

глощения связано с тем, что сечение фотоионизации  $\sigma_1$  гораздо больше всех других сечений в задаче, и поэтому с ростом интенсивности излучения увеличивается число ионизированных доноров, что и приводит к уменьшению интегрального поглощения.

Рассмотренная выше ситуация экспериментально была осуществлена в работе [3]. На рисунке приведены зависимость  $\bar{\alpha}(I_0)$ , рассчитанная на основе уравнений (1), (2) с параметром  $\tau_4 \langle v \rangle = 5.2 \cdot 10^{-8}$  см<sup>2</sup>/с, согласующимся с известными данными [4], и результаты эксперимента [3]. При нахождении  $\bar{\alpha}(I_0)$  нами было рассчитано сечение двухфотонного поглощения в условиях эксперимента [3], которое оказалось равным  $\sigma_{\text{двух}} = 1.4 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>/МВт.

Как видно из рисунка, во всей исследованной области до 10 МВт/см<sup>2</sup> имеет место согласие теории с экспериментом.

Следует указать, что в [3] также рассчитан средний коэффициент поглощения  $\bar{\alpha}(I_0)$ , который, однако, в области больших интенсивностей расходится с экспериментом. На наш взгляд, это расхождение может быть связано с пренебрежением в [3] двухфотонными непрямыми переходами  $L \rightarrow G$ . В работе [3] отклонение рассчитанной кривой от эксперимента объясняется тем, что наряду с прямым захватом не учтен переход электрона из зоны на основной примесный уровень через возбужденные донорные состояния. Хотя отмеченный процесс в принципе может влиять на интегральное поглощение, к сожалению, в [3] не рассчитан вклад данного механизма. Дополнительные измерения электропроводности *n*-Ge при облучении CO<sub>2</sub>-лазером могли бы выявить роль отмеченных механизмов нелинейности в интегральном поглощении.

#### Список литературы

- [1] Смит Р. Полупроводники. М., 1982. 558 с.
- [2] Аветисян С. К., Минасян Г. Р. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 5. С. 87—90.
- [3] McManus J. B., People R., Aggarwal R. L., Wolff P. A. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 7. P. 4748—4752.
- [4] Ascarelli G., Brown S. C. // Phys. Rev. 1960. V. 120. N 5. P. 1615—1626.

Ереванский политехнический институт  
им. К. Маркса

Получено 31.07.1989  
Принято к печати 1.12.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ДЫРОК В АМОРФНОМ ГИДРИРОВАННОМ КРЕМНИИ МЕТОДОМ ВИДИКОНА

Голикова О. А., Заец А. И., Казанин М. М., Петров И. Н.

Данных о переносе дырок в аморфном гидрированном кремнии (*a*-Si : H) значительно меньше, чем о переносе электронов —  $(\mu\tau)_n \gg (\mu\tau)_p$ , и поэтому из обычных экспериментов по фото- и темновой проводимости и из вольтамперных характеристик (ВАХ) нелегированного (*i*) *a*-Si : H получают информацию лишь о переносе электронов ( $\mu$ ,  $\tau$  — подвижность и время жизни носителей тока). В настоящей работе перенос дырок в *a*-Si : H был исследован методом видикона [1]. При этом ставилась задача получения информации об энергетическом распределении и величинах плотностях локализованных состояний  $g(\epsilon)$  в области щели подвижности ниже равновесного уровня Ферми. Далее определялось соответствие этой информации данным о  $g(\epsilon)$  и о величинах параметров дрейфа  $(\mu\tau)_p$ , полученных на аналогичных образцах *i*-*a*-Si : H из других экспериментов.

Исследовались мишени видикона, способ изготовления, спектральная и люксамперная характеристики которых описаны в [2]. Структура мишеней

представляла собой последовательно нанесенные на стеклянную подложку ( $\phi$  25 мм) слоя ИТО  $n^+ - a\text{-Si} : \text{H}$  (0.1 мкм),  $i - a\text{-Si} : \text{H}$  ( $1.5 \div 2$  мкм),  $\text{Sb}_2\text{S}_3$  (0.1 мкм). Освещение производилось со стороны подложки, считывание электронным лучом — со стороны  $\text{Sb}_2\text{S}_3$ . Положительное смещение ( $V$ ) прикладывалось к ИТО. Параметры аналогичных, полученных при одинаковых условиях напыления образцов  $i - a\text{-Si} : \text{H}$  следующие [3]: оптическая ширина запрещенной зоны  $E_g = 1.6$  эВ, энергия активации темновой проводимости ( $\sigma_r$ )  $\Delta E =$

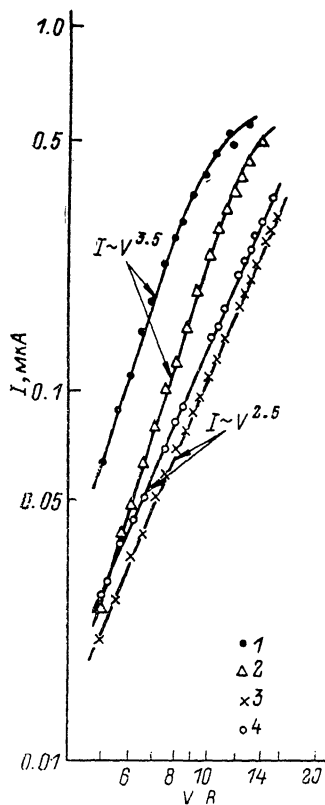


Рис. 1. ВАХ мишеней (дырочный ток).

Освещенность ( $\lambda = 0.417$  мкм), лк: 1 — 3.15; 2—4 — 1.8.

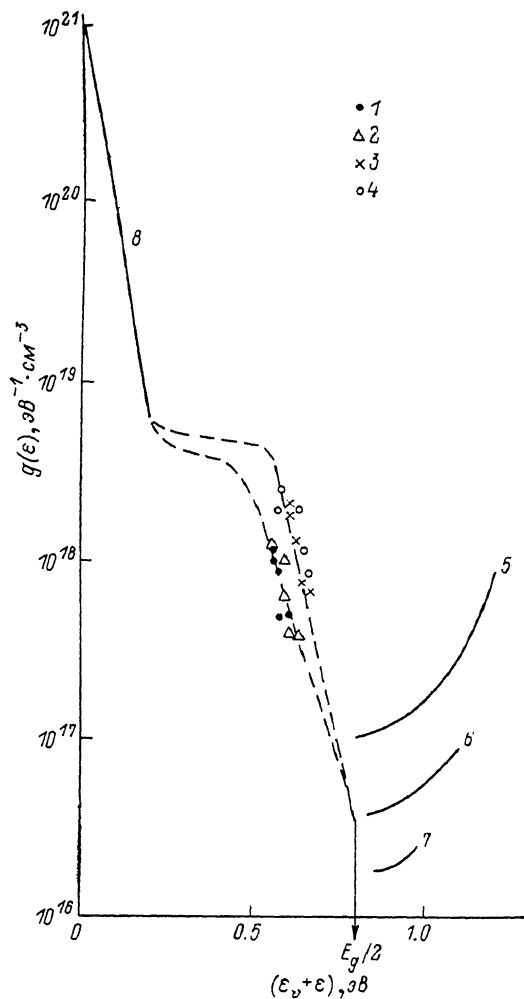


Рис. 2. Плотность состояний в зависимости от энергии.

Расчеты по данным ВАХ  $a\text{-Si} : \text{H}$ , определяемых механизмом ТОПЗ. 1—4 — данные настоящей работы; обозначения те же, что на рис. 1; 5—7 —  $g(\epsilon)$ , определенные из ВАХ  $n^+ - i - n^+$ -структур (электронный ТОПЗ) [3, 4]; 8 — «хвост»  $v$ -зоны по данным времяпролетной методики [1]; штрихи — экстраполяции.

$= 0.7 \div 0.8$  эВ, фотопроводимость  $\sigma_{\phi} \approx 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  ( $\Phi = 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\lambda = 0.625$  мкм,  $T = 300$  К), отношение  $\sigma_{\phi} / \sigma_r \approx 10^3$  ( $T = 300$  К), величина плотности локализованных состояний на уровне Ферми  $10^{16} \div 10^{17} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ , параметр  $(\mu\tau)_p$ , измеренный по времяпролетной методике,  $10^{-9} \div 10^{-10} \text{ см}^2/\text{В}$ .

При наиболее коротковолновом освещении ( $\lambda = 0.417$  мкм [2]) свет поглощается в приповерхностной области  $i$ -слоя и лишь дырки проходят через всю его толщину ( $L$ ). Таким образом, метод видикона дает возможность непосредственно наблюдать перенос дырок.

<sup>1</sup> Измерения проведены в ВГУ (Вильнюс).

Вольтамперные характеристики (ВАХ) мишеней (рис. 1) включают в себя области, определяемые механизмом токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ), в пределе  $[(\mu\tau)_p E \geq L]$  переходящие в область насыщения [1].

В области ТОПЗ

$$I \sim V^n, \quad (1)$$

где  $n=1+T_c/T$ . Если плотность состояний вблизи квазиуровня Ферми представить как  $g(\epsilon) \sim \exp(-\epsilon/kT_c)$ , то из экспериментальных ВАХ можно определить  $T_c$ .

Однако, используя метод, предложенный в [4], можно определить среднюю величину  $\bar{g}$  в интервале энергий  $\epsilon_{F2}-\epsilon_{F1}$  ( $\epsilon_{F2}$  и  $\epsilon_{F1}$  — квазиуровни Ферми при приложении к мишени напряжений  $V_2$  и  $V_1$  соответственно):

$$\bar{g} = \frac{2\epsilon_s(V_2 - V_1)}{eL^2kT \ln(I_2V_1/I_1V_2)}, \quad (2)$$

где  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость;  $I_2, I_1$  — соответствующие токи.

При этом

$$\epsilon_{F2} - \epsilon_{F1} = kT \ln(I_2V_1/I_1V_2) \quad (3)$$

и, если эти разности достаточно малы, можно «шаг за шагом» построить  $g(\epsilon)$ . Начальное (при минимальном напряжении на мишени) положение квазиуровня Ферми определяется из следующего выражения:

$$j = e\mu_p V / LN_p \exp(-\epsilon_F/kT), \quad (4)$$

где  $j$  — плотность тока,  $N_p$  — эффективное число состояний  $v$ -зоны,  $\mu_p$  — подвижность дырок ( $N_p\mu_p \simeq 10^{21} \text{ см}^{-1} \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  [4]).

Метод [4] в настоящей работе применен к анализу ВАХ мишеней видикона из  $a\text{-Si} : \text{H}$  впервые. Поскольку в данном случае на положение квазиуровня Ферми влияют как освещенность, так и сильное электрическое поле, зондируется область щели подвижности  $a\text{-Si} : \text{H}$ , расположенная существенно ниже равновесного уровня Ферми, что не удается с помощью методов, применяемых нами ранее [3].

ВАХ мишеней 1 и 2 обнаруживают тенденцию к насыщению при  $V \geq 10 \text{ В}$ , поэтому можно оценить  $(\mu\tau)_p \leq 10^{-9} \text{ см}^2/\text{В}$ . Для мишеней 3 и 4 значения  $(\mu\tau)_p$ , очевидно, более низкие. Наклоны ВАХ в области ТОПЗ у мишеней 1, 2 и 3, 4 также различаются (рис. 1):  $T_c$ , определенные по формуле (1), равны 750 и 450 К.

На рис. 2 представлены результаты определения  $g(\epsilon)$  на основе данных рис. 1 с использованием формул (2)–(4) и учетом того, что площадь сканирования мишени электронным лучом равна  $1.2 \text{ см}^2$ . Величины плотности состояний, определенные из данных для мишеней 1 и 2, несколько ниже, чем для 3 и 4, что согласуется с оценками  $(\mu\tau)_p$ . Отметим также, что измеренные по времени-пролетной методике  $(\mu\tau)_p$  для аналогичных образцов по порядку величин согласуются с  $(\mu\tau)_p$ , оцененными в настоящей работе.

Экстраполяция кривых рис. 2 к середине щели подвижности (местоположение равновесного уровня Ферми) дает величины плотности состояний  $10^{16} \div 10^{17} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ , совпадающие с приведенными выше для аналогичных образцов. Основанием для экстраполяции в сторону «хвоста»  $v$ -зоны служат полученные ранее методом ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии данные о форме кривой  $g(\epsilon)$  в области щели подвижности  $a\text{-Si} : \text{H}$  ниже равновесного уровня Ферми [4]: для образцов с указанной выше фоточувствительностью на кривой  $g(\epsilon)$  наблюдаются перегибы или плато. На рис. 2 для сопоставления приведены также литературные данные о  $g(\epsilon)$   $a\text{-Si} : \text{H}$ , полученные методом ТОПЗ, но путем исследований электронного переноса в  $n^+ - i - n^+$ -структурах [5, 6].

Список литературы

- [1] Ода Ш., Томита Х., Шимизу И. // Аморфные полупроводники / Под ред. Й. Хамагава. М., 1986. С. 132—143.
- [2] Голикова О. А., Казанин М. М., Мездрогина М. М., Петров И. Н., Сорокина К. Л. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 4. С. 85—87.
- [3] Голикова О. А., Казанин М. М., Кудоярова В. Х., Сорокина К. Л., Бабаходжаев У. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1737—1740.
- [4] Терехов В. А., Голикова О. А., Домашевская Э. П., Тростянский С. Н., Мездрогина М. М., Сорокина К. Л. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1897—1899.
- [5] Dep Voeig W. // J. de Phys. 1981. V. 42. P. C4-451—C4-454.
- [6] Спир У., Ле-Комбер П. // Физика гидрогенизированного аморфного кремния / Под ред. Дж. Джоунопулоса, Дж. Люковски. М., 1987. С. 85—155.

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

Получено 22.11.1989  
Принято к печати 1.12.1989