

особенностям, проявляющимся в низкотемпературных ( $T < 2000$  °С) профилях, высокотемпературные диффузионные профили имеют область замедления диффузии на «хвосте» объемной ветви распределения. Этот эффект может быть связан как с влиянием на диффузию встроенного поля, так и со стоком неравновесных точечных дефектов на дислокации и другие несовершенства. Предложенная в настоящей работе модель не учитывает эти процессы. Заметим также, что, пренебрегая эффектом встроенного поля, мы фактически предполагаем малую степень ионизации бора при температуре диффузии.

Известно, что введение в паровую фазу избытка кремния ускоряет диффузию бора [3]. Это можно понимать как следствие увеличения равновесной концентрации собственных дефектов  $s_b$ . Наша модель, следовательно, может соответствовать двум альтернативным вариантам — накачке избыточных углеродных вакансий или же накачке межузельных атомов кремния. Однозначная идентификация типа диффузионно-активных ассоциатов может быть проведена установлением типа избыточных точечных дефектов, генерируемых в объеме кристалла при диффузии бора.

Автор благодарит Ю. А. Водакова, Г. А. Ломакину и Е. Н. Мохова за полезные обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Водаков Ю. А., Ломакина Г. А., Мохов Е. Н., Ренфман М. В. Диффузия бора в алюминия в  $n$ -SiC. — ФТТ, 1966, т. 8, в. 4, с. 1298—1299.
- [2] Potter R. M., Blank I. M., Addamiano A. — J. Appl. Phys., 1969, v. 40, N 5, p. 2252—2257.
- [3] Мохов Е. Н., Водаков Ю. А., Ломакина Г. А., Одинг В. Г., Холуянов Г. Ф., Семенов В. В. Диффузия бора в карбиде кремния. — ФТП, 1972, т. 6, в. 3, с. 482—487.
- [4] Мохов Е. Н., Рамм М. Г., Усманова М. М., Зверев Б. П., Жумаев Г. Влияние азота на диффузию бора в карбиде кремния. — В кн.: Матер. II Всес. совещ. «Шпрокозонные полупроводники». Л., 1980, с. 316—320.
- [5] Симахин Ю. Ф., Зверев Б. П., Жумаев Н., Усманова М. М., Мохов Е. Н., Рамм М. Г. Исследования диффузионного распределения бора в карбиде кремния. — В кн.: Свойства легированных полупроводников / Под ред. В. С. Земскова. М., 1977, с. 240.
- [6] Мохов Е. Н., Водаков Ю. А., Ломакина Г. А., Одинг В. Г., Семенов В. В., Соколов В. И. Современные представления о полупроводниковых свойствах карбида кремния. — В кн.: Матер. II Всес. совещ. «Шпрокозонные полупроводники». Л., 1980, с. 164—184.
- [7] Yoshida M. — J. Appl. Phys., 1977, v. 48, N 6, p. 2169—2174.
- [8] Morehead F. F., Lever R. F. — Appl. Phys. Lett., 1986, v. 48, N 2, p. 151—153.
- [9] Мохов Е. Н. Диффузия примесей в карбиде кремния. — Автореф. канд. дис. Л., 1974.

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

Получено 18.05.1987  
Принято к печати 2.06.1987

ФТП, том 22, вып. 1, 1988

## ОСОБЕННОСТИ СТАЦИОНАРНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ АМОРФНОГО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Балагуров Л. А., Омеляновский Э. М.,  
Осташко С. А., Стариков М. Н., Стыс Л. Е.

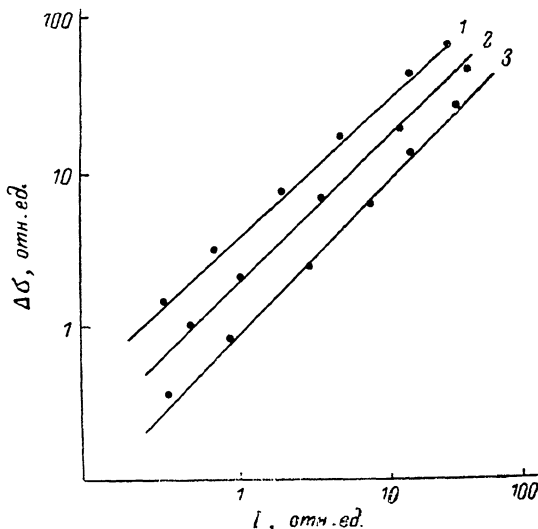
В настоящее время уже значительное количество работ посвящено изучению стационарной фотопроводимости  $a$ -Si : H [1-4]. Такие исследования могут дать важную информацию как о механизмах рекомбинации, так и о плотности состояний в псевдозапрещенной зоне  $a$ -Si : H. Однако до сих пор отсутствует единая точка зрения по поводу интерпретации имеющихся экспериментальных данных. В частности, дискутируется вопрос о причинах неизменности показателя люксамперной характеристики (ЛАХ)  $\beta$  в широком интервале интенсивностей возбуждающего света [2]. В [2] показано, что такое поведение  $\beta$  в

$a$ -Si : H нельзя объяснить только наличием экспоненциального распределения ловушек по энергиям, а необходимо учитывать захват носителей на глубокие локализованные состояния. С другой стороны, модель, предложенная в [2], также не лишена недостатков. В ней, например, игнорируется туннельная рекомбинация, которая, как известно, играет существенную роль в  $a$ -Si : H [1, 4].

Функция распределения неравновесных локализованных электронов по энергиям  $q(\epsilon)$  при учете туннельной рекомбинации определяется из уравнения

$$\partial q(\epsilon) / \partial t = nW(1 - q(\epsilon)) - D(\epsilon)q(\epsilon) - bp_t q(\epsilon) - p\tilde{W}q(\epsilon), \quad (1)$$

где  $W$  и  $\tilde{W}$  — соответствующие кинетические коэффициенты захвата для электронов и дырок на пустые или заполненные уровни,  $D(\epsilon) \sim \exp(-\epsilon/kT)$  — темп термического выброса электронов с уровней, энергия ионизации которых  $\epsilon$ ,  $p(p_t)$  — концентрация свободных (локализованных) дырок,  $bp_t$  — обратное время туннельной рекомбинации локализованного электрона. В [5] показано, что для моноэнергетических уровней могут реализоваться два случая: либо величина  $b(\epsilon) \sim D(\epsilon)$ , либо  $b$  с экспоненциальной точностью не зависит от  $\epsilon$ . Мы ограничимся анализом только второго случая, так как можно показать, что



Люксамперные характеристики стационарной фотопроводимости  $a$ -Si : H.

Точки — экспериментальные значения, сплошные линии — расчетные кривые при значениях параметров  $\epsilon_0 = 0.3$  эВ,  $a = 0.1$  эВ.  $T, K$ : 1 — 300, 2 — 250, 3 — 200.

при  $b(\epsilon) \sim D(\epsilon)$  учет туннельной рекомбинации формально эквивалентен эффективному увеличению сечения захвата на локализованную дырку. Тогда в стационарных условиях

$$q(\epsilon) = nW / (nW + D(\epsilon) + bp_t). \quad (2)$$

В (2) мы пренебрегли  $pW$  по сравнению с  $nW$ , так как нелегированный  $a$ -Si : H является полупроводником  $n$ -типа. Кроме того, выражение (2) справедливо, если концентрация неравновесных локализованных электронов существенно превосходит равновесную, что, как можно показать, реализуется при сильном фотоответе, когда фотопроводимость  $\Delta\sigma \gg \sigma_0$ , где  $\sigma_0$  — темновая проводимость.

Обсудим теперь физический смысл  $q(\epsilon)$ . Если  $nW > bp_t$  (это условие означает, что туннельная рекомбинация практически не влияет на заселенность локализованных состояний), то можно ввести квазиуровень Ферми [2] такой, что все состояния, лежащие ниже его, будут заполнены. Если же

$$bp_t > nW, \quad (3)$$

то можно ввести демаркационный уровень  $\epsilon_d$ , определяемый из условия  $D(\epsilon_d) = bp_t$ . В этом случае состояния, расположенные ниже  $\epsilon_d$ , заполнены с постоянной вероятностью  $q = nW / (bp_t)$ , меньшей единицы. (Аналогичный результат был получен в [6] при анализе туннельной излучательной рекомбинации в сильно легированных полупроводниках).

Можно показать, что туннельная рекомбинация является преобладающей, если выполняется неравенство (3) (ситуация при  $nW > bp_t$  или  $b(\epsilon) \sim D(\epsilon)$  фактически проанализирована в [2]). Тогда генерационно-рекомбинационный баланс описывается уравнением

$$G = bn_t p_t, \quad (4)$$

учитывающим только туннельную рекомбинацию. В (4)  $G$  — темп генерации электронно-дырочных пар, а концентрация локализованных электронов  $n_i$  есть

$$n_i = \int_0^{E_F} \rho(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (5)$$

Здесь  $\rho(\varepsilon)$  — плотность локализованных состояний,  $E_F^*$  — положение уровня Ферми, который в исследованных нами образцах отстоял на 0.7 эВ от зоны проводимости. Далее, учитывая, что в нелегированном  $a$ -Si : H, согласно [3], условие электронейтральности имеет вид

$$n_i = p_i, \quad (6)$$

получим замкнутую систему уравнений (2) и (4)–(6). Для численного решения ее функция  $\rho(\varepsilon)$  выбиралась в виде

$$\rho(\varepsilon) = N\pi^{-1/2}a^{-1} \exp[-(\varepsilon - \varepsilon_0)^2/a^2],$$

где параметры  $\varepsilon_0$ ,  $a$  варьировались так, чтобы наилучшим образом удовлетворять экспериментальным данным.<sup>1</sup> Полная концентрация локализованных состояний  $N$  принималась равной  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> [7].

Способ приготовления исследованных нами образцов и методика эксперимента идентичны описанным в [4]. Представленные на рисунке ЛАХ являются достаточно характерными для  $a$ -Si : H (ср. [2]). Видно, что хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных достигается при  $\varepsilon_0 = 0.3$  эВ и  $a = 0.4$  эВ. Заметим, что практически такое же значение термической энергии активации  $\varepsilon_0 \approx 0.35$  эВ было получено для тех же образцов другими методами [7]. Данный пик плотности локализованных состояний  $\varepsilon_0$ , по-видимому, связан с наличием оборванных связей (так называемых  $D$ -центров), с участием уровней которых и происходит рекомбинация.

Основное отличие предложенной нами модели от [2] состоит в том, что, когда преобладающей является туннельная рекомбинация [т. е. справедливо (3)], заполнение локализованных состояний мало даже при показателе ЛАХ  $\beta \approx 1$ . Другими словами, концентрация локализованных состояний намного больше концентрации неравновесных локализованных носителей, хотя последних существенно больше, чем равновесных. С другой стороны, в модели [2] величина  $\beta \approx 1$  только тогда, когда квазиуровень Ферми расположен достаточно высоко и  $n_i$  — величина того же порядка, что и концентрация оборванных связей. Это дает возможность провести экспериментальную проверку применимости той или иной модели.

Действительно, большое заполнение означает, что из-за захвата электронов нейтральные оборванные связи  $D_0$ , первоначально содержащиеся в образце, в значительной степени преобразуются в состояния  $D_-(D_0 + e \rightarrow D_-)$ . Это повлечет за собой уменьшение числа оптических переходов  $D_0 + h\nu \rightarrow D_+ + e$ , что, в свою очередь, должно изменить спектральную зависимость коэффициента поглощения при энергиях кванта, меньших ширины запрещенной зоны. Подобные изменения действительно наблюдались при засветке образцов интенсивным светом, однако они практически отсутствовали при экспонировании интенсивностями  $I = 2 \cdot 10^{16} - 10^{18}$  ф/см<sup>2</sup>·с, использовавшимися при измерениях ЛАХ. Последнее обстоятельство, по нашему мнению, является сильным доводом в пользу предложенной модели.

В заключение авторы выражают благодарность М. Г. Фойгелю за обсуждение затронутых в статье вопросов.

#### Л и т е р а т у р а

- [4] Коугля К. В., Шлимак И. С., Андреев А. А., Уткин-Эдин Д. П., Иванов Л. С. Фотопроводимость аморфного гидрогенизированного кремния, полученного ВЧ разложением силана. — ФТП, 1982, т. 16, в. 9, с. 1534–1537.

<sup>1</sup> Близкие результаты получались и в том случае, если функция аппроксимировалась «ступенькой»:  $\rho(\varepsilon) = N(\varepsilon - a)/(b - a)$  при  $a \leq \varepsilon \leq b$ .

- [2] Evangelisty F., Fiorini P., Fortunato G., Giovanella C. — Sol. St. Commun., 1983, v. 47, N 2, p. 107—110.
- [3] Okamoto H., Kida H., Hamakava Y. — Phil. Mag. B, 1984, v. 49, N 3, p. 231—247.
- [4] Балагуров Л. А., Кютт Я. Я., Омеляновский Э. М., Осташко С. А., Стыс Л. Е., Фойгель М. Г. Особенности рекомбинации в аморфном гидрогенизированном кремнии. — ФТП, 1985, т. 19, в. 6, с. 1046—1051.
- [5] Стыс Л. Е., Фойгель М. Г. Особенности донорно-акцепторной рекомбинации в слаболегированных компенсированных полупроводниках. — ФТП, 1985, т. 19, в. 2, с. 217—223.
- [6] Леванюк А. П., Осипов В. В. Краевая люминесценция прямозонных полупроводников. — УФН, 1981, т. 133, в. 3, с. 427—478.
- [7] Балагуров Л. А., Карпова Н. Ю., Омеляновский Э. М., Пинскер Т. Н., Стариков М. Н. Энергетический спектр глубоких состояний в щели подвижности  $a$ -Si : H. — ФТП, 1986, т. 20, в. 4, с. 720—723.

Государственный  
научно-исследовательский  
и проектный институт  
редкометаллической промышленности  
Москва

Получено 9.03.1987  
Принято к печати 12.06.1987

ФТП, том 22, вып. 1, 1988

## ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

### $p$ -PbTe<Ag>

Вейс А. Н., Гриневич А. В., Кайданов В. И., Мельник Р. Б.,  
Немов С. А.

В немногочисленных работах [1-5], посвященных исследованию поведения примеси серебра в PbTe, отсутствуют единые представления о его легирующем действии. В частности, в работе [4] предполагается, что серебро создает квазилокальный уровень в валентной зоне (подобный уровню индия в PbTe [6]). В других работах такая возможность не рассматривалась. Более того, имеющиеся в литературе данные не позволяют сделать однозначный вывод о влиянии примеси Ag на энергетический спектр PbTe из-за несистематического характера выполненных исследований.

В настоящей работе приведены результаты исследования явлений переноса (удельной электропроводности  $\sigma$ , коэффициентов Холла  $R$ , термоэдс  $\alpha_0$  и поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена  $Q$ ) в диапазоне температур 77—450 К на сериях образцов  $Pb_{1-x}Ag_xTe_{1+y}$  с различным содержанием серебра (вплоть до 1 ат%) и избытка теллура ( $y \leq x/2$ ). Исследована также спектральная зависимость коэффициента поглощения  $\alpha(\hbar\omega)$  при комнатной температуре. Все исследованные образцы обладали дырочной проводимостью с концентрацией носителей  $p_{77} \approx 3 \cdot 10^{18} \div 1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (определенной из значения  $R_{77}$  при температуре  $T=77 \text{ К}$ ).

Анализ результатов по явлениям переноса показал, что при  $x \geq 0.001$  температурные и концентрационные зависимости коэффициентов  $R$ ,  $\alpha_0$  и  $Q/(k_0/e) R\sigma$  определяются концентрацией дырок  $p_{77}$ , а не химическим составом образцов. При этом температурные зависимости  $R(T)$  и  $\alpha_0(T)$ , а также концентрационные зависимости  $\alpha_0(p_{77})$  в исследованном температурном диапазоне в  $p$ -PbTe<Ag> и «чистом» теллуриде свинца (легированном сверхстехиометрическим теллуrom или примесью натрия в количестве  $N_{Na} \leq 0.15 \text{ ат\%}$ ) оказались идентичными при одинаковых  $p_{77}$  (рис. 1). Это позволяет заключить, что легирование теллурида свинца серебром не оказывает заметного влияния на энергетический спектр дырок в PbTe. Кроме того, приведенные на рис. 1 данные не свидетельствуют в пользу существования в валентной зоне квазилокального или резонансного уровня, связанного с Ag. [На отсутствие особенностей в энергетической зависимости времени релаксации, являющихся одним из проявлений резонансных