

ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ И ПЕРЕНОС ДЫРОК В АМОРФНОМ ГИДРИРОВАННОМ КРЕМНИИ

Голикова О. А., Бабаходжаев У. С., Казанин М. М.,
Мездрогина М. М.

Проведены исследования удельных сдвигов дырок $(\mu\tau)^p$ и плотности состояний в щели подвижности аморфного гидрированного кремния, полученного в тринодной системе ВЧ разложения силана. Для исследований применялись методы видикона, постоянного фототока, стационарной проводимости, а также привлекались данные, полученные с помощью времяпролетной методики. Показано, что удельный сдвиг дырок определяется плотностью ловушечных центров, расположенных на расстоянии 0.5—0.6 эВ от края валентной зоны. Показано, что они являются D^0 -центрами.

В [1] было показано, что величина удельного сдвига дырок в аморфном гидрированном кремнии ($a\text{-Si} : \text{H}$), определенная из экспериментов по времяпролетной методике, $(\mu\tau)_{cc}^p$, падает с ростом $g(\epsilon_F)$ [$g(\epsilon_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми]. В то же время величина удельного сдвига электронов $(\mu\tau)_{cc}^n \approx \text{const}$ (рис. 1). Следует отметить, что величины удельного сдвига электронов, найденные из фотопроводимости σ_f , $(\mu\tau)_{fs}^n \gg (\mu\tau)_{cc}^n$. Вышесказанное относится к образцам $a\text{-Si} : \text{H}$ n -типа, хотя сдвиги ϵ_F в сторону ϵ_c (край c -зоны), как и варьирование $g(\epsilon_F)$, осуществлялись только за счет перестройки структурной сетки [2]. Этот метод, однако, не позволяет получать образцы $a\text{-Si} : \text{H}$ p -типа.

Приведенное выше неравенство обусловлено тем, что τ_{ss} ограничено как процессом рекомбинации, так и процессом захвата электронов или дырок на глубокие ловушки [1]. При этом если $\tau_{cc} \ll \tau_{ss}^n$, то во времяпролетных экспериментах второй процесс играет основную роль. Тогда, исследуя $(\mu\tau)_{cc}^n$, можно получить информацию о глубоких электронных ловушках. Если $(\mu\tau)_{cc}^n \approx \text{const}$ (рис. 1), то это означает, что плотность состояний соответствующих центров $g(\epsilon_i^*)$ от образца к образцу не изменяется. Для дырочных ловушек, напротив, величина $g(\epsilon_i^*)$ растет одновременно с ростом $g(\epsilon_F)$, поскольку $(\mu\tau)_{cc}^p$ при увеличении последней падает (рис. 1).

Информация о глубоких дырочных ловушках была получена при исследовании фотопроводимости $a\text{-Si} : \text{H}$ методом видикона. При освещении структуры мишени ($n^+ - a\text{-Si} : \text{H}$, $i - a\text{-Si} : \text{H}$, Sb_2S_3) светом $\lambda = 417$ нм со стороны n^+ -слоя основной вклад в фототок дают дырки. В области, где $(\mu\tau)_{cc}^p E \ll d$ (E — напряженность поля, d — толщина i -слоя), вольт-амперная характеристика (ВАХ) обусловлена механизмом токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ): $j \sim U^n$ ($n = T_c/T + 1$), если вблизи квазиуровня Ферми $g(\epsilon) \sim \sim \exp(-\epsilon/kT_c)$ [3].

В [4] для обработки ВАХ мишеней видикона впервые был применен метод ден-Боера [5], позволяющий определить не только характер распределения ловушек, но и величину $g(\epsilon)$ вблизи квазиуровня Ферми. Этот метод был применен и в настоящей работе.

На рис. 2 приведены ВАХ мишеней с различными параметрами i -слоя: $(\mu\tau)_{cc}^p = (3 \cdot 10^{-10} \div 3 \cdot 10^{-9})$ см²/В, причем эта величина падает от образца 1 к образцу 3, и соответственно падает показатель степени n . В случае низких $(\mu\tau)_{cc}^p$ насыщения фототока не достигается, но наблюдается протяженный уча-

сток ТОПЗ, что позволяет по методу ден-Боера определить величины $g(\epsilon)$ в некотором энергетическом интервале (рис. 3). В других случаях величины $g(\epsilon)$ фактически определяются лишь в одной точке. Однако экспериментально найденные T_c позволяют построить $g(\epsilon)$ в \forall ее окрестности (рис. 3).

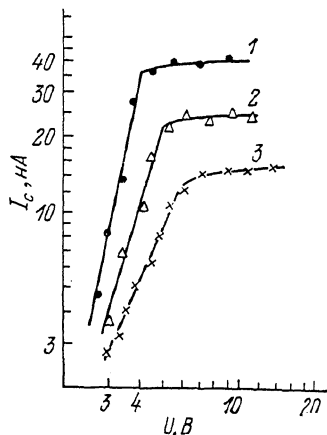
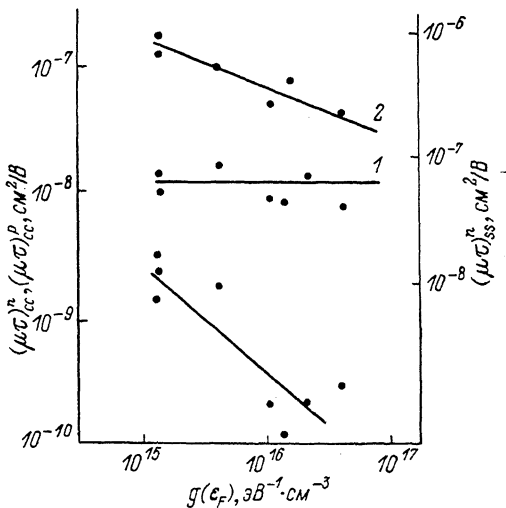


Рис. 1. Удельные сдвиги электронов и дырок в зависимости от плотности состояний на уровне Ферми.

Рис. 2. Световые ВАХ мишеней видиконов ($\lambda=417$ нм).

1 — $(\mu\tau)_{cc}^n$, 2 — $(\mu\tau)_{cc}^p$, 3 — $(\mu\tau)_{cc}^d$.

n: 1 — 5.0; 2 — 3.5; 3 — 2.3.

На рис. 3 приведена зависимость плотности состояний от энергии: в центральной части E_g — по данным [1], непосредственно вблизи ϵ_g (хвост) — по данным [3] и в промежуточной области — по данным настоящей работы.

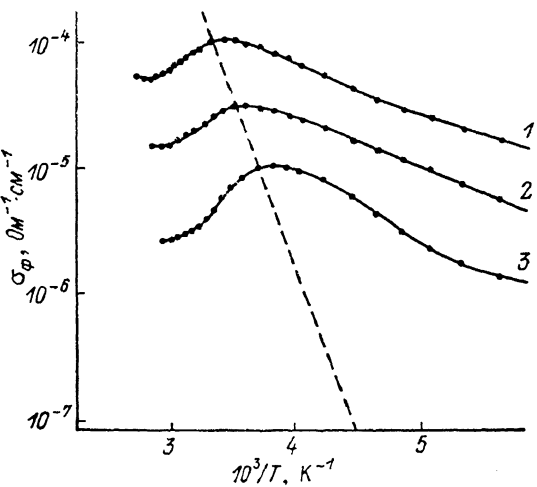
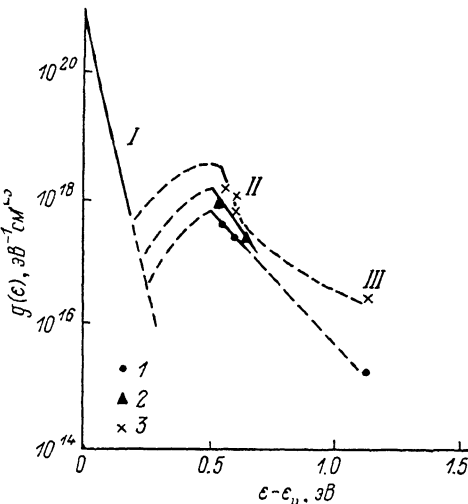


Рис. 3. Плотность состояний в щели подвижности (E_g , $T=0$, $=2$ эВ) в зависимости от энергии.

Рис. 4. Температурные зависимости фотопроводимости.

I — хвост ν -зоны [3], II — $g(\epsilon)$ по методу видиконов (номера кривых соответствуют номерам образцов на рис. 2), III — по данным [1], штрихи — экстраполяции.

Φ , фот/см²: 1 — $6 \cdot 10^{14}$, 2 — $1.2 \cdot 10^{14}$, 3 — $7.8 \cdot 10^{13}$ ($\lambda=610$ нм).

Как следует из рис. 3, величины $g(\epsilon)$ в области вблизи $\epsilon \approx (0.5 \div 0.6)$ эВ для исследованных образцов различны. Сопоставление данных, приведенных на рис. 2 и 3, показывает, что величины $(\mu\tau)_{cc}^p$ непосредственно связаны с плотностью ловушек $g(\epsilon_p^*)$ при $\epsilon_p^* \approx (0.5 \div 0.6)$ эВ: $(\mu\tau)_{cc}^p \sim 1/g(\epsilon_p^*)$. Основанием для

экстраполяции $g(\epsilon)$ в сторону ϵ_p , как и в [4], служат данные о рентгеновских эмиссионных спектрах $a\text{-Si:H}$, отражающих ход $g(\epsilon)$ в соответствующей области.

Информация о положении глубоких дырочных ловушек была независимо получена из данных о температурном гашении фотопроводимости, объясняемом на основе модели Роуза, как в [6] (рис. 4). Кривые, приведенные на этом рисунке, сняты при различной интенсивности освещения: с увеличением интенсивности начало области температурного гашения сдвигается в сторону высоких температур. Согласно модели Роуза, этот эффект начинает проявляться, когда демаркационный уровень дырок при повышении температуры или изменении интенсивности света пересекает уровень очувствления, имеющий малое

сечение захвата электронов по сравнению с сечением захвата дырок. Вследствие этого образуется новый канал рекомбинации и τ_{rs}^n падает. Тогда по наклону прямой (штрихи), проведенной через точки максимумов σ_ϕ , определяется глубина залегания $\epsilon_p^?$: $\Delta E = 0.58$ эВ, что находится в согласии с приведенными выше данными (рис. 3).

Различия в величинах плотностей этих уровней должны определить различия в спектрах поглощения в той области ($\hbar\omega < 1.4$ эВ), где оно обусловлено наличием дефектов (рис. 5): выше отмечалось, что плотность глубоких электронных ловушек в образцах можно считать постоянной. Данные, приведенные на рис. 5, получены методом постоянного фототока.

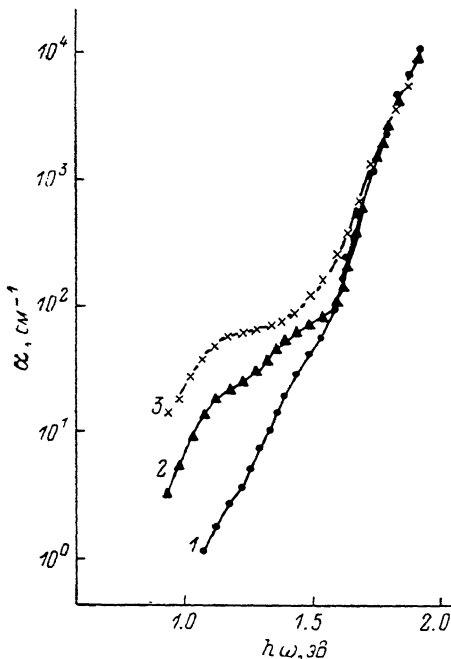


Рис. 5. Спектральная зависимость коэффициента поглощения.

Номера кривых соответствуют номерам образцов на рис. 2.

Как известно [7], величина площади под кривой $\alpha(\hbar\omega)$ в области поглощения, обусловленного дефектами, непосредственно связана с концентрацией спинов (N_s), определенной из ЭПР. При использовании этих данных и данных рис. 5 была получена информация о величинах (N_s) в исследованных нами образцах и было показано, что при изменении $(\mu\tau)_{cc}^{(p)}$ в пределах $(3 \cdot 10^{-9} \div 3 \cdot 10^{-10}) \text{ см}^2/\text{В}$ N_s изменяется от 10^{16} до $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Если полагать, что распределение $g(\epsilon_p^?)$ имеет вид полосы с шириной (Δ) порядка нескольких десятых эВ, то число состояний этой полосы $\sim g(\epsilon_p^?)\Delta$ по порядкам величин изменяется в тех же пределах, как N_s .

В заключение отметим, что на основании результатов ряда независимых экспериментов удалось получить согласующиеся друг с другом данные о $g(\epsilon)$ $a\text{-Si:H}$ (рис. 3). Установлено также соотношение между величинами $(\mu\tau)_{cc}^{(p)}$, $g(\epsilon_p^?)$ и N_s . Можно полагать, что снижение величины σ_ϕ $a\text{-Si:H}$ p -типа при увеличении степени легирования бором [8] связано, во-первых, со сдвигами ϵ_F от середины E_g в область повышенной $g(\epsilon)$, перезарядкой уровней захвата и соответствующим уменьшением рекомбинационного времени жизни дырок. Во-вторых, не исключено, что введение бора может приводить к дополнительному росту $g(\epsilon)$ в указанной области. Чтобы определить возможное влияние каждого из этих факторов, необходимы специальные исследования: в этом отношении, по-видимому, будут перспективными исследования $a\text{-Si:H} \langle B \rangle$ при различных методах введения бора.

Список литературы

- [1] Голикова О. А., Бабаходжаев У. С., Казанин М. М., Мездрогина М. М., Арлаускас К., Юшка Г. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1190—1193.
- [2] Голикова О. А., Казанин М. М., Мездрогина М. М., Кудоярова В. Х., Бабаходжаев У. С., Сорокина К. Л. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1255—1258.
- [3] Ода Ш., Томита Х., Шимпзу И. // Аморфные полупроводники / Под ред. И. Хамагава. М., 1986. С. 132—143.
- [4] Голикова О. А., Заец А. И., Казанин М. М., Петров И. Н. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 4. С. 768—771.
- [5] Den Boer W. // J. de Phys. 1981. V. 42. P. C4—454.
- [6] Vaillant By T., Jousse D., Вкувеке J.-С. // Phil. Mag. В. 1988. V. 57. N 5. P. 640—662.
- [7] Mizukava, Sata K., Yasuhiro K., Isawa M., Kuroiva K., Tarui Y. // Japan. J. Appl. Phys. 1989. V. 28. N 6. P. 961—964.
- [8] Kakinuma H., Kasuya Y., Sakamoto M., Shibota S. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 6. P. 2307—2312.

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

Получена 12.06.1990
Принята к печати 10.09.1990