

ПОСЛЕДЕГРАДАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ $p-i-n$ -ФОТОЭЛЕМЕНТОВ ИЗ ГИДРИРОВАННОГО АМОРФНОГО КРЕМНИЯ ($a\text{-Si:H}$)¹

Д. А. Аронов, Р. Р. Кабулов, Р. Маматкулов, Ш. Усманов, Ю. М. Юабов

Физико-технический институт им. С. В. Стародубцева Академии наук Узбекистана, 700084, Ташкент, Узбекистан

(Получено 6 февраля 1992 г. Принята к печати 26 января 1993 г.)

Теоретически и экспериментально исследованы фотоэлектрические характеристики $p-i-n$ -структур, изготовленных на основе $a\text{-Si:H}$, при деградации их параметров, вызванной воздействием мощного светового излучения. Используя модель транспорта переменных неосновных носителей, в дрейфовом приближении мы рассчитали распределение концентрации носителей заряда и электрического поля в i -слое, неоднородность которых вызывается обусловленным деградацией фотогенерированным объемным зарядом, а также вольтамперную характеристику (ВАХ) в фотодиодном и вентильном режимах, фототок и ток короткого замыкания (к. з.) в зависимости от основных параметров материала базы и структуры. Предсказаны изменение вида ВАХ и значительное уменьшение тока к. з. под действием вызванной светом деградации: возникновение на ВАХ линейного и квадратично-сублинейного участков, переходящих при больших обратных смещениях в участок насыщения фототока. Напряжение начала последнего участка ВАХ возрастает, как показано далее, с повышением степени деградации и интенсивности света. Показано соответствие данных эксперимента известным из литературы фактам неизменности фотонапряжения холостого хода и фототока, а также результатам развита в работе теория.

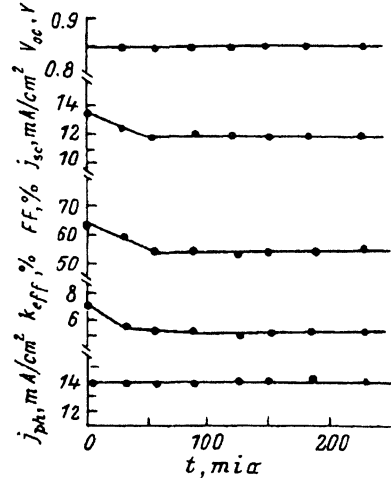
1. Анализ данных, опубликованных в печати после появления в 1977 г. статьи Стеблера—Вронского [2], показывает, что длительное (от нескольких часов до порядка и более 100 ч) воздействие солнечного света мощностью $W \sim 1$ кВт/м² вызывает существенное ухудшение фотоэлектрических параметров $a\text{-Si:H}$ $p-i-n$ -фотоэлемента. На рис. 1 показаны их значения в течение времени, за которое они резко снижаются и выходят на насыщение [3]. Из имеющихся в литературе экспериментальных данных следуют два важных факта: 1) напряжение холостого хода (V_{oc}) и фототок насыщения (J_{ph}^{sat}) неизменны при деградации элемента; 2) фототок короткого замыкания (j_{sc}), фактор заполнения ВАХ (FF) и коэффициент полезного действия (КПД) (k_{eff}) фотопреобразователя заметно уменьшаются. При многочисленных экспериментах (библиографию см. в работе [4]) установлено, что при отжиге элементов в вакуумной камере при давлении около 10^{-3} Тор в течение 30 мин при температуре $t = 150\text{—}160$ °С восстанавливается уровень указанных величин, который регистрировался до деградации. Отсюда заключаем, что ответственные за деградацию процессы не связаны с миграцией примесей и обусловлены перестройкой центров рекомбинации, изменением плотности локализованных состояний в щели подвижности. Эта перестройка доказана при многих исследованиях электронно-парамагнитного резонанса, показавших, что в результате безызлучательной рекомбинации носителей ведущей к накоплению энергии, возрастает концентрация болтающихся связей (D° -центров).

¹ Работа доложена на II Всесоюзной конференции по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках. Ашхабад, 23—25 октября 1991 г. [1].

Рис. 1. Изменения фотозлектронных параметров a -Si : H p - i - n -фотозлементов во времени при солнечном облучении, наблюдавшиеся экспериментально в работе [9].

Действительно, при фотовозбуждении кванты с энергией $h\nu \sim 1 \text{ эВ} \approx 10^{-19} \text{ Дж}$ поглощаются в объеме порядка размеров атома $\gamma \sim 10^{-24} \text{ см}^3$. Плотность накопленной энергии $\epsilon \sim 10^5 \text{ Дж/см}^3$ достаточна для разрыва не только «слабых» (43 ккал/моль) Si—Si- или «сильных» (74 ккал/моль) Si : H-связей, но и для того, чтобы вызвать сублимацию атомов вещества. Это означает, что деградация протекает, если фотоносители рекомбинируют безызлучательно. Это видно и из рис. 1: при приложении к структуре достаточно большого обратного напряжения V фототок насыщения не изменяется со временем: факт, связанный с тем, что носители вытягиваются сильным электрическим полем раньше, чем они рекомбинируют через D° -центры. На рис. 2 показаны энергетические положения D° - и D -центров, через которые протекает безызлучательная рекомбинация. При поглощении фотона с энергией, большей ширины запрещенной зоны (E_g), электроны и дырки термализуются и сосредотачиваются на состояниях вблизи краев разрешенных зон. В области низких температур носители с этих состояний могут рекомбинировать излучательно с $h\nu \geq 1.4 \text{ эВ}$, при высоких — электрон туннелирует и захватывается D° -центром, который тем самым изменяет свое зарядовое состояние, превращаясь в отрицательный D -центр, захватывающий дырки. Естественно, что такая деградация существенно изменяет те токовые характеристики элемента, которые обусловлены процессами генерации—рекомбинации носителей в области объемного заряда p - i - n -перехода или транспортом их в сильном электрическом поле i -слоя при инжекции или экстракции. В настоящей работе изучены изменения вида фотодиодной и нагрузочной ВАХ после световой деградации элемента.

2. В [5–7] мы теоретически и экспериментально исследовали фотозлектрические характеристики p - i - n -элементов на основе a -Si : H с однородным по толщине i -слоя ($l \leq 0.6 \text{ мкм}$) встроенным электрическим полем. В теории использовалась модель транспорта переменных неосновных носителей, предложенная в [8]. Предполагалось, что интенсивность и экспозиция света невелики, так что можно пренебречь вызванными ими нарушениями однородности распределения поля. Если же они велики, но таковы, что связанные с деградацией изменения параметров обратимы и устраняются при температурном отжиге (время экспозиции было 2–4 ч в [9] и 10–80 ч в [3]), то даже при не очень интенсивном свете ($B = 10^{14}–10^{15} \text{ кВ/см}^2 \cdot \text{с}$) деградация существенно искажает поле и оно в i -слое становится неоднородным. Это указывает на необходимость учета в теории фотогенерированного объемного заряда носителей (ФГОЗ), равного разности объемных зарядов дырок $\Delta p/\theta_p$ и электронов $\Delta n/\theta_n$. Как мы видели в р.1, деградация элемента может быть обусловлена разрывом Si—Si-связи с энергией $\epsilon \approx 43 \text{ ккал/моль}$, что требует затраты энергии, меньшей 1 эВ, в результате чего возникают дополнительные болтающиеся связи, ведущие к появлению новых D° -центров захвата. В [10, 11] предложены две модели деградации: одну связывают с захватом ловушками дырок, другую — с усилением рекомбинации, вызванным повышением плотности D° -центров. Мы подойдем к изучаемому вопросу феноменологически: для обоих механизмов деградации используем представление об изменении характера транспорта носителей — про-



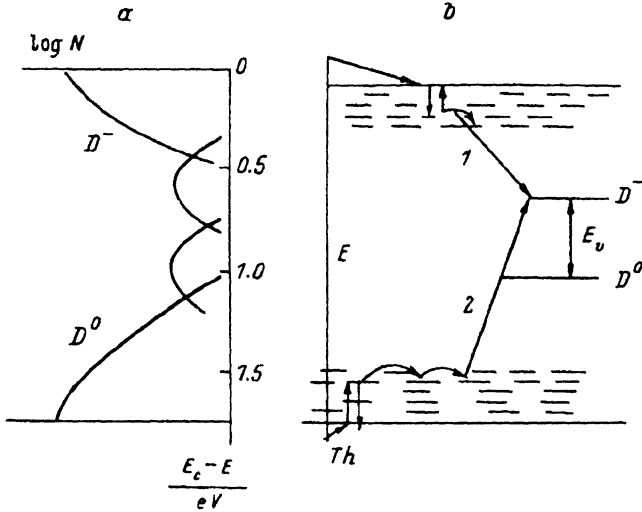


Рис. 2. Схема рекомбинации фотоносителей в аморфном гидрированном кремнии при наличии D^0 -центров захвата.

течения его не в условиях квазинейтральности, а при наличии в i -слое значительного ФГОЗ свободных и захваченных дырок и электронов.

Поскольку для строгого рассмотрения вопроса требуется численное интегрирование связанной системы уравнений непрерывности—Пуассона и поэтому с физической точки зрения получение их решений не является наглядным, мы наряду с этим использовали региональный подход, оказавшийся эффективным в теории инжекции объемного заряда в твердых телах и электролитах [12]. Наглядность достигается тем, что в нашем подходе i -слой разбивается на три части, в каждой из которых отыскиваются решения указанных уравнений. «Сшивая» их на границах соседних областей, находится решение во всем i -слое. Заметим, что из-за высокой плотности состояний в щели подвижности a -Si : H ФГОЗ сосредоточивается в основном на «мелких» ловушках, вследствие чего отношения свободных зарядов электронов и дырок к полному заряду можно считать постоянными, не зависящими от напряженности поля и концентрации носителей и, значит, от пространственной координаты x (рассматривается одномерная задача). Они выражаются как отношения дрейфовых (μ_n^d, μ_p^d) и микроскопических (μ_n, μ_p) подвижностей, $\theta_n \equiv \mu_{nd}/\mu_n$, $\theta_p \equiv \mu_{pd}/\mu_p$ [13]. Анализ проведем в случае однородного поглощения «собственного» света в дрейфовом приближении, учитывая рекомбинацию и пренебрегая диффузией носителей, что существенно упрощает решение задачи (роль диффузии важна лишь при низких напряжениях [14]). Основные уравнения задачи — уравнения непрерывности и токов для электронов и дырок и уравнения Пуассона — запишем в стационарных условиях в следующем (безразмерном) виде [15]:

$$\frac{d}{d\xi} p\mathcal{E} + r - 1 = 0, \quad \sqrt{b} \frac{d}{d\xi} n\mathcal{E} - r + 1 = 0; \quad (1)$$

$$J = J_p + J_n = (p + \sqrt{b}n) \mathcal{E}, \quad r \equiv \frac{R}{G} = \frac{np}{nt_p + pt_n}; \quad (2)$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\xi} = \frac{p}{\theta_p} - \frac{n}{\sqrt{b}\theta_n}. \quad (3)$$

Здесь безразмерными служат величины: поле $\mathcal{E} \equiv E/E_c$, где $E_c = l\sqrt{qG/\kappa\mu_p}$; концентрации фотодырок и фотоэлектронов $p \equiv \Delta p/p_c$, $n \equiv \Delta n/n_c$, где $p_c \equiv \sqrt{\kappa G/q\mu_p}$, $n_c \equiv \sqrt{\kappa G/q\mu_n}$; координата в направлении тока $\xi \equiv x/l$; скорость рекомбинации фотоносителей $r \equiv R/F$, отнесенная к скорости их фотогенерации $G = \beta_k k B$, где β_k — квантовый выход электрона, k и B — коэффициент поглощения и интенсивность равномерно поглощаемого в базе света; плотности дырочного, электронного и полного фототоков: $J_p \equiv j_p/qGl$, $J_n \equiv j_n/qGl$, $J \equiv j/qGl$; κ — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника; $b \equiv \mu_{nd}/\mu_{pd}$ — отношение подвижностей электронов и дырок; времена жизни дырок $t_p \equiv \tau_p/t_0$ и электронов $t_n \equiv \frac{\sqrt{b}\tau_n}{t_0}$; $t_0 \equiv l/\mu_p E_c$ — среднее время пролета дырок через i -слой. Параметры θ_p, n включены в уравнение Пуассона, ибо поле в базе определяется как свободными, так и связанными зарядами, и поэтому p/θ_p и $n/\sqrt{b}\theta_n$ — полные (безразмерные) концентрации фотогенерированных дырок и электронов. Для решения уравнений (1)–(3), образующих систему связанных между собой нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка, используем физически обоснованные приближения, что возможно, так как в них изучаемой задачи не все члены одинаково важны в разных точках i -слоя; за исключением очень тонких переходных областей, при отыскании решений наибольшими являются один или два члена, что позволяет пренебречь малыми членами и найти решение задачи. В [5–7] использовано приближение малости темнового и фотогенерированного объемных зарядов, и поэтому поле по толщине всего i -слоя практически однородно. Здесь исследуем противоположный случай, когда ФГОЗ значителен и определяет фотоэлектрические характеристики структуры. Поскольку a -Si : H — широкозонный полупроводник, темновые концентрации и плотности объемного заряда носителей очень низки, за исключением не рассматриваемых нами прямых смещений, близких к напряжению плоских зон, при которых важна диффузия носителей из сильно легированных p - и n -областей в базу. При $V = V_{oc}$ темновой ток обычно на 15–20% меньше тока к. з., так как из-за снижения напряжения в i -слое с ростом прямого смещения фототок уменьшается. Даже если бы было $I_d = I_{sc}$ при $V = V_{oc}$, то ввиду экспоненциального хода ВАХ I_d намного меньше фототока при напряжении $V = V_M$, соответствующем максимуму мощности на нагрузочной кривой $I(V)$. Отношение темнового тока к фототоку при этом напряжении $I_d/I_{ph} \sim kT/qV_M \ll 1$. Поэтому в рабочей области напряжений элемента ($\ll V_M$) будем пренебрегать темновым током по сравнению со световым, и это правомерно в широком интервале интенсивностей света, ибо между V_M и $I_{sc} \propto B$ существует определенная связь [7]. Для скорости же рекомбинации [второе соотношение в (2)] приемлемо допущение, что она определяется ловушками, уровни которых залегают вблизи середины запрещенной зоны. Это обеспечивает нужную заполняемость носителями уровней, которая в большей мере, чем термическая эмиссия в края разрешенных зон, задается захватом и рекомбинацией. Приемлемость этого допущения обусловлена тем, что из-за дополнительных болтающихся связей, вызванных деградацией, создаются доминирующие в рекомбинации D^0 -центры, уровни которых как раз и расположены в указанном месте запрещенной зоны [14].

3. При выработке регионального подхода исходным из того факта, что вблизи p - i - и i - n -границ имеются избыток носителей одного знака и недостаток другого, вследствие чего существуют области, в которых скорости рекомбинации недостающих носителей намного меньше скорости их фотогенерации. Кроме того, в них поле определяется в основном встроенным потенциалом, который в

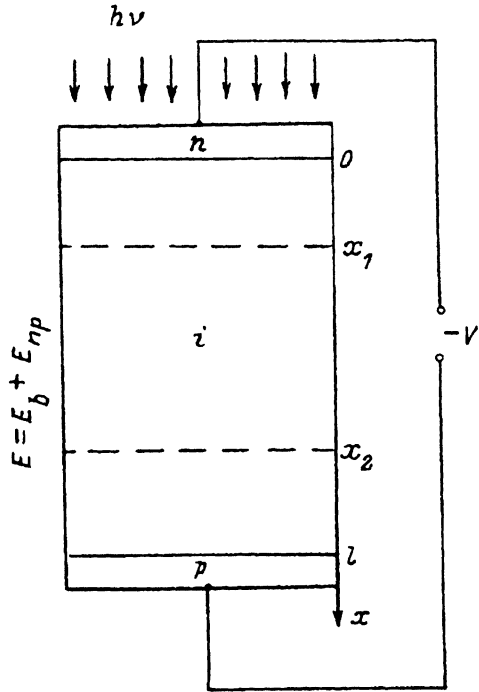


Рис. 3. Схематическое изображение изображенной структурой на основе $a\text{-Si:H}$ с базовым i -слоем, разделенным на три области в соответствии с предлагаемым в теории региональным приближением.

свою очередь задается уровнем легирования p - и n -областей и толщиной базы, поэтому оно не меняется из-за деградации. Отсюда следует что в приконтактных областях можно пренебречь рекомбинацией, следовательно, концентрации носителей почти полностью определяются транспортом их в сильном электрическом поле. Тем самым задаются границы двух крайних областей $-0 \leq x \leq x_1$ и $x_2 \leq x \leq l$, в которых $r \ll 1$ (рис. 3). Вблизи n - i -перехода ($x=0$) $\Delta p < \Delta n$, так как, согласно граничному условию, что служит блокирующим контактом для дырок, т. е. уносимые от него дырки не восполняются. Аналогичное явление имеет место и для электронов вблизи $x=l$ (i - p -перехода), где $\Delta n \ll \Delta p$. Следовательно, в этих двух областях региональной является аппроксимация

$r=0$. В остальной (средней) части рекомбинация через Δn и Δp зависит, вообще говоря, от x . Поэтому нужно еще одно приближение, которым может служить аппроксимация, $r=1$ — константа, т. е. в средней области рекомбинация существенна и в большей мере, чем поле, определяет концентрации носителей. Условие $r=1$ требует, однако, чтобы концентрации Δp и Δn не изменялись с x вдоль всей средней области, что возможно лишь при однородном поглощении света. В таких условиях из критерия неразрывности тока следует постоянство поля и, согласно (3), $\Delta p = \Delta n (\theta_p / \theta_n)$. Следовательно, средняя область — это по существу обычный нейтральный фоторезистор, а крайние области — «контакты» к ней. Отметим в связи с этим, что если бы даже проводимость области слабого поля определялась обычным образом через скорости рекомбинации и генерации носителей, напряженность самосогласованного поля все равно выражалась бы падениями напряжения на контактных областях. При малых напряжениях контакты не ограничивают ток, области $x_1 \leq x \leq x_2$ занимают весь i -слой, напряженность поля точно равна $(V_b \pm V) / l$. С ростом V «контактные» области не восполняют, однако, ток без заметного падения в них напряжения и изменения их протяженности: области сильного поля расширяются из-за сужения области слабого поля вплоть до напряжения $V_{сч}$, при котором средняя область стягивается в точку. В базе рекомбинация носителей становится несущественной, и при больших V ток насыщается. При этом для нахождения решения важна малость диффузии носителей в областях с $r < 1$. Для всего i -слоя решение получим, приравняв напряженности поля и концентрации носителей на границах трех областей. Остаточную неизвестную величину вычисляем из условия, что полное падение напряжения равно интегралу от напряженности поля вдоль i -слоя. Поскольку качество приближений связано со скоростью рекомбинации r , получаемые по описанной схеме решения применимы в том случае, когда значительное искажение однородности поля вызывается ФГОЗ. Кроме падения напряжения, при отыскании $\Delta n(x)$, $\Delta p(x)$,

$E(x)$ и $j_{ph n, ph p}(x)$ важные еще два параметра — отношение подвижностей $b \equiv \mu_{nd}/\mu_{pd}$ и величина $\tau_{rel} = \tau_n/\theta_n + \tau_p/\theta_p$. Ввиду того что поле определяется захваченными ловушками и (в меньшей мере) свободными зарядами, вместо микроскопических выступают дрейфовые подвижности, и поэтому уменьшение плотности ФГОЗ характеризуется не временами рекомбинации $\tau_{n, p}$, а временем фотоответа τ_{rel} .

4. Вследствие постоянства вдоль базы тока $J \equiv j/qGl$ уравнения непрерывности и Пуассона параметризуем по J и выразим через концентрацию носителей лишь одного типа, так как концентрация носителей другого типа связана с нею первым соотношением в (2).

Рассмотрим сначала область $0 \leq x \leq x_1$, в которой положим $r=0$. Тогда, интегрируя первое уравнение в (1) при условии $p(0)=0$, находим $p\mathcal{E} = \xi$. Исключая затем в (3) $n = (J - \xi)/\sqrt{b}\mathcal{E}$ и $p = \xi/\mathcal{E}$, уравнение Пуассона представим в форме

$$\mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{d\xi} = \left(\frac{1}{\theta_p} + \frac{1}{b\theta_n} \right) \xi - \frac{J}{b\theta_n}, \quad (4)$$

откуда для распределения напряженности поля получаем

$$\mathcal{E}(\xi) = \left[\mathcal{E}_0 + \left(\frac{1}{\theta_p} + \frac{1}{b\theta_n} \right) \xi^2 - \frac{2J\xi}{b\theta_n} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где $\mathcal{E}_0 \equiv \mathcal{E}(\xi=0)$ — поле на n - i -границе. Аналогично в области $x_2 \leq x \leq l$, в которой $r=0$ и $\Delta n(l)=0$, для искомым величин имеем $n\mathcal{E} = (1 - \xi)/\sqrt{b}$ и

$$\mathcal{E}(\xi) = \left[\mathcal{E}_l + \left(\frac{1}{\theta_p} + \frac{1}{b\theta_n} \right) (\xi^2 - 1) + \frac{2}{\theta_p} \left(J - 1 - \frac{\theta_p}{b\theta_n} \right) (\xi - 1) \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где $\mathcal{E}_l \equiv \mathcal{E}(\xi=1)$ — поле на i - p -границе. В области же $x_1 \leq x \leq x_2$ рекомбинация носителей существенна, и поэтому полагаем $r=1$, вследствие чего из (1) вытекает постоянство $p\mathcal{E}$ и $n\mathcal{E}$, причем от ξ не зависят также \mathcal{E} , p и n . Тогда, согласно уравнениям (2), (3),

$$p = \beta n = \beta t_n + t_p \equiv \tau \equiv \theta_p \frac{\tau_{rel}}{t_0}, \quad \beta \equiv \frac{\theta_p}{\sqrt{b}\theta_n}, \quad (7)$$

где τ — суммарное безразмерное время жизни носителей. Из найденных соотношений легко вычисляем постоянное по ξ поле в средней области: $\mathcal{E}_r = J / \left(1 + \frac{b\theta_n}{\theta_p} \right) p$ и для координат ξ_1, ξ_2 получаем

$$\xi_1 = \xi_c J, \quad \xi_2 = 1 - J \frac{\xi_c}{\tau}, \quad \xi_c \equiv \frac{\alpha}{1 + \alpha}, \quad \alpha \equiv \frac{\theta_p}{b\theta_n}. \quad (8)$$

Это позволяет записать выражение для поля в средней области в виде

$$\mathcal{E}_r = J (\xi_c / \tau). \quad (9)$$

Из (5), (6), (8), (9) для напряженностей поля в точках $x=0$ и $x=l$ имеем

$$\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_r \sqrt{1 + (1 + \alpha) \frac{\tau^2}{\theta_p}}, \quad \mathcal{E}_l = \mathcal{E}_r \sqrt{1 + \frac{\tau^2}{\alpha \xi_c \theta_p}}. \quad (10)$$

С помощью (5)–(10) вычисляем падение напряжения в i -слое

$$v \equiv \frac{V_b \pm V}{E_c l} = \int_0^1 \mathcal{E}(\xi) d\xi = J(1-J) \frac{\xi_c}{\tau} + \frac{1}{2} J \xi_c \left(\mathcal{E}_0 + \frac{1}{\alpha} \mathcal{E}_1 \right) + \frac{J^2 \xi_c^2}{2\tau^2 \sqrt{1+\alpha}} \times \\ \times \ln \left| \frac{\mathcal{E}_1 \sqrt{1+\alpha} + J}{\mathcal{E}_0 \sqrt{\alpha} - \alpha J} \right|. \quad (11)$$

5. При анализе полученных формул заметим, что вид распределений поля (5), (6), (9) и концентраций носителей зависит от безразмерного полного тока, т. е. J есть доля от величины qGl и, значит, является нормированной плотностью фототока, изменяющейся от 0 до 1, причем $J=1$ означает отсутствие рекомбинации, когда область $x_1 \leq x \leq x_2$ стягивается в точку. Параметрами теории служат также $\alpha \equiv \theta_p / b\theta_n$, $\tau \equiv (\tau_n \theta_p / i_0 \theta_n) + (\tau_p / i_0)$, и поэтому при построении зависимостей $\mathcal{E}(\xi)$, $p(\xi)$, $n(\xi)$ задаются их значения. Пусть сначала $\alpha = \tau = 1$, что соответствует «средней» скорости рекомбинации носителей. Согласно (8), (9), область $x_1 \leq x \leq x_2$, в которой поле невелико и однородно [$\mathcal{E}(\xi) \approx \text{const}$], расширяется с уменьшением тока: при $J \rightarrow 0$ она стремится заполнить всю фазу. Это видно из рис. 4, где построены кривые $\mathcal{E}(\xi)$, рассчитанные по приближенным формулам при $\alpha = \tau = 1$ и $J = 0.1 \div 1$; здесь же нанесены точки при $J = 0.7$, полученные на ЭВМ без использования регионального приближения для скорости рекомбинации. Сравнивая эти решения, замечаем, что при региональном подходе хорошо описывается распределение поля: наибольшие отклонения их приходится на среднюю область, в которой $r=1$ — грубоватое, но не очень плохое приближение. Анализ указывает на наличие двух предельных ситуаций при $\tau \ll 1$ и $\tau \gg 1$, в которых ВАХ проста по виду. В первой ситуации рекомбинация носителей существенна, поля на контактах и в средней области мало различаются, т. е. $\mathcal{E}_0 \approx \mathcal{E}_1 \approx \mathcal{E}_r$. Кроме того, $J \ll 1$; тогда, сохраняя в (11) наибольший (первый) член, для ВАХ получаем выражение «закона Ома»

$$J = \frac{\tau}{\xi_c} v \rightarrow j = qG(\mu_{pd} + \mu_{nd}) \left(\frac{\tau_p}{\theta_p} + \frac{\tau_n}{\theta_n} \right) \frac{V_b \pm V}{l}. \quad (12)$$

Во втором предельном случае, согласно (9), (10), контактные поля также

пропорциональны току, но $\mathcal{E}_0 \neq \mathcal{E}_1$ [$\mathcal{E}_0 \approx \alpha \mathcal{E}_1 = Ja / \sqrt{\theta_p} (1 + \alpha)$], и поэтому выражение под логарифмом в (11) не зависит от J . Поскольку теперь $\tau \gg 1$, $J \sim 1$, в (11) удержим лишь третий член, пренебрегая всеми остальными, что для ВАХ дает

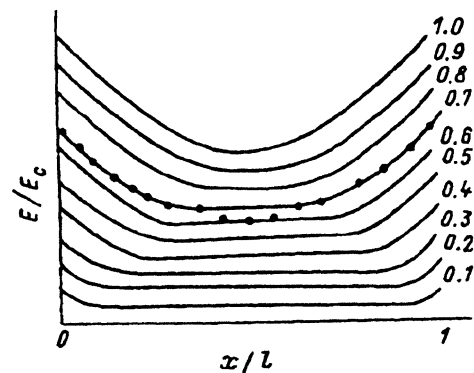


Рис. 4. Теоретические кривые распределения поля в базе, рассчитанные по приближенным формулам при $\alpha = \tau = 1$ и различном безразмерном токе J (цифры у кривых). Точки — расчет на ЭВМ.

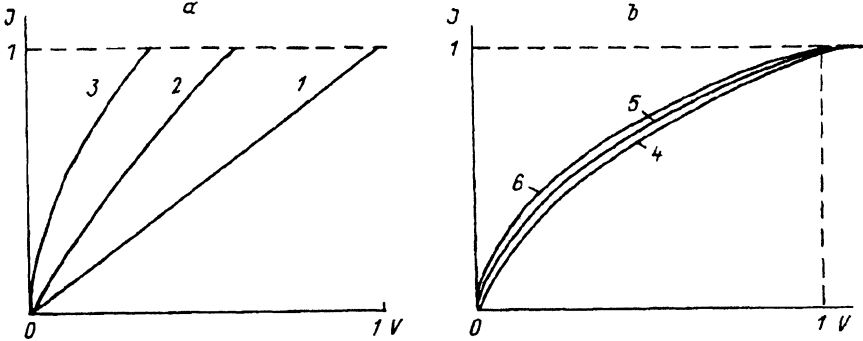


Рис. 5. Теоретические безразмерные ВАХ $n-i-p$ -структуры на основе α -Si:H, рассчитанные по аппроксимирующим формулам при $\alpha=1$ и различном безразмерном времени жизни τ : 1—0.5, 2—1, 3—5, 4—10, 5—100, 6—1000.

$$v \approx \frac{J^2 (1 + \alpha^2)}{2 \sqrt{\theta_p} (1 + \alpha)^{3/2}} \rightarrow j = (\chi \mu_p \theta_p)^{1/4} [q (1 + \alpha) G]^{3/4} [2 (V_b \pm V) / (1 + \alpha^2)]^{1/2}, \quad (13)$$

т. е. из-за деградации она в области малых прямых и не очень больших обратных напряжений — кривая не с насыщением, а квадратично-сублинейная ($J \propto v^{1/2}$; ср. кривые 1 и 2 на рис. 5). При этом, как видим, фототок не зависит от времени жизни носителей, зависит от параметров ловушек θ_p, n и сублинейно растет с интенсивностью света ($j \propto G^{3/4}$). ВАХ, следовательно, сильно отличается от «омической», на которой фототок иначе зависит от указанных параметров [ср. (13) с (12)], и от ВАХ с насыщением ($j_{ph}^{sat} = qGl$), что показано на рис. 5, где изображена зависимость $J(v)$, рассчитанная по общей формуле (11) для разных τ и $\alpha=1$. Важно на нем является кривая при значениях $\tau \gg 1$, для которых вид и протяженность ВАХ по напряжению не зависят от τ : вместо прямой 1 при $\tau=0.5$, при $\tau \gg 1$ ВАХ квадратично сублинейна и соответствует режиму с преобладанием ФГОЗ над рекомбинацией носителей. Анализ показывает, что при малых v , тем меньших, чем больше τ , ВАХ всегда содержит линейный участок — факт, вызванный преобладающей ролью рекомбинации и объясняемый тем, что при малых v поле слишком слабое, чтобы заметно изменить плотность объемного заряда и экранировать внешнее поле, что в свою очередь связано с уменьшением ее пропорционально квадрату напряжения. Заметим, что в (12) в безразмерных величинах τ играет роль проводимости, в размерных величинах в нее входят времена жизни и подвижности носителей, но в отличие от случая $E = \text{const}$ [7] они появляются в большей мере как произведения их сумм, нежели как сумма произведений (такая факторизация проистекает из-за различной роли ФГОЗ в транспорте носителей). При выборе $\alpha=1$ значение $\tau=1$ разделяет два предельных режима (рис. 5): с уменьшением $\tau < 1$ ВАХ все более и более приближается к омической, с ростом $\tau > 1$ — к режиму ФГОЗ, и для $\tau \geq 10$ кривые ВАХ практически совпадают. Заметим также, что $J \rightarrow 1$ не с нулевым, а с конечным наклоном, т. е. для выхода ВАХ на насыщение нужны намного большие напряжения, чем при $E = \text{const}$. Найденные изменения формы ВАХ коррелируют с изменениями распределения концентрации носителей: электронов при $\alpha=1, \tau=1, 10, J=1$ (рис. 6, а), электронов и дырок при $J=1, 0.1, \tau=1, \alpha=0.2$ (рис. 6, б). Вследствие симметрии базы относительно типа неосновных носителей концентрации дырок в первом случае изменяется с ξ подобно $n(\xi)$: кривая $p(\xi)$ является зеркально отраженной по отношению к $n(\xi)$ в точке $\xi = \xi_c$. При $\tau=1$, что еще соответствует омической ВАХ, концентрации носителей слабо изменяются с ξ во всем i -слое, но при $\tau \geq 10$ быстро растут

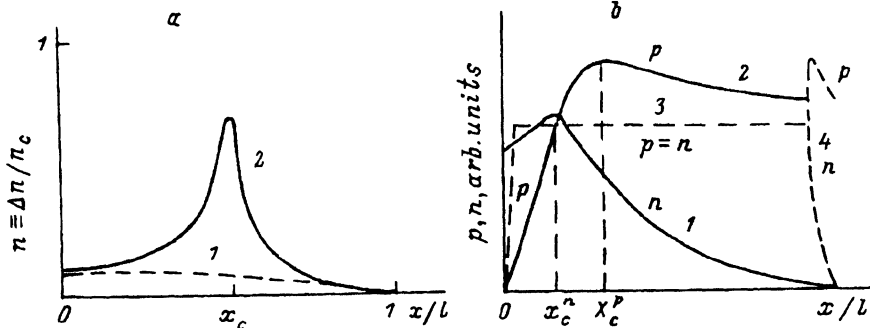


Рис. 6. Теоретические кривые распределений безразмерных концентраций фотоэлектронов при $\alpha = -J = 1$ и двух значениях τ : 1 — 1, 2 — 10; фотоэлектронов и фотодырок при $\alpha = 0.2$, $\tau = 1$ и двух значениях J : 1, 2 — 1; 3, 4 — 0.1 (b).

до точки $\xi = \xi_c$, где напряженность поля минимальна; с ростом τ E_{\min} уменьшается и растут n_{\max} и p_{\max} . Видим, наконец, что при $J = 1$ область рекомбинации $x_1 \leq x \leq x_2$ стягивается к точке $x = x_c$, при $J \ll 1$ ее протяженность конечна и в ней $n = p$.

6. Исследуем теперь ФАХ в фотодиодном и вентильном режимах и сопоставим результаты теории с экспериментальными данными. Согласно (13), фототок к. з. ($V = 0$) описывается формулой

$$j_{sc} = 4\sqrt{\kappa\mu_p\theta_p} [q(1+\alpha)G]^{3/4} \sqrt{\frac{2V_b}{1+\alpha^2}}, \quad (14)$$

тогда как в случае однородного поля он равен [7]

$$j_{sc} = qG\mu\tau \frac{V_b}{l} \left[1 - \exp\left(-\frac{V_0}{V_b}\right) \right], \quad (15)$$

где $\mu\tau \equiv \mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p$; $V_0 \equiv l^2/\mu\tau$ — параметр, определяющий меру зависимости тока к. з. от длины дрейфа $L_{dr} \approx \mu\tau V_b/l$: при $V_0 > V_b$ и $V_0 < V_b$ соответственно имеем $j_{sc} \approx qG\mu\tau (V_b/l)$ и $j_{sc} \approx \frac{qGl}{\mu\tau} \equiv \frac{qGl}{\tau_{ph}^{\text{sat}}}$, т. е. при больших V_0 ток к. з. пропорционален L_{dr} , при малых — от $\mu\tau$ и $E_{sc} \equiv V_b/l$ не зависит. Сравнивая (14) с (15), заключаем, что при деградации фототок к. з. заметно меньше, чем в ее отсутствие: сильнее всего значения I_{sc} различаются для материалов и структур с возможно большим V_b . Например, для $p-i-n$ -элементов на основе $a\text{-Si}:\text{H}$ с карбид-кремниевым «окном» для света $V_b \approx 0.95$ В [16], $\mu\tau \approx 3 \cdot 10^{-7}$ см²/В [7] и $V_0 \approx 12$ мВ, при умеренно больших $\mu\tau \sim 10^{-8}$ см²/В $V_0 \approx 0.36$ В. Следовательно, в отсутствие деградации в обоих случаях фототок насыщается при $V = 0$ и даже при $V > 0$. Поскольку, согласно (14), (15), $j_{sc}^{\text{degr}} \propto G^{3/4}$, $j_{sc}^{\text{no degr}} \propto G$, различие между токами к. з. при наличии и отсутствии деградации растет с повышением интенсивности света. Отметим еще одну особенность в зависимости $I_{ph}(V)$: в отсутствие деградации в области положительных смещений ток равен [7]

$$j_{ph}(V) = qGl \frac{V_b - V}{V_0} \left[1 - \exp\left(-\frac{V_0}{V_b - V}\right) \right], \quad (16)$$

откуда при низких напряжениях ($V_0 < V_b - V$) он равен фототоку насыщения, при высоких ($V_0 > V_b - V$) — $j_{ph}(V) \approx qG\mu\tau (V_b - V)/l$. Следовательно, с понижением напряжения от $V = V_b$, когда $I_{ph} = 0$, до $V \sim 0.1$ В, что соответствует началу участка насыщения, фототок линейно растет, как и при деградации в области малых прямых и не очень больших обратных напряжений. Это означает,

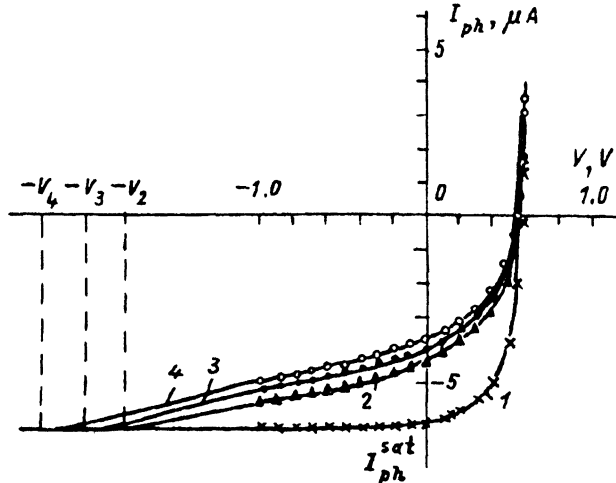


Рис. 7. Экспериментальные световые ВАХ $p-i-n$ -структуры на основе $a-Si:H$ в отсутствие (1) и при наличии деградации (2—4) при различном времени воздействия света t , мин: 2 — 20, 3 — 40, 4 — 60.

что вследствие деградации протяженность «омического» участка расширяется и он «захватывает» область не только прямых, но и обратных смещений, т. е. напряжение начала участка насыщения «отодвигается» из области малых прямых в область обратных напряжений, причем значения отрицательных V могут быть весьма значительными. Наличие на ВАХ участка насыщения связано с тем, что при больших встроенном и приложенном напряжениях и субмикронной толщине i -слоя напряженность поля в нем велика и комбинация носителей несущественна.

Приравнивая (13) к фототоку насыщения $J_{ph}^{sat} = qGl$, находим, что напряжение начала участка насыщения на ВАХ

$$V_{sat} = \sqrt{\frac{qG}{\chi\mu_p d \rho_p}} \frac{l^2 (1 + \alpha^2)}{2(1 + \alpha)^{3/2}} - V_b \quad (17)$$

возрастает (как корень квадратный) с ростом интенсивности света и увеличением (как квадрат) толщины базы.

Экспериментальные результаты по деградации получены на образцах $p-i-n$ -элементов, изготовленных на основе $a-Si:H$ эксплуатации в условиях рассеянного света. Элементы создавались по описанной в [17, 18] технологии: в многокамерной установке осуществлялось плазменное разложение 100%-ного моносилана (SiH_4), моносилана и метана (CH_4) с дибораном (B_2H_6), моносилана и метана с фосфином (PH_3) соответственно при выращивании i -, p^+ - SiC - и n^+ -слоев; основой их служили стеклянные пластины с высокоэлектропроводящим и оптически прозрачным для падающего света слоем двуокиси олова (SnO_2). Толщины слоев: $d_i = 0.6$, $d_{p^+} = 0.01-0.02$, $d_{n^+} = 0.03$ мкм. Верхним токосъемным электродом служила пленка алюминия (Al). Вычисленные на основе измерений параметры слоев и элементов были следующими: ширины запрещенной зоны $E_g^- = 1.75$, $E_g^+ = 2.05$, $E_g^{n^+} = 1.75$ эВ; энергетические положения уровня Ферми $E_{Fi} = 0.9$, $E_{Fp} = 0.04$, $E_{Fn} = 0.33$ эВ; диффузионный (встроенный) потенциал $p-i-n$ -перехода $V_b = 1.05$ В; фотоэлектрические параметры до деградации составляли: напряжение $V_{oc} = 0.6$ В при освещенности $B = 100$ лк, ток $J_{sc}^0 = 12-15$ мкА/см², фактор заполнения ВАХ $\eta = 0.65$.

Опыты по изучению воздействия мощного ($W \sim \text{кВт}/\text{см}^2$) излучения на параметры элементов проводились по следующей схеме: после отжига в вакуумной камере и охлаждения до комнатной температуры с образцов снимались темновые и световые ВАХ в фотодиодном и вентильном (нагрузочном) режимах и в режиме с прямым приложенным напряжением. Дegrаdация параметров осуществлялась на элементах, помещенных на специальном стенде, где на них действовал свет от мощной прожекторной лампы накаливания. Стабилизация температуры образца достигалась обдуванием воздухом и прохождением света к нему через водяной фильтр. После соответствующей экспозиции образца монохроматическим (от водяного фильтра) светом снова регистрировались его фотоэлектрические параметры.

Результаты экспериментов для полных ВАХ в различных режимах на $p-i-n$ -структурах на основе $a\text{-Si}:\text{H}$ с указанными толщинами слоев и площадью сечения $S = 3.3 \text{ мм}^2$ приведены на рис. 7. Кривые ВАХ для образцов с деградацией сняты при возбуждении светом с длиной волны $\lambda = 650 \text{ нм}$, коэффициентом поглощения $k = 1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ (глубина проникновения света $1/k \approx 0.67 > l = 0.6 \text{ мкм}$) при времени экспозиции, изменяющемся от 20 до 60 мин (кривые 2—4). Для сравнения изображена также ВАХ для отожженного (при 160°C) элемента (кривая 1). При сопоставлении полученные данные эксперимента согласуются с известными из литературы фактами, изложенными в п.1, — неизменностью при деградации фотонапряжения холостого хода и фототока насыщения, уменьшением фототока короткого замыкания, напряжения и тока в максимуме мощности на нагрузочной ВАХ, фактора заполнения η и КПД фотоэлемента. Согласуются они и с предсказаниями теории — появлением более протяженного, чем без деградации, линейного участка и квадратично-сублинейного участка, переходящего при больших напряжениях на участок насыщения фототока, повышением напряжения его начала при увеличении интенсивности (времени экспозиции) света (ср. кривые 2, 3 и 4 на рис. 7 между собой и с кривой 1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Д. А. Аронов, Р. Р. Кабулов, Р. Маматкулов, Ю. М. Юабов. В кн.: Тез. докл. II науч. конф. по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках, 233. Ашхабад (1991).
- [2] D. L. Staebler, C. R. Wronski. Appl. Phys. Lett. 31, 292 (1977).
- [3] D. Han, H. Fritzsche. J. Non-Cryst. Sol. 59, 397 (1983).
- [4] W. Fuhs. Sol. a. Wind Techn., 4, 7 (1987).
- [5] Д. А. Аронов, Р. Р. Кабулов, Ю. М. Юабов. Препринт ФТИ НПО «Физика Солнце» АН УзССР. Ташкент (1988). № 70-88-ФПП.
- [6] Д. А. Аронов, Р. Р. Кабулов, Ю. М. Юабов. ДАН УзССР, 11, 23 (1989).
- [7] D. A. Aronov, R. R. Kabulov, Yu. M. Yuabov. Phys. St. Sol. (a), 118, 577 (1990).
- [8] H. Okamoto, H. Kida, S. Nonomura, Y. Hamakawa. Sol. Cells, 8, 317 (1983).
- [9] H. Okamoto, H. Kida, S. Nonomura, K. Fukumoto, Y. Hamakawa. J. Appl. Phys., 54, 3236 (1983).
- [10] H. Okushi, M. Miyagawa, Y. Tokumaru, S. Yamasaki, H. Oheda, K. Tanaka. Appl. Phys. Lett., 42, 895 (1983).
- [11] M. Stutzmann, W. B. Jackson, C. C. Tsai. Appl. Phys. Lett., 45, 1075 (1984); Phys. Rev. B, 32, 23 (1985).
- [12] M. A. Lampert, R. S. Crandall. Chem. Phys. Lett., 68, 473 (1979).
- [13] М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах, 416. М. (1973).
- [14] R. A. Street. Appl. Phys. Lett., 41, 1060 (1982).
- [15] J. Reichman. Appl. Phys. Lett., 38, 251 (1981).
- [16] Р. Р. Кабулов, Ю. И. Соيفер, Ю. М. Юабов. ДАН УзССР, 5, 22 (1989).
- [17] Ю. Р. Носов, Ю. М. Юабов. Обзоры по электрон. техн., сер. 2. Полупроводн. приборы, 3 (1098) (1985).
- [18] D. A. Aronov, R. R. Kabulov, Yu. M. Yuabov. Phys. St. Sol. (a), 109, 211 (1988); Д. А. Аронов, Р. Р. Кабулов, Ю. М. Юабов, Д. А. Ягудаев. ДАН УзССР, 10, 24 (1987); ФТП, 22, 1719 (1988).