

УДЕЛЬНЫЕ СДВИГИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА И ФОТОПРОВОДИМОСТЬ АМОРФНОГО ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Голикова О. А., Бабаходжаев У., Казанин М. М.,
Мездрогина М. М., Арлаускас К., Юшка Г.

Исследованы $(\mu\tau)^{(n)}$ и $(\mu\tau)^{(p)}$ $a\text{-Si} : \text{H}$ в зависимости от плотности состояний на уровне Ферми и его положения в щели подвижности. Определено соотношение между $(\mu\tau)^{(n)}$ и $(\mu\tau)^{(p)}$, полученными по времяпролетной методике и из фотопроводимости. Определено максимальное значение $(\mu\tau)^{(p)} \approx 5 \cdot 10^{-9}$ см²/В при условии, что уровень Ферми лежит в середине щели подвижности («собственный» $a\text{-Si} : \text{H}$). Перемещение уровня Ферми в это положение достигается без легирования бором, а за счет вариаций условий осаждения слоев $a\text{-Si} : \text{H}$ в триодной системе ВЧ разложения силаносодержащей смеси (эффект псевдолегирования). Достижимая величина $(\mu\tau)^{(p)}$ обеспечивает величины диффузионной и дрейфовой длин дырок, необходимые для создания приборов (фотоэлектрических преобразователей энергии и видеоканалов).

В отличие от других аморфных полупроводников аморфный гидрированный кремний ($a\text{-Si} : \text{H}$) имеет квантовый выход $\beta \approx 1$, не зависящий от напряженности приложенного электрического поля (F) и длины волны поглощаемого света. При этом решающую роль играют удельные сдвиги носителей заряда — величины произведений подвижности на время жизни [$(\mu\tau)^{(n)}$ и $(\mu\tau)^{(p)}$] как для фотопроводимости (σ_f), так и для других явлений, обусловленных дрейфом и диффузией носителей. Однако в литературе имеется множество противоречивых данных об удельных сдвигах носителей заряда в $a\text{-Si} : \text{H}$. Основное из противоречий — расхождение величин, определенных из стационарной σ_f , $(\mu\tau)_{ss}$ и по длине дрейфа или из коэффициента собирания (кривая Гехта) $(\mu\tau)_{cc}$, причем $(\mu\tau)_{ss} \gg (\mu\tau)_{cc}$ [1]. Объяснение этого за счет анизотропии подвижности в слоях $a\text{-Si} : \text{H}$ в первом случае исследования проводятся на образцах планарной геометрии, во втором — на сэндвич-структурах [2] было недавно опровергнуто в [3]. В [1] указанное расхождение объясняли тем, что $(\mu\tau)_{cc}$ ограничивается захватом носителей заряда на глубокие ловушки (когда время пребывания на них больше времени пролета).

Отметим, что влияние хвоста плотности состояний в щели подвижности и дисперсионности переноса на $(\mu\tau)_{cc}$ исключается, поскольку вероятность захвата на ловушки

$$\tau_0^{-1} = \mu_0 / (\mu\tau)_{cc}, \quad (1)$$

где μ_0 — подвижность носителей заряда в делокализованных состояниях, мало зависящая от технологии получения слоев $a\text{-Si} : \text{H}$, $\mu_0^{(n)} \approx 1$ и $\mu_0^{(p)} \approx 10^{-3}$ см²/В·с для электронов и дырок соответственно [4]. Однако при определении $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ была обнаружена зависимость

$$(\mu\tau)_{cc}^{(n)} \sim d^2, \quad (2)$$

где d — толщина образца, что, согласно [4], обусловлено учетом распределения внутреннего электрического поля в слое $a\text{-Si} : \text{H}$. В связи с этим в [5] была предложена методика, позволяющая определять это распределение и учитывать его при нахождении $(\mu\tau)_{cc}$, которая и использовалась в данной работе. В этом случае при $d \leq 0.5$ мкм $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ все же увеличивается с ростом d , что,

по-видимому, обусловлено влиянием поверхностной рекомбинации, но затем наступает насыщение (рис. 1). Далее мы будем рассматривать результаты, полученные для слоев $a\text{-Si} : \text{H}$ с $d \approx 0.5$ мкм, тем более что слои с $d \geq 0.5$ мкм используются при создании приборов (видиконов и фотоэлектрических преобразователей энергии).

Цель данной работы — установление зависимостей $(\mu\tau)_{cc}^{(n,p)}$ от величины плотности состояния на уровне Ферми, $g(\epsilon_F)$ и от положения ϵ_F в щели подвижности $a\text{-Si} : \text{H}$. Параллельно рассматривалась стационарная фотопроводимость, были сделаны оценки $(\mu\tau)_{ss}^{(n)}$. Фотопроводимость измерялась при световом потоке $\Phi = 10^{15}$ см²/с и энергии кванта 1.98 эВ. Измерения $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ и σ_ϕ проводились при комнатной температуре. Величина зазора между краем c -зоны (ϵ_c) и ϵ_F определялась из температурной зависимости темновой проводимости $\sigma \sim \exp(-\Delta E/kT)$, где $\Delta E = |\epsilon_c - \epsilon_F|_{T=0}$. Величина $g(\epsilon_F)$ рассчитывалась следующим образом:

$$g(\epsilon_F) = \chi/e^2 d_x^2. \quad (3)$$

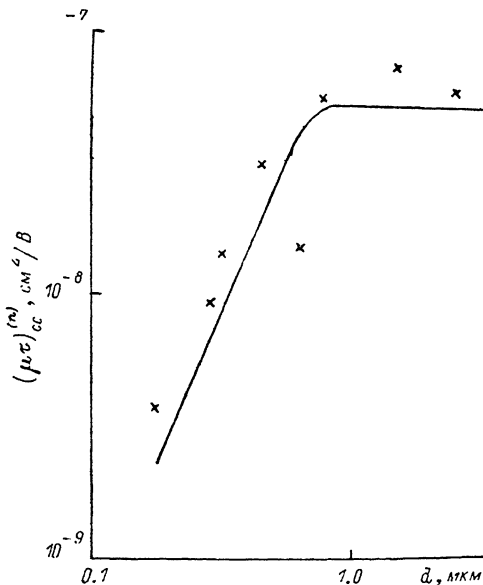


Рис. 1. Зависимость $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ от толщины слоя $a\text{-Si} : \text{H}$ (образцы получены в разных процессах при постоянстве параметров осаждения).

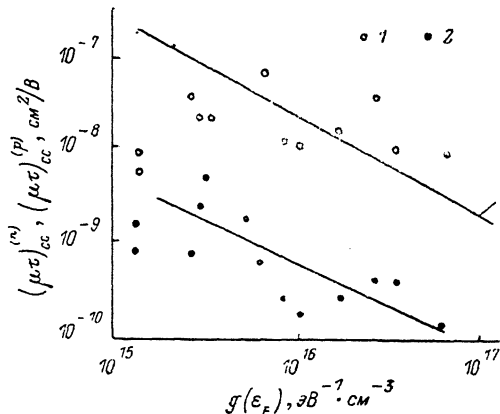


Рис. 2. Зависимости $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ (1) и $(\mu\tau)_{cc}^{(p)}$ (2) от $g(\epsilon_F)$ (3 — кривая из [7]).

где χ — диэлектрическая постоянная, d_x — параметр экранирования контактного поля, распределение которого в образце, как это было показано экспериментально, близко к экспоненциальному:

$$F(x) \sim \exp(-x/d_x). \quad (4)$$

Образцы $a\text{-Si} : \text{H}$ были получены в триодной системе ВЧ разложения смеси 25 % $\text{SiH}_4 + 75$ % He , причем величиной ΔE управляли без специального легирования (псевдолегированные образцы [6]). ΔE изменялась в довольно широких пределах (0.5–1 эВ). Поскольку $E_g^{(0)T=300} = 1.85\text{--}1.87$ эВ, что означает $E_g, T=0 \approx 2$ эВ, в числе исследованных имелись и «собственные» образцы: $\Delta E = E_g/2$. Отметим, что σ , σ_ϕ и $(\mu\tau)_{cc}^{(n,p)}$, $g(\epsilon_F)$ измерялись на разных образцах, хотя и полученных в одном технологическом процессе, что, конечно, приводит к некоторому дополнительному разбросу данных.

На рис. 2 представлен удельный сдвиг $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ в зависимости от $g(\epsilon_F)$. Видно, что в случае $g(\epsilon_F) \geq 5 \cdot 10^{15}$ эВ⁻¹·см⁻³ экспериментальные точки лежат довольно близко к кривой, приведенной в [7] для нелегированных образцов $a\text{-Si} : \text{H}$, но при меньших $g(\epsilon_F)$ точки лежат значительно ниже. Правда, в [7] $g(\epsilon_F) \geq 5 \cdot 10^{15}$ эВ⁻¹·см⁻³, и в сторону меньших $g(\epsilon_F)$ кривая из [7] нами проэкстраполирована.

На рис. 2 представлена также зависимость $(\mu\tau)_{cc}^{(p)}$ от $g(\epsilon_F)$: $(\mu\tau)_{cc}^{(p)}$ все время падает, хотя и со значительным разбросом точек, в определенной степени обу-

словленным существующей зависимостью от положения ϵ_F в E_g (рис. 3). В то же время из рис. 3 следует, что $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ практически не зависит от положения ϵ_F .

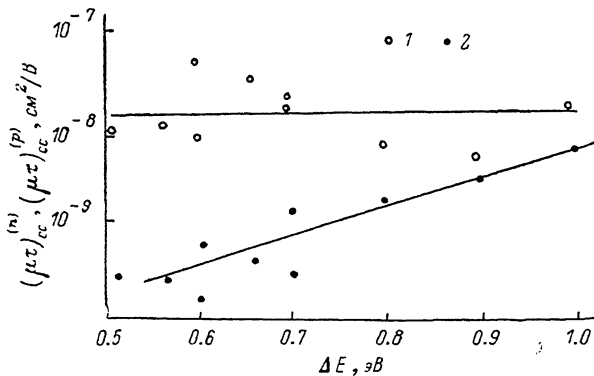


Рис. 3. Зависимости $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ (1) и $(\mu\tau)_{cc}^{(p)}$ (2) от ΔE .

Видно, что $(\mu\tau)_{cc}^{(p)}$ возрастает по мере движения ϵ_F в направлении к $E_g/2$, по величине приближаясь к $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ (рис. 3). В [8] показано, что в аналогичной ситуации в легированном α -Si : H удельный сдвиг дырок тоже возрастает, но удельный сдвиг электронов падает, что объясняется влиянием перезарядки глубоких уровней (оборванных связей) на времена жизни носителей заряда.

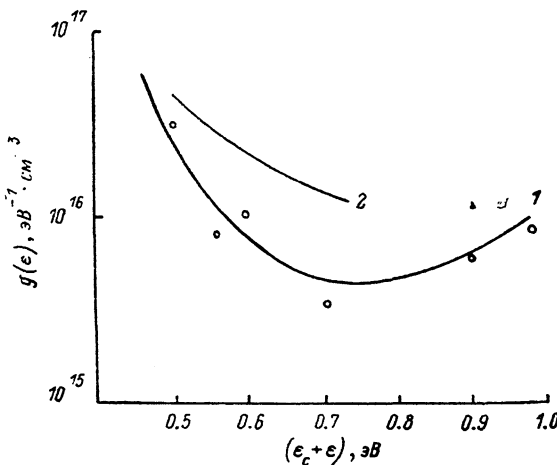


Рис. 4. Плотность состояний в зависимости от энергии, по данным о $g(\epsilon)$ и ΔE , для ряда образцов (1) (2 — данные [9]).

Изменений $g(\epsilon)$ в зависимости от ΔE , которые могли бы скомпенсировать эффект перезарядки и обеспечить постоянство $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ (рис. 3), обнаружено не было (рис. 4). В то же время величина $(\mu\tau)_{ss}^{(n)}$, определенная из σ_Φ (рис. 5) как

$$(\mu\tau)_{ss}^{(n)} = \sigma_\Phi / e\beta\Phi\alpha \quad (5)$$

(α — коэффициент поглощения: $\alpha \approx 10^4$ см⁻¹ при энергии кванта света 1.98 эВ), все время падает (рис. 5), несмотря на немонотонный ход $g(\epsilon)$ (рис. 4). Это означает, что, как и в случае легированного α -Si : H, основную роль играет перезарядка уровней рекомбинации. Отметим, что результаты о $g(\epsilon)$, полученные в настоящей работе, соответствуют результатам [9], полученным методом ТОПЗ [при $\Delta E = (0.5 \div 0.75)$ эВ].

Далее, если при малых ΔE $(\mu\tau)_{ss}^{(n)} \gg (\mu\tau)_{cc}^{(n)}$, то при приближении ϵ_F к $E_g/2$ расхождение становится не столь значительным (рис. 3, 5). По-видимому, в этом случае захват электронов на глубокие ловушки [1] играет значительно меньшую

роль. Очевидно, что если дырки дают некоторый вклад в σ_f , то отличие $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ от $(\mu\tau)_{ss}^{(n)}$ еще уменьшится.

Таким образом, в настоящей работе установлено соотношение между $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ и $(\mu\tau)_{ss}^{(n)}$ в зависимости от положения ϵ_F в щели подвижности $a\text{-Si}:\text{H}$ и определено условие получения $(\mu\tau)_{cc}^{(p)} \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{В}$ — величины, обеспечивающей необходимые для создания приборов диффузионную и дрейфовую длины дырок: $L_{\text{днф}}^{(p)} \approx 0.12$ и $L_{\text{др}}^{(p)} \approx 0.5$ мкм при $F=10^{14} \text{ В/см}$. Подчеркнем, что это достигается без специального легирования $a\text{-Si}:\text{H}$ бором.

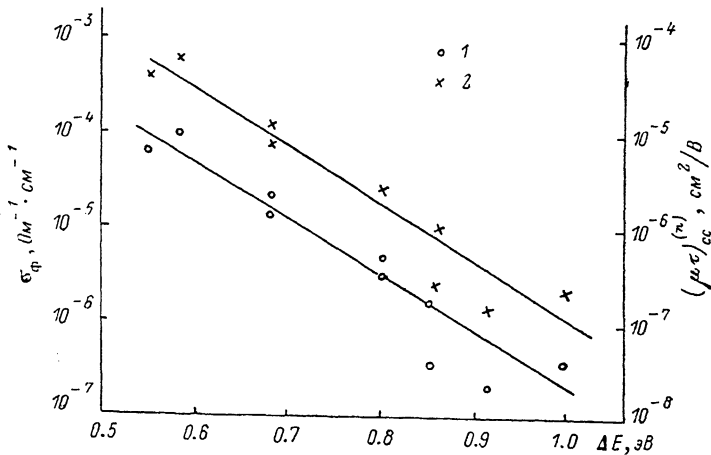


Рис. 5. Зависимости фотопроводимости (1) и $(\mu\tau)_{cc}^{(n)}$ (2) от ΔE .

Список литературы

- [1] Shiff E. A. // Phil. Mag. Lett. 1987. V. 55. N 2. P. 87—92.
- [2] Parker M. A., Shiff E. A. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 17. P. 10426—10431.
- [3] Kočka J., Šipek E., Stika O., Curtins H., Juška G. // J. Non-Cryst. Sol. 1989. V. 114. N 1. P. 336—338.
- [4] Spear W. E. // J. Non-Cryst. Sol. 1983. V. 59/60. N 1. P. 1—14.
- [5] Juška G. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 90. N 2. P. 247—250.
- [6] Голикова О. А., Казанин М. М., Кудоярова В. Х., Мездрогина М. М., Сорокина К. Л., Бабаходжаев У. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1737—1740.
- [7] Street A. // Phil. Mag. B. 1984. V. 49. N 4. P. L15—L23.
- [8] Stuke J. // Ann. Rev. Mater. Sci. 1985. V. 15. N 1. P. 79—102.
- [9] Спир У., Ле-Комбер П. // Физика гидрогенизированного аморфного кремния / Под ред. Дж. Джоунупулоса, Дж. Люковски. М., 1987. С. 85—155.

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

Получена 14.02.1990
Принята к печати 21.02.1990

Ленинград
Вильнюсский государственный университет
им. В. Капсукаса