

τ_∞ – конечное время рекомбинации (при $G \rightarrow \infty$). В этой формуле $\tau_\infty < \tau_0$ и учтена монополярность проводимости в начальном состоянии. Таким образом, для расчета ИПФ необходимо решать уже нелинейную систему (1), в которой τ определяется выражениями (9) и (3). Однако для достаточно больших G , когда $\alpha\eta m_{max}/G \ll 1$, приближенное решение для m можно получить численным способом на основе решения методом итераций системы алгебраических уравнений, состоящей из соотношений (3), (5) и (9) с учетом зависимости $\eta(\tau)$.

На рис. 2 в сопоставлении с экспериментом представлена вычисленная с учетом изменения времени рекомбинации относительная величина ИПФ в процессе импульсного возбуждения при различных уровнях возбуждения.

Экспериментальные значения тока примесной фотопроводимости, измеренные в процессе импульсного возбуждения ИПФ, слажены методом скользящего среднего. При определении параметров модели учитывалось измеренное в эксперименте характерное время релаксации ИПФ $\tau_{rel} \approx 33$ мин $\approx 1/(\alpha\eta)$ на временах, когда величина ИПФ не много превышает единицу. В рассматриваемом приближении величина ξ/η сохраняется процессе возбуждения. Расчетные значения параметров составили $\alpha=0,097$, $\eta(0)=0,05$, $\xi(0)=6,5 \cdot 10^{-3}$, $m_{max}=2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Наблюдается удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных результатов. Изменение времени электронно-дырочной ре-

комбинации в процессе возбуждения ИПФ при тех же уровнях собственного возбуждения представлено на рис. 3. При этом время захвата электрона на заряженный кулоновский центр соответствует известной теории каскадного захвата [8]. Как следует из приведенных результатов, время рекомбинации в процессе возбуждения ИПФ изменяется более чем на порядок величины. При это концентрации свободных электронов и свободных дырок при $J > 8$ становятся сравнимыми по величине, о чём свидетельствует изменение вкладов электронов и дырок в суммарное значение ИПФ в процессе её возбуждения (рис. 4). Как следует из расчета, для максимальных полученных значений величины ИПФ доля ловушек, захвативших электроны, не превышает 90 %. Это указывает на существование эффективного механизма ионизации центров захвата. Следует иметь в виду, что уменьшение времени рекомбинации может сопровождаться увеличением выхода рекомбинационного излучения за счет увеличения скорости межпримесной рекомбинации.

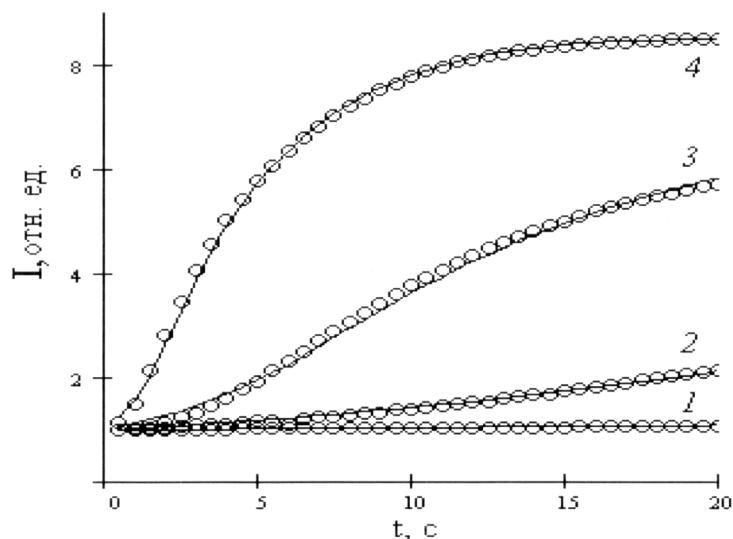


Рис. 2. Относительная величина ИПФ в процессе импульсного возбуждения при $Q=8$ и различных уровнях возбуждения $G[\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}]$: 1 – $8 \cdot 10^{10}$, 2 – $5,5 \cdot 10^{11}$, 3 – $1,9 \cdot 10^{12}$, 4 – $7,5 \cdot 10^{12}$ (точки O – эксперимент, кривые – расчет)

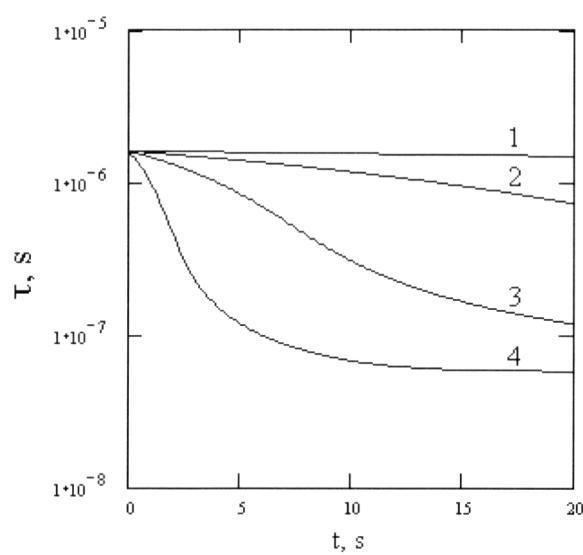


Рис. 3. Изменение времени электронно-дырочной рекомбинации в процессе возбуждения ИПФ при скорости ионизации $G[\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}]$: 1 – $8 \cdot 10^{10}$, 2 – $5,5 \cdot 10^{11}$, 3 – $1,9 \cdot 10^{12}$, 4 – $7,5 \cdot 10^{12}$

Учитывая малую величину времени рекомбинации и характер зависимости (9) времени рекомбинации от уровня инжекции n , можно предположить, что основным каналом рекомбинации в этом случае является межпримесная рекомбинация. Это согласуется с экспериментальными результатами работы [9] по измерению спектров межпримесного рекомбинационного излучения в примесном кремнии при изменении задержки между окончанием возбуждения и началом измерения.

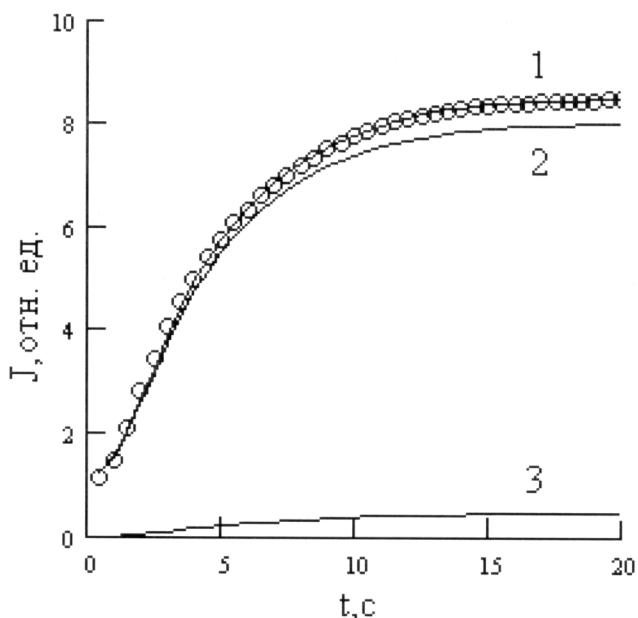


Рис. 4. Вклады дырочной (2) и электронной (3) составляющих ИПФ (1) в процессе импульсного возбуждения. Линии – расчет (уровень возбуждения $G[\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}] = 7,5 \cdot 10^{12}$, значки O – эксперимент)

Таким образом, при описании индуцированной примесной проводимости в слабо компенсированном кремнии необходимо принимать во внимание включение дополнительного механизма излучательной рекомбинации.

Сопоставление расчета по приведенной выше модели ИПФ и результатов экспериментального исследования релаксации ИПФ показало, что для образцов Si не подвергнутых облучению большой дозой электронного излучения вполне применима одноуровневая модель ИПФ. При анализе релаксации на основе расчетной модели ИПФ целесообразно исходить из варианта модели, построенного для начальных условий соответствующих предельному заполнению уровней захвата. Экспериментальные исследования релаксации ИПФ при различном уровне собственного возбуждения подтвердили реальность достижения насыщения релаксации ИПФ в исследуемых образцах примесного кремния при темпе генерации разделенных электронно-дырочных более $10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ (рис. 5).

Дальнейший анализ проводился для условий достижения насыщения релаксации ИПФ. На рис. 6 представлена расчетная и экспериментально наблюдаемая кинетика релаксации ИПФ в Si ($k \approx 0,001$, $N_B = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) при температуре $T = 10,6 \text{ К}$. Расчет выполнен с учетом изменения проводимости носителей заряда в предположении, что образец содержит остаточный кислород в концентрации 10 см. Наблюдается хорошее согласие расчета и эксперимента. Оценка времени жизни электронов на уровнях захвата для разных температурных условий измерений дает величину от долей секунды до нескольких секунд, а кратность захвата электронов (отношение времени рекомбинации к времени захвата) оценивается величиной от нескольких десятков до нескольких сотен.

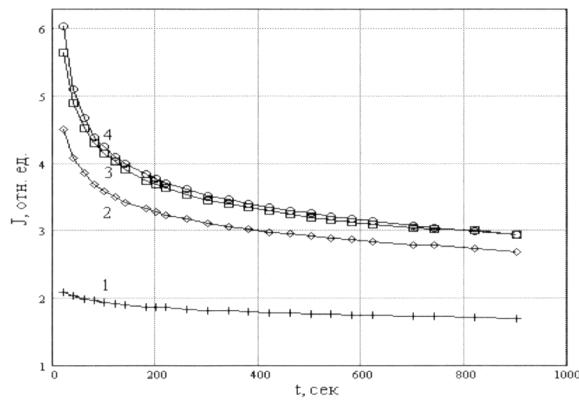


Рис. 5. Демонстрация насыщения при релаксации тока ИПФ в Si ($N_a = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) при температуре $T=10,6 \text{ К}$ после выключения собственного фото возбуждения различной интенсивности I : 1 – при $I=I_0$; 2 – при $I=2,9 I_0$; 3 – при $I=3,4 I_0$; 4 – при $I=4,2 I_0$

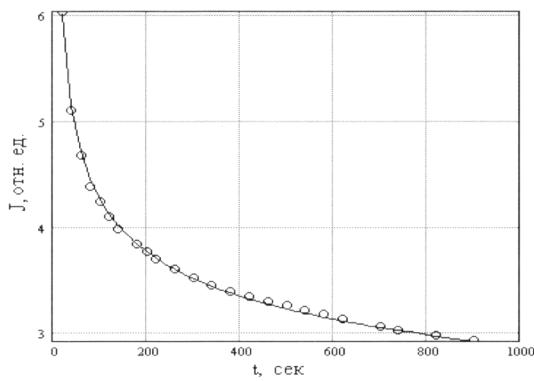


Рис. 6. Кинетика ИПФ в Si ($N_a = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) в процессе релаксации при $T=10,6 \text{ К}$. Точки – эксперимент, линия расчет по одноуровневой модели с учетом изменения подвижности дырок (расчетная концентрация нейтральных атомов кислорода 10^{16} см^{-3})

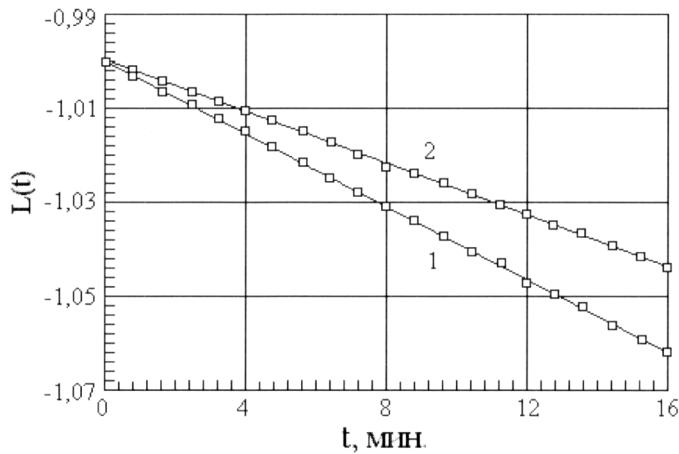


Рис. 7. Кинетика релаксации ИПФ в Si при $T=9,7 \text{ К}$, изображенная в линеаризующем масштабе $L(t)$ до (1) и после (2) длительного (≈ 1 час) светового межзонного воздействия ($\lambda = 1,054 \text{ мкм}$)

На рис. 7 представлена кинетика релаксации ИПФ в Si при $T=9,7 \text{ К}$, изображенная в линеаризующем масштабе $L(t)$ до и после длительного (≈ 1 час) светового межзонного воздействия ($\lambda=1,054 \text{ мкм}$). В процессе многократного повторения цикла: отжиг при температуре 25 К, измерение примесной фотопроводимости при 9,7 К и све-

товое воздействие и последующая релаксация при температуре 9,7 К наблюдалось постепенное уменьшение характерного времени релаксации ИПФ и рост примесной фотопроводимости при температуре 9,7 К. После прогрева образцов до температуры 35 К эти явления исчезали и восстановливалась исходная кинетика ИПФ. На основе чего было сделан вывод о том, длительное межзонное световое возбуждение приводит к зарядке центров, которым соответствуют глубокие энергетические уровни. Из полученных результатов нельзя было сделать заключения о том, образуются ли эти центры захвата в процессе светового воздействия или же они изначально содержатся в образцах примесного кремния. Анализ ИПФ в случае существования различных типов центров захвата электронов возможен с описанной выше многоуровневой модели захвата электронов.

Эксперимент показал, что при температуре выше 15 К, когда темновой ток определяется не фоновой подсветкой, а примесной проводимостью, после собственного возбуждения примесного кремния наблюдается долговременная индуцированная проводимость [10].

Список литературы

1. Таубкин И.И., Залетаев Н.Б., Кочеров В.Ф. Физические явления в монокристаллических примесных фоторезисторах. – М.: НТЦ «Информтехника», 1992. – 120 с.
2. Борисов Ю.А. Проблемы обеспечения радиационной стойкости аппаратуры космических аппаратов с длительными сроками активного существования // ВАНТ, сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2001. – Вып. 3–4. – С. 98–104.
3. Герасимов В.Ф., Критенко М.И., Хаустов В.В. Проблемные вопросы обеспечения радиационной стойкости электрорадиоизделий и радиоэлектронной аппаратуры космических аппаратов с длительными сроками активного функционирования // ВАНТ, сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 1999. – Вып. 1–2. – С. 3–8.
4. Маляков Е.П., Никифоров А.Ю., Чумаков А.И. Прогнозирование и обеспечение радиационной стойкости элементной базы космических систем // Там же. – 1999. – Вып. 1–2. – С. 41–44.
5. Шредер Д.К. (Schroder D.K.) В сб.: *Приборы с зарядовой связью* / под ред Д.Ф. Барба (М.: Мир, 1982. – С. 103); пер. с англ.: Charge-Coupled Deviced ed. By D.F. Barbe, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1980.
6. Зыков В.М., Волков В.Ф. Киселев О.С. Лукин А.Л. Самочернов В.М. Моделирующая установка на основе бетатрона МИБ-6Э для низкотемпературных радиационных испытаний // Сб. «Радиационная стойкость бортовой аппаратуры и элементов космических аппаратов: материалы конференции». – Томск, 1991. – С. 168–169.
7. Зыков В.М., Киселев О.С., Лукин А.Л., Самочернов В.М., Волков В.Ф., Дидоренко В.С. Автоматизированный комплекс аппаратуры для низкотемпературных имитационных испытаний фотоприемников на основе примесного кремния на ионизирующем воздействии // Сб. «Радиационная стойкость бортовой аппаратуры и элементов космических аппаратов» Материалы конференции. – Томск, 1991. – С. 170–171.
8. Абакумов В.Н., Перель В.И., Яссевич И.Н. Захват носителей заряда на притягивающие центры в полупроводниках // ФТП. – 1978. – Т. 12. – В.1. – С. 3–32.
9. Каминский А.С., Покровский Я.Е. Влияние примесной подсветки к температуре на межпримесную излучательную рекомбинацию в кремнии. ФТП, 1969, 3, с. 1766
10. Зыков В.М. Квазиравновесная релаксация в слабокомпенсированном примесном кремнии, обусловленная низкотемпературной перезарядке:-; примесей и дефектов // Сб. «30-е совещание по физике низких температур, 6–7 сентября 1994 г. Тезисы докладов. Часть 2. Квантовые жидкости и кристаллы. Низкотемпературная физика твердого тела». – Дубна, 1994. – С. 104–105.