

# Рекомбинация в аморфном гидрогенизированном кремнии

© К.В. Коугия\*, Е.И. Теруков, В. Фус†

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Санкт-Петербургская государственная педиатрическая медицинская академия,  
194100 Санкт-Петербург, Россия

† Hahn-Meitner Institute,  
D-12489 Berlin, Germany

(Получена 5 февраля 1998 г. Принята к печати 23 февраля 1998 г.)

На основе исследования нестационарной фотопроводимости в  $a\text{-Si:H}$  сделан вывод о том, что туннельная рекомбинация неравновесных носителей может играть определяющую роль в интервале температур от самых низких (гелиевых) и вплоть до температур, близких к температуре получения материала.

## Введение

Одной из характерных особенностей неупорядоченных полупроводников является наличие в запрещенной зоне локализованных состояний, которые во многом определяют электронные свойства этих материалов и, в частности, механизмы рекомбинации неравновесных носителей.

По сути дела можно выделить два основных допустимых рекомбинационных механизма. Первый — классическая рекомбинация типа "зона-центр", при которой скорость рекомбинации определяется сечениями захвата делокализованных неравновесных носителей на локализованные состояния в запрещенной зоне [1,2]. Второй возможный механизм рекомбинации — "туннельная рекомбинация" неравновесных носителей, захваченных на локализованные состояния, при которой в качестве процесса, определяющего скорость рекомбинации, выступает туннелирование под потенциальными барьерами, разделяющими носители [3,4]. В ряде случаев возможна и комбинация этих двух процессов, например, в виде туннелирования с переменной длиной прыжка [5].

Понятие о туннельной рекомбинации было введено для описания межпримесной излучательной рекомбинации в легированном и компенсированном германии. Исследования проводились при гелиевых температурах, и казалось, что обнаруженное явление может проявляться только в весьма ограниченной температурной области. Однако дальнейшие исследования на сильно легированных и компенсированных четырехкоординированных полупроводниках показали, что туннельная рекомбинация играет заметную роль и в этих материалах, и ее вклад становится тем значительнее, чем выше степень разупорядоченности структуры [6,7].

Рекомбинация неравновесных носителей в аморфном гидрогенизированном кремнии ( $a\text{-Si:H}$ ) остается предметом дискуссии вплоть до настоящего времени, причем в литературе можно встретить обе точки зрения (см., например, [8,9]). Из самых общих соображений можно утверждать: поскольку  $a\text{-Si:H}$  обладает еще более разупорядоченной структурой, следует ожидать, что туннельные процессы в этом материале выражены еще

ярче. В настоящей работе мы приводим обзор как ранее опубликованных, так и новых данных, свидетельствующих, на наш взгляд, о том, что туннельная рекомбинация неравновесных носителей в  $a\text{-Si:H}$  может играть определяющую роль в интервале температур от гелиевых и вплоть до температур, близких к температуре получения материала.

## Образцы и методика эксперимента

Исследованные образцы были приготовлены методом высокочастотного (ВЧ) разложения силансодержащих газовых смесей в системе с емкостной связью. Они характеризовались фоточувствительностью  $\geq 5 \cdot 10^4$  при освещении от источника типа АМ1 и обладали, согласно данным, полученным методами электронного парамагнитного резонанса и постоянного фототока, плотностью неспаренных спинов  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Для измерений фотопроводимости они были снабжены напыленными контактами в копланарной конфигурации.

Основное внимание в своей работе мы уделили исследованию кинетики спада фотопроводимости от стационарного состояния после выключения освещения. При исследовании рекомбинации такой метод представляется нам наиболее информативным, поскольку спад фотопроводимости от стационарного уровня может осуществляться только за счет рекомбинации неравновесных носителей.

## Экспериментальные результаты и их обсуждение

Мы начнем изложение результатов с области температур  $\sim 77 \div 120 \text{ К}$ , которую условно назовем областью "низких" температур. При более низких температурах преобладание рекомбинации кажется вполне естественным и прекрасно отражено в работах [10,11]. Экспериментальные результаты и модель фотопроводимости в  $a\text{-Si:H}$  при "низких" температурах наиболее полно изложены в [12,13], здесь мы ограничимся только кратким перечислением основных положений модели и отметим,

что в этой температурной области кинетика фотопроводимости не зависит от температуры, что прямо указывает на возможность туннельного характера рекомбинации.

В соответствии с многочисленными экспериментальными данными мы полагаем, что электроны в нелегированном  $a\text{-Si:H}$  значительно подвижнее дырок (которые при низких температурах, в первом приближении, можно считать неподвижными и локализованными на "дырочных центрах локализации") и фотопроводимость связана с переносом электронов, осуществляемым за счет термически активируемых перескоков в хвосте зоны проводимости [14]. Численные оценки показывают, что за типичное время фотосовета электрон успевает продиффундировать на расстояние, примерно в 10 раз превышающее расстояние между локализованными дырками, поэтому электрон можно считать как бы "размазанным" по множеству дырок. Вероятность туннельной рекомбинации пропорциональна  $\exp(-2r/a)$ , где  $a = 12 \text{ \AA}$  — радиус локализации электрона [15], а  $r$  — расстояние между электроном и дыркой. Следовательно, аннигиляция данной дырки будет происходить с подавляющей вероятностью в тот момент, когда электрон, перескакивающий по локализованным уровням прилипания окажется на уровне, ближайшем к заданной дырке. Такая пара (дырочный центр локализации)–(ближайшая электронная ловушка) формирует "канал рекомбинации" с характерным временем жизни попавшей в него дырки

$$\tau(r) = \nu_0^{-1} \exp(2r/a), \quad (1)$$

где  $\nu_0 = 10^{12} \text{ Гц}$  — фононная частота [16].

Если  $N_e$  — концентрация ловушек для электронов, а  $N_h$  — концентрация дырочных центров локализации, то в случае их некоррелированного расположения в пространстве распределение каналов рекомбинации по расстояниям  $r$  будет иметь вид

$$g(r) = \frac{3r^2}{R^3} \exp\left(-\frac{r^3}{R^3}\right), \quad (2)$$

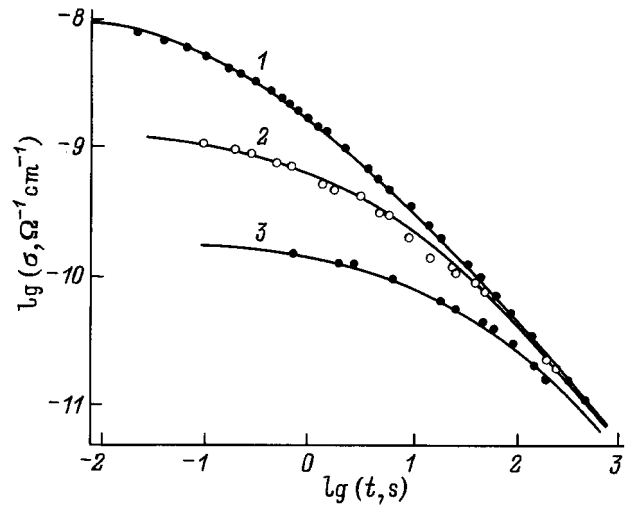
где  $R^3 = 3/4\pi N_e$  [17].

Функция заполнения каналов в стационарном состоянии может быть найдена из равенства удельных генерации и рекомбинации, приходящихся на один канал:

$$G[1 - f^{ss}(r, G)]/N_h = f^{ss}(r, G)/\tau(r);$$

$$f^{ss}(r, G) = \frac{1}{1 + N_h/G\tau(r)}, \quad (3)$$

где  $f^{ss}(r, G)$  — функция заполнения каналов в стационарном состоянии, а  $G$  — скорость генерации электронно-дырочных пар. Как видно из уравнения (3), быстрые каналы, с малым  $r$ , в основном пусты, а медленные, с большим  $r$ , в основном заполнены. Следовательно, можно ввести критическое расстояние  $r_0$ , разделяющее "в основном пустые" и "в основном занятые" каналы.



**Рис. 1.** Сравнение расчетных кривых спада фотопроводимости (сплошные линии) с экспериментальными данными (точки) при  $T = 110 \text{ К}$  и переменном уровне генерации неравновесных носителей. Параметры, выбранные для расчета 1:  $N_e = 3.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_h = 2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu = 8 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $G, \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ : 1 —  $2.0 \cdot 10^{18}$ , 2 —  $4.8 \cdot 10^{16}$ , 3 —  $3.4 \cdot 10^{15}$ . Для 2, 3 согласие достигалось автоматически.

После выключения света происходит последовательное опустошение каналов в соответствии с временем жизни захваченных в них носителей,

$$p(t) = N_h \int_0^{\infty} g(r) f^{ss}(r, G) e^{-t/\tau(r)} dr, \quad (4)$$

где  $p(t)$  — концентрация неравновесных дырок. Принимая во внимание условие электронейтральности и полагая, что дрейфовая подвижность электронов  $\mu$  не зависит от времени  $t$ , получаем

$$\sigma(t) e \mu n(t) = e \mu p(t)$$

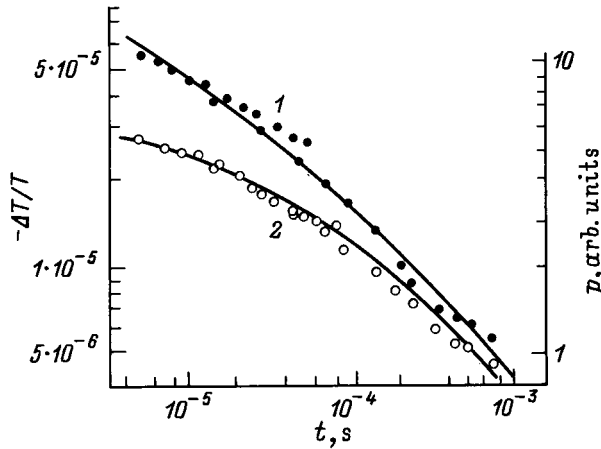
$$= e \mu N_h \int_0^{\infty} g(r) f^{ss}(r, G) e^{-t/\tau(r)} dr. \quad (5)$$

Уравнение (5) позволяет рассчитать форму спада фотопроводимости от стационарного состояния, используя  $N_e$ ,  $N_h$  и  $\mu$  в качестве подгоночных параметров. Результаты расчетов в сравнении с экспериментальными данными, полученными при  $T = 117 \text{ К}$ , приведены на рис. 1. Можно отметить хорошее согласие расчетных и экспериментальных кривых в широких временных пределах.

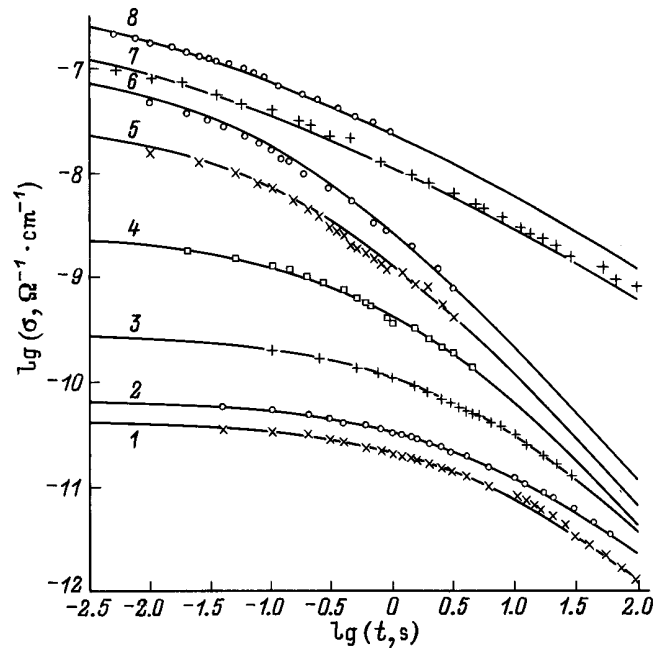
Критической проверкой адекватности модели является расчет кинетики фотопроводимости при разных уровнях генерации фотоносителей. При этом выбор параметров модели  $N_h$  и  $N_e$  проводится только для одной кривой, например, соответствующей максимальной интенсивности. Затем интенсивность освещения изменяется

в одинаковое число раз в эксперименте и расчете и совпадение расчетных и экспериментальных кривых для меньших интенсивностей возбуждения достигается без дополнительной подгонки.

Предлагаемая модель позволяет также рассчитать форму кривых релаксации фотоиндуцированного поглощения. В таких экспериментах прямоугольный импульс сильно поглощающего света используется для со-



**Рис. 2.** Релаксация фотоиндуцированного поглощения ( $-\Delta T/T$ ) [18] (точки) и результаты расчета спада концентрации неравновесных дырок  $p(t)$  (линии). Параметры расчета:  $N_e = 6.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $G/N_h, \text{ с}^{-1}$ : 1 —  $1.0 \cdot 10^6$ , 2 —  $2.0 \cdot 10^4$ .



**Рис. 3.** Сравнение расчетных кривых спада фотопроводимости (сплошные линии) с экспериментальными данными (точки) при фиксированной скорости генерации неравновесных носителей  $G = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  и переменной температуре. Температура эксперимента и параметры расчета приведены в таблице. Стационарная концентрация  $p^{ss}$  вычислена по формуле (5) при  $t = 0$ .

Температуры эксперимента и параметры расчета кривых к рис. 3

№ кривой	$T, \text{ К}$	$N_e, 10^{17} \text{ см}^{-3}$	$N_h, \text{ см}^{-3}$	$\lg(\mu, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с})$	$\lg(p^{ss}, \text{ см}^{-3})$
1	108	3.5	$2.5 \cdot 10^{18}$	-6.86	14.70
2	118	3.5	$1.2 \cdot 10^{18}$	-6.93	14.70
3	158	4.0	$1.9 \cdot 10^{18}$	-4.13	14.65
4	192	4.8	$5.0 \cdot 10^{17}$	-2.52	14.23
5	230	5.0	$5.0 \cdot 10^{16}$	-1.59	13.87
6	249	5.1	$2.3 \cdot 10^{16}$	-1.39	13.72
7	293	2.7	$1.0 \cdot 10^{15}$	-1.40	13.66
8	323	2.7	$8.2 \cdot 10^{14}$	-1.45	13.62

здания неравновесных носителей, а величина поглощения дополнительной инфракрасной подсветки позволяет оценивать концентрацию этих носителей. Результаты расчета в сравнении с экспериментальными данными, полученными в работе [18], приведены на рис. 2.

По мере повышения температуры кинетика фотопроводимости ускоряется. На рис. 3 представлены экспериментальные результаты, отражающие скорость спада фотопроводимости от стационарного уровня при разных температурах и постоянном уровне начальной засветки. По характеру кинетики можно выделить три температурных области:

1) ранее обсуждаемая "низкотемпературная" область  $T \leq 118 \text{ К}$  (кривые 1 и 2), в которой скорость спада фотопроводимости не зависит от температуры;

2) область  $118 \leq T \leq 293 \text{ К}$  (кривые 3–6), в которой кинетика фотопроводимости ускоряется с ростом температуры, но это ускорение может быть скомпенсировано уменьшением уровня генерации, т.е. кривые спада фотопроводимости, измеренные при разных температурах, могут быть идентичны при соответствующем выборе уровня генерации; иными словами, внутри этой температурной области возможна "T-G-компенсация" [19];

3) область  $T \geq 293 \text{ К}$  (кривые 7 и 8), в которой T-G-компенсация становится невозможной, так как, несмотря на то что начальная кинетика продолжает ускоряться с ростом температуры, появляется длинновременной хвост спада фотопроводимости и тем самым происходят такие изменения кинетики, которые невозможно скомпенсировать, варьируя G.

Для объяснения полученных результатов мы прибегли к доработке вышеизложенной модели, и на рис. 3 сплошными линиями показаны результаты расчетов, проведенных в рамках усовершенствованной схемы. Как видно из рис. 3, вплоть до комнатных температур ускорение кинетики фотопроводимости можно описать, уменьшая параметр  $N_h$ , характеризующий концентрацию дырочных центров рекомбинации. Логичность такой операции может трактоваться как "превращение" части центров рекомбинации в уровни прилипания. На качественном уровне ускорение кинетики можно объяснить тем, что

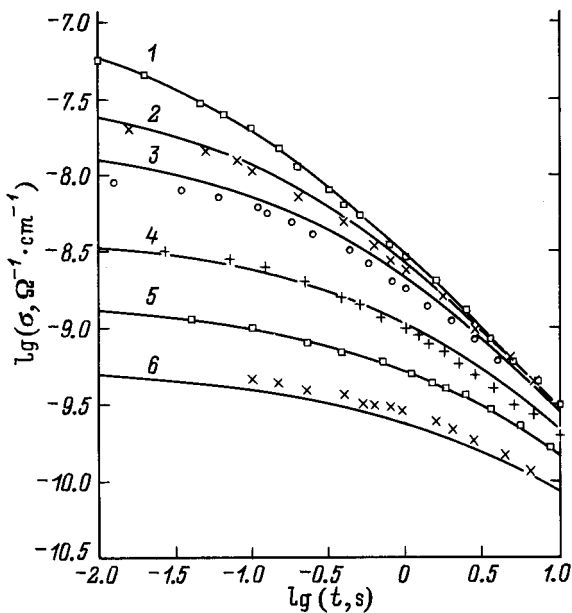
модель неподвижных дырок более не работает и нужно учитывать возможность термического перехода дырок из занятых (медленных) каналов рекомбинации в пустые (быстрые), что влечет за собой ускорение кинетики вследствие роста нагрузки на остающиеся центры рекомбинации и, в каком-то смысле, аналогично процессу, имеющему место при уменьшении энергии кванта, что также приводит к уменьшению  $N_h$  и ускорению кинетики фотопроводимости [13].

Модель объясняет и эффект  $T-G$ -компенсации. Действительно, уравнения (3)–(5) показывают, что скорость спада фотопроводимости определяется отношением  $G/N_h$  и, следовательно, согласованное уменьшение  $N_h$  (из-за роста температуры и термического движения дырок) и  $G$  (за счет соответствующего подбора) оставляют форму кривой кинетики фотопроводимости неизменной.

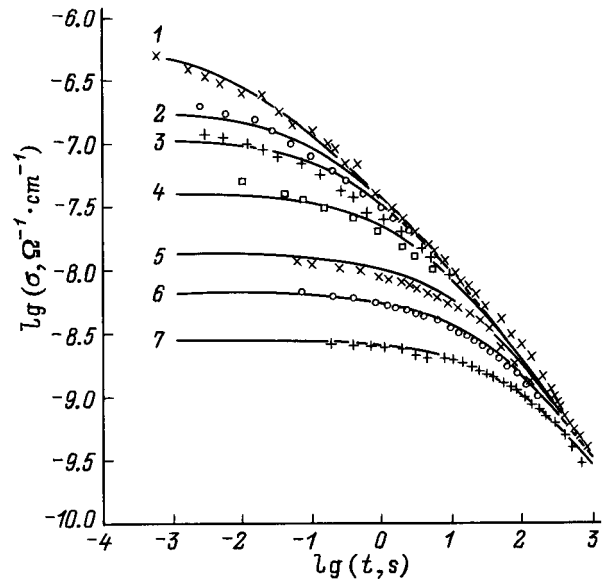
Как видно из того же рисунка, параметр  $N_e$ , характеризующий концентрацию электронных состояний, вплоть до комнатных температур остается неизменным.

Как было отмечено выше, хорошей проверкой работоспособности модели является расчет кинетики фотопроводимости при фиксированной температуре и разных уровнях генерации фотоносителей. На рис. 2 показаны удовлетворительные результаты такой проверки при 211 К, т.е. в области  $T-G$ -компенсации.

Из рис. 3 видно, что при  $T > 293$  К модель по-прежнему хорошо описывает кинетику спада фотопроводимости в широком интервале времен для одной ин-



**Рис. 4.** Сравнение расчетных кривых спада фотопроводимости (сплошные линии) с экспериментальными данными (точки) при  $T = 211$  К и переменном уровне генерации неравновесных носителей. Параметры, выбранные для расчета 1:  $N_e = 4.75 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_h = 8.0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu = 9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Для 2–5 согласие достигалось автоматически.  $G, \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ : 1 —  $2 \cdot 10^{18}$ , 2 —  $3.4 \cdot 10^{17}$ , 3 —  $1.2 \cdot 10^{17}$ , 4 —  $2.0 \cdot 10^{16}$ , 5 —  $6.0 \cdot 10^{15}$ , 6 —  $2.0 \cdot 10^{15}$ .



**Рис. 5.** Сравнение расчетных кривых спада фотопроводимости (сплошные линии) с экспериментальными данными (точки) при  $T = 293$  К и переменном уровне генерации неравновесных носителей. Параметры, выбранные для расчета 1:  $N_e = 2.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_h = 1.0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu = 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  были выбраны для кривой 1. Для 2–6 согласие достигалось автоматически при введении коэффициента  $\alpha = 1.8$  в уравнение (6).  $G, \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ : 1 —  $4 \cdot 10^{17}$ , 2 —  $6.4 \cdot 10^{16}$ , 3 —  $3.2 \cdot 10^{16}$ , 4 —  $1.0 \cdot 10^{16}$ , 5 —  $3.2 \cdot 10^{15}$ , 6 —  $1.6 \cdot 10^{15}$ , 7 —  $6.8 \cdot 10^{14}$ .

тенсивности освещения, однако попытка одновременного описания семейства кривых, соответствующих разным интенсивностям (по аналогии с рис. 1 и рис. 4), приводит к необходимости введения корректирующего коэффициента  $\alpha$  в выражении (3) для функции стационарного заполнения:

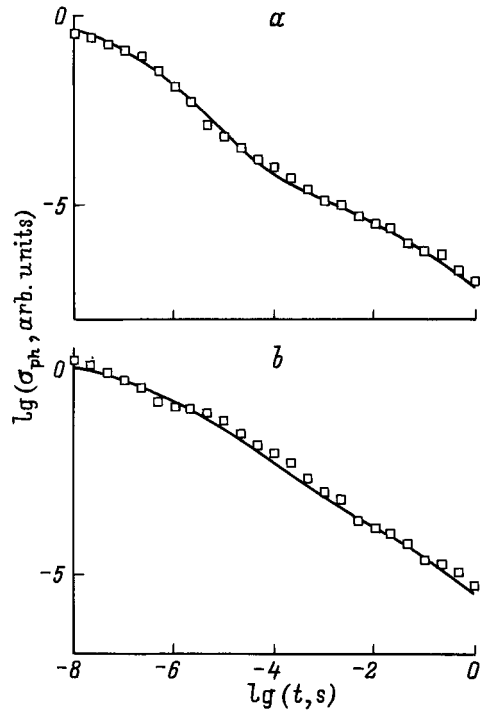
$$f^{ss}(r, G) = \frac{1}{1 + N_h/G^\alpha \tau(r)}. \quad (6)$$

Совпадение расчетных и экспериментальных кривых при  $\alpha = 1.8$  показано на рис. 5. Смысл введения коэффициента  $\alpha$  и его величину можно пояснить следующим образом. Рассчитаем  $f^{ss}(r, G)$  при достаточно высокой температуре. По аналогии с (3) в стационарных условиях для произвольного локализованного состояния можно написать

$$(G + \theta)[1 - f^{ss}(r, E)]/N_h = f^{ss}(r, E) \left[ 1/\tau(r) + \nu_0 e^{(E_v - E)/kT} \right], \quad (7)$$

где  $E$  — энергетический уровень локализованного состояния,  $f^{ss}(r, E)$  — функция стационарного заполнения,  $E_v$  — край подвижности валентной зоны,  $\theta$  — скорость суммарного теплового выброса со всех локализованных состояний.

Для упрощения разбивая локализованные состояния на уровни прилипания и центры рекомбинации (понятно,



**Рис. 6.** Временная зависимость спада фотопроводимости после импульсной засветки в образцах *a*-Si:H, полученных при температуре подложки  $T_s = 200$  (а) и  $300^\circ\text{C}$  (б). Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — результат расчета.

что в действительности это разбиение определяется не только  $E$ , но и  $r$ ), для функции заполнения центров рекомбинации получим

$$f^{ss}(r, G) = \frac{1}{1 + N_h / (G + \theta)\tau(r)}. \quad (8)$$

Для оценки величины  $\theta$  положим, что хвост валентной зоны — экспоненциальный с характерной энергией  $\delta E_v = 45$  мэВ, т.е.  $N(E) = N_v \exp[-(E - E_v) / \delta E_v]$  [20]. Тогда, вводя квазиуровень Ферми  $E_{fv}$ , стационарную концентрацию дырок в некотором приближении можно оценить как

$$p_{ss} \approx \int_{E_{fv}}^{\infty} N(E) dE = N_v \delta E_v \exp[-(E_{fv} - E_v) / \delta E_v], \quad (9)$$

а величину суммарного теплового выброса  $\theta$  как

$$\theta \approx p_{ss} \nu_0 \exp[-(E_{fv} - E_v) / kT]. \quad (10)$$

Подставляя (9) в (10), получаем оценку для суммарного теплового выброса:

$$\theta \approx \frac{\nu_0 p_{ss}^2}{N_v \delta E_v} e^{-\delta E_v / kT}. \quad (11)$$

Показатель люкс-амперной характеристики  $\gamma$  определяет зависимость стационарной фотопроводимости от уровня

генерации:  $\sigma_{ph} \sim G^\gamma$ . Поскольку стационарная концентрация неравновесных дырок пропорциональна фотопроводимости, т.е.  $p_{ss} \sim G$ , можно получить

$$\theta \approx AG^\alpha, \quad (12)$$

где  $\alpha = 2\gamma$ , а  $A$  — константа, не зависящая от  $G$ . Численная оценка  $\theta$  при 293 К дает значение  $\theta \approx 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \gg G \geq 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Поэтому, подставляя значение  $\theta$  в (8) и пренебрегая  $G$  по сравнению с  $\theta$ , а также принимая во внимание, что при 293 К показатель люкс-амперной характеристики  $\gamma = 0.9$  и, следовательно,  $\alpha = 1.8$ , окончательно получаем для  $f^{ss}(r, G)$  выражение (6), что находится в полном согласии с экспериментальными данными.

Предлагаемая схема рекомбинации позволяет объяснить экспериментальные данные, полученные в [21,22], относительно релаксации фотопроводимости после короткого светового импульса. В настоящей работе мы не имеем возможности обсудить специфику, вносимую малой длительностью импульса как в функцию распределения (2), так и в функцию заполнения (3), и приводим только результаты расчета в сравнении с экспериментом (рис. 6).

При дальнейшем повышении температуры неравновесные носители оказываются практически делокализованными. Темновая (т.е. равновесная) проводимость начинает превосходить по величине фотопроводимость, как это изображено на рис. 7, где приведены температурные зависимости темновой проводимости, фотопроводимости и времени фотоответа, определяемого следующим образом:

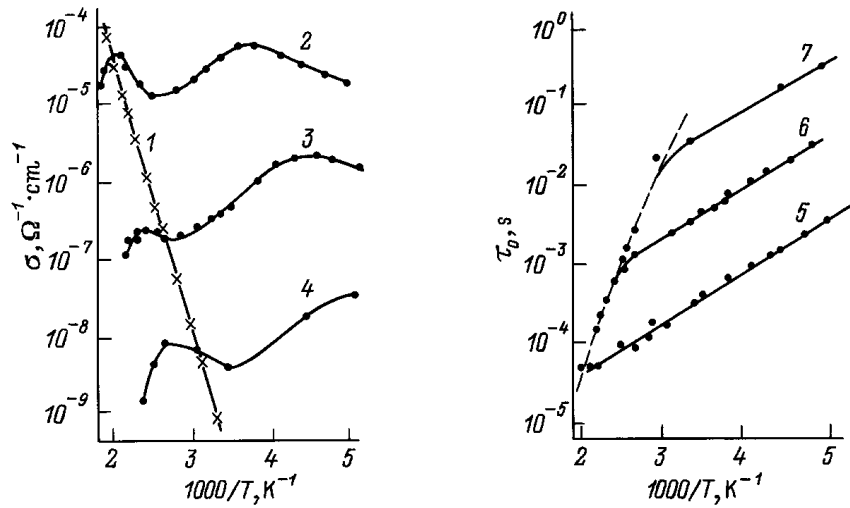
$$\tau_0 = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\sigma(t)}{d\sigma(t)/dt}, \quad (13)$$

и характеризующего быстроту спада фотопроводимости в начальный момент времени. Как и следует ожидать, в этой температурной области показатель люкс-амперной характеристики близок к единице, а кинетика фотопроводимости не зависит от скорости генерации неравновесных носителей. Поэтому совершенно неожиданным оказывается тот факт, что и в таких условиях кинетика по-прежнему является существенно неэкспоненциальной, что видно из рис. 8, на котором приведены временные зависимости мгновенного времени жизни  $\tau(t)$ , определенного как

$$\tau(t) = \frac{\sigma(t)}{d\sigma(t)/dt}, \quad (14)$$

для разных температур эксперимента.

Сохранение при высоких температурах зависимости  $\tau(t)$ , типичной для более низких температур, позволяет предположить, что продолжает преобладать прежний механизм рекомбинации, т.е. туннельная рекомбинация неравновесных носителей. Здесь уместно вспомнить, что подобное сочетание — наличие носителей в делокализованных состояниях и туннельная рекомбинация — встречалось и ранее при исследовании таких классических объектов, как компенсированный фосфид галлия [23,24]



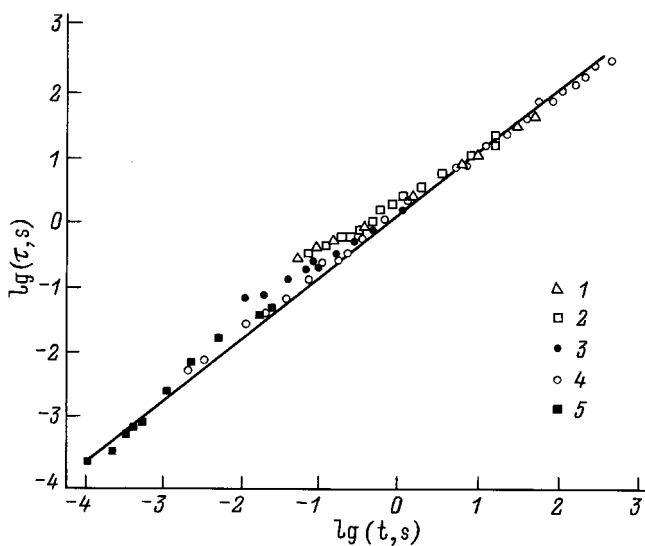
**Рис. 7.** Температурные зависимости темновой проводимости (1), фотопроводимости (2–4) и времени фотоответа (5–7) в области “высоких” температур. Штриховая линия — результат расчета по формулам (15) и (16). Интенсивность потока фотонов  $I_0$ ,  $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ : 2, 5 —  $10^{16}$ ; 3, 6 —  $10^{14}$ ; 4, 7 —  $10^{12}$ .

и пластически деформированный монокристаллический кремний [25]. Правда, там при температурах выше комнатной туннельная рекомбинация не играла основной роли, но есть основания полагать, что в аморфных полупроводниках роль туннельной рекомбинации должна быть весомее. Это связано с тем, что волновая функция даже делокализованного носителя в аморфном полупроводнике сильно модулирована [5], чем она существенно отличается от волновой функции в кристалле, где огибающая представляет собой плоскую волну. Сильная модуляция означает, что вероятность нахождения носителя (для определенности — электрона) в различных областях пространства существенно различна и, сле-

довательно, имеется множество областей, классически недоступных для электронов с энергией на уровне протекания. Проникнуть в эти области электроны могут только посредством туннелирования. Именно в этих областях, представляющих для дырок потенциальные ямы, и сосредоточена большая часть дырок. Поэтому, несмотря на делокализацию электронов, электроны и дырки оказываются пространственно разделенными и их рекомбинация может по-прежнему иметь туннельный характер.

Такое предположение позволяет объяснить имеющееся противоречие между неэкспоненциальностью кинетики фотопроводимости, с одной стороны, и ее независимостью от уровня генерации и линейностью люкс-амперной характеристики, с другой. Действительно, неэкспоненциальность спада, такая же как и при более низких температурах, объясняется туннельным механизмом рекомбинации, при котором время жизни  $\tau_i$  продолжает экспоненциально сильно зависеть от расстояния между рекомбинирующими носителями  $r_i$ , расположенными на электронных и дырочных центрах локализации. Независимость же кинетики от уровня генерации и, следовательно, линейность люкс-амперной характеристики объясняется тем, что рекомбинация идет в условиях преобладания темновой проводимости и, следовательно, набор расстояний  $r_i$  определяется неизменными при данной температуре концентрациями равновесных носителей.

В такой модели ускорение кинетики с ростом температуры связано с уменьшением масштаба характерных расстояний вследствие роста равновесных концентраций дырок ( $p_{\text{dark}}$ ) и электронов ( $n_{\text{dark}}$ ). Более того, исходя из представления о том, что механизмы установления тепловой равновесной и стационарной неравновесной концентраций одинаковы (т.е. в стационарных условиях сравниваются скорость туннельной рекомбинации но-



**Рис. 8.** Зависимости мгновенного времени жизни  $\tau$  от времени  $t$  для разных температур эксперимента.  $T$ , К: 1 — 115, 2 — 160, 3 — 211, 4 — 293, 5 — 467.

сителей через локализованные состояния и темп их генерации, будь то оптической или тепловой, или другими словами, тепловая генерация аналогична мощной подсветке), можно рассчитать зависимость времени фотоответа от температуры.

Чтобы найти эту зависимость, следует вспомнить, что спад фотопроводимости связан с последовательным опустошением каналов рекомбинации от медленных к быстрым. Поскольку время фотоответа измеряется по начальному спаду фотопроводимости, то оно будет определяться опустошением самых быстрых из заполненных каналов рекомбинации, и задача вычисления  $\tau_0$  сводится к вычислению введенного выше критического расстояния  $r_0$ , разделяющего в основном заполненные и в основном пустые состояния. В таком случае

$$\tau_0 \approx v_0^{-1} \exp(2r_0/a). \quad (15)$$

Задачу нахождения  $r_0$  можно решить, составив следующую систему уравнений для концентраций равновесных электронов и дырок:

$$\begin{aligned} n_{\text{dark}} &= \sigma_{\text{dark}}/e\mu_D \\ &= (\sigma_0/e\mu_0) \exp[-(E_\sigma - E_\mu)/kT], \end{aligned} \quad (16a)$$

$$\begin{aligned} p_{\text{dark}} &= N_h \int_{r_0}^{\infty} (3r^2/R^3) \exp(-r^3/R^3) dr \\ &\approx N_h \exp(-r_0^3/R^3), \end{aligned} \quad (16b)$$

$$n_{\text{dark}} = p_{\text{dark}}, \quad (16в)$$

где  $\sigma_{\text{dark}} = \sigma_0 \exp(-E_\sigma/kT)$  — темновая проводимость, а  $\mu_D = \mu_0 \exp(-E_\mu/kT)$  — дрейфовая подвижность неравновесных электронов. Решая систему уравнений (16a)–(16в), можно рассчитать температурную зависимость критического расстояния  $r_0$  и, следовательно, времени фотоответа  $\tau_0$ . Результаты такого расчета показаны на рис. 8 штриховой линией в сравнении с экспериментальными данными. Параметры расчета выбирались как из литературных данных,  $\mu_D [\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}] = 10 \exp(-0.2/kT [\text{эВ}])$  [14], так и из условия наилучшего согласия расчета и эксперимента,  $N_e = 3.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_h = 3.0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Можно отметить близость полученных значений к тем, что фигурировали в области низких температур.

Хорошее согласие расчетной и экспериментальной кривых при разумном выборе параметров расчета служит дополнительным подтверждением предлагаемой модели.

## Заключение

По мере роста неупорядоченности в полупроводнике можно ожидать расширения температурной области, в которой рекомбинация будет контролироваться подбарьерными туннельными переходами. На примере

аморфного гидрогенизированного кремния мы показали, что рекомбинация в неупорядоченном материале может иметь туннельный характер вплоть до температур, близких к температурам получения материала.

Для объяснения экспериментальных результатов может быть привлечена модель донорно-акцепторной рекомбинации в легированных и компенсированных кристаллических полупроводниках, доработанная так, чтобы учесть наличие в  $a\text{-Si:H}$  развитого спектра локализованных состояний и возможность термически активируемой диффузии неравновесных носителей по этим состояниям.

Предлагаемые выводы в значительной мере подтверждаются результатами исследования спектральных зависимостей кинетики фотопроводимости, которые за недостатком места не вошли в состав этой статьи и будут опубликованы впоследствии.

Один из авторов (К.В.К.) выражает благодарность И.С. Шлимаку (Bar-Ilan University, Israel) за многолетнее сотрудничество, способствовавшее написанию данной работы.

## Список литературы

- [1] Р. Бьюб. *Фотопроводимость твердых тел* (М., Изд. иностр. лит., 1962).
- [2] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Мир, 1963).
- [3] F.E. Williams. *J. Phys. Chem. Sol.*, **12**, 265 (1960).
- [4] В.П. Доброго, С.М. Рывкин. *ФТТ*, **4**, 553 (1962).
- [5] N.F. Mott, E.A. Davis. *Electron Processes in Non-Crystalline Materials* (Clarendon Press, Oxford, 1979).
- [6] R. Rentzch, I.S. Shlimak. *Phys. St. Sol.*, (a), **43**, 231 (1977).
- [7] V.I. Safarov, I.S. Shlimak, A.N. Titkov. *Phys. St. Sol.*, **41**, 439 (1970).
- [8] R.H. Bube. In: *Hydrogenated Amorphous Silicon*, ed. by Hans Neber-Aeschbacher (Scitec Publications Ltd, Switzerland, 1995) part. I, p. 463.
- [9] T. Pisarkewitz, T. Stapinski. *J. Non-Cryst. Sol.* (to be published).
- [10] M. Hoheisel, R. Carius, W. Fuhs. *J. Non-Cryst. Sol.* **63**, 313 (1984).
- [11] B.I. Shklovskii, E.I. Levin, H. Fritzsche, S.D. Baranovskii. In: *Advances in Disordered Semiconductors*, vol. 3: *Transport, Correlation and Structural Defects*, ed. by H. Fritzsche (World Scientific Publishing Company, 1990) p. 161.
- [12] A.A. Andreev, A.V. Zherzdev, A.I. Kosarev, K.V. Koughia, I.S. Shlimak. *Sol. St. Commun.*, **52**, 589 (1984).
- [13] K.V. Koughia, I.S. Shlimak. In: *Advances in Disordered Semiconductors*, vol. 3: *Transport, Correlation and Structural Defects*, ed. by H. Fritzsche (World Scientific Publishing Company, 1990) p. 213.
- [14] T. Tiedje. In: *The Physics of Hydrogenated Amorphous Silicon II: Electronic and Vibrational Properties*, ed. by J.D. Jannopoulos and G. Lucovsky (Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, N.Y., Tokyo, 1984) p. 329.
- [15] C. Tsang, R.A. Street. *Phys. Rev. B*, **19**, 3027 (1979).
- [16] V. Chech, F. Schauer, J. Stuchlik. *J. Non-Cryst. Sol.* (to be published).

- [17] H. Reiss, C.S. Fuller, F.J. Morin. *Bell. Syst. Techn. J.*, **35**, 535 (1956).
- [18] Z. Vardeny, P. O'Connor, S. Ray, J. Tauc. *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 1267 (1980).
- [19] K.V. Koughia, E.I. Terukov. *J. Non-Cryst. Sol.*, **137–138**, 603 (1991).
- [20] R.H. Bube, L.E. Benator, K.P. Bube. *J. Appl. Phys.*, **79**, 1926 (1996).
- [21] H. Oheda. *Researches of the Electrotechnical Laboratory*, 886 (1978).
- [22] H. Naito. In: *Hydrogenated Amorphous Silicon*, ed. by Hans Neber-Aeschbacher (Scitec Publications Ltd, Switzerland, 1995) part. I, p. 647.
- [23] M. Gershenson, F. Trumbore, R. Mikulyak, K. Kovalshik. *J. Appl. Phys.*, **36**, 1528 (1965).
- [24] M.H. Pilkum, M.R. Lorentz. *Bull. Amer. Phys. Soc. Ser. II*, **11**, 188 (1966).
- [25] В.С. Львов, Л.С. Мима, О.В. Третьяк. Препринт № 182 (Институт автоматики и электроники СО АН СССР, Новосибирск, 1982).

Редактор Л.В. Шаронова

## Recombination in amorphous hydrogenated silicon

K.V. Koughia\*, E.I. Terukov, W. Fuhs†

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* State Peoliatric Academy,  
St. Petersburg, Russia

† Hahn-Meitner Institute,  
D-12489 Berlin, Germany

**Abstract** The investigations of transient photoconductivity in *a*-Si:H lead to the conclusion that the tunnel recombination of localized excess carriers may predominate in the temperature range from liquid helium temperature up to temperatures at which the material was prepared.