

## ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ «СОБСТВЕННОГО» АМОРФНОГО ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

О. А. Голикова, Р. Г. Икрамов, М. М. Казанин, М. М. Мездрогина

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 25.06.1992. Принята к печати 18.09.1992)

Приводятся результаты исследований плотности состояний  $g(\epsilon)$  «собственного»  $a\text{-Si:H}$  методом фотоиндуцированного тока, ограниченного пространственным зарядом, в структурах с барьером Шоттки. Показано, что в верхней половине щели подвижности  $E_g$  [ $\epsilon_c + (\epsilon_c - E_g/2)$ ]  $g(\epsilon)$ , определенная этим методом, совпадает с  $g(\epsilon)$ , построенной как  $g(\epsilon_F)$  ряда псевдолегированных образцов (при изменяющемся положении уровня Ферми  $\epsilon_F$ ). Показано также, что псевдолегирование связано с ростом величины  $g(\epsilon)$  в нижней половине щели подвижности [ $\epsilon_v + (\epsilon_v + E_g/2)$ ].

Как известно, плотность электронных локализованных состояний  $g(\epsilon)$  аморфного гидрированного кремния ( $a\text{-Si:H}$ ) видоизменяется при соответствующих трансформациях структурной сетки, осуществляемых как за счет введения примесей [<sup>1</sup>], так и за счет вариаций условий осаждения пленок. В последнем случае сдвиги уровня Ферми ( $\epsilon_F$ ) могут осуществляться только за счет видоизменений  $g(\epsilon)$  (псевдолегирование) [<sup>2</sup>]. Исходя из сказанного, можно полагать, что функция  $g(\epsilon)$ , построенная в результате измерений величин  $g(\epsilon_F)$  ряда образцов  $a\text{-Si:H}$  (при  $\epsilon_F = \text{var}$ ) [<sup>2</sup>], должна отличаться от  $g(\epsilon)$  каждого из этих образцов (с определенным  $\epsilon_F$ ).

В настоящей работе методом фотоиндуцированных токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) [<sup>3, 4</sup>], определяли  $g(\epsilon)$  «собственных» образцов  $a\text{-Si:H}$ , имеющих  $\epsilon_c - \epsilon_F \approx E_g/2$  ( $\epsilon_c$  — край зоны проводимости,  $E_g$  — щель подвижности). Определенную этим методом  $g(\epsilon)$  затем сравнивали с построенной в результате измерений  $g(\epsilon_F)$  при  $\epsilon_F = \text{var}$ . Положение  $\epsilon_F$  варьировалось методом псевдолегирования, которое осуществлялось при осаждении пленок в триодной системе высококачественного разложения силановых смесей в условиях вариаций положительного потенциала на сетке и соответственно изменений интенсивности бомбардировки растущей пленки частицами плазмы. Все остальные параметры осаждения (температура, скорость осаждения, состав газовой смеси и др.) поддерживались постоянными [<sup>2</sup>].

Пленки собственного  $a\text{-Si:H}$ , исследованные в настоящей работе, получены в условиях минимизации бомбардировки (при заземленной сетке). Действительно, при этом концентрация дефектов  $N_D$ , определенная методом постоянного фототока (МПФ) при  $\epsilon_F = \text{var}$ , минимальна, а  $\epsilon_c - \epsilon_F \approx E_g/2$  (рис. 1).

Далее на основе этих пленок путем напыления верхнего слоя Pt и нижней ИТО (смесь  $\text{In}_2\text{O}_3\text{—SnO}_2$ ) были изготовлены структуры с барьерами Шоттки.

В [<sup>3</sup>] было показано, что при выполнении ряда условий фото-ВАХ структур с барьерами Шоттки определяются механизмом ТОПЗ, при котором фототок и напряжение связаны соотношением  $I_{ph} \sim V^m$  ( $m \gg 2$ ). Этими условиями являются: малость темнового тока по сравнению с фототоком, выполнение неравенства

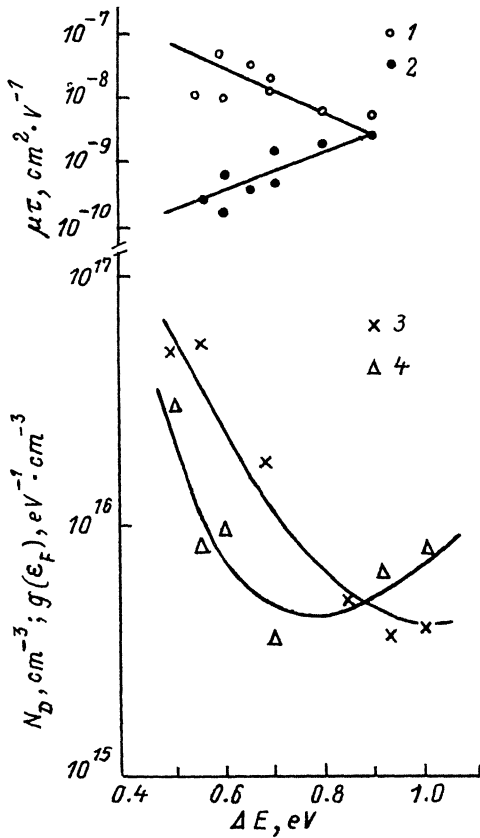


Рис. 1. Зависимости от величины энергии активации темновой проводимости  $\Delta E = (e_c - e_F)_{T=0}$ : 1 —  $(\mu\tau)_n$ ; 2 —  $(\mu\tau)_p$ ; 3 —  $N_D$ ; 4 —  $g(e_F)$ . Данные для  $(\mu\tau)_n$ ,  $p$  и  $g(e_F)$  взяты из [2].

$\alpha d \gg 1$  ( $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $d$  — толщина образца), выполнение неравенства  $\mu\tau\mathcal{E} \ll d$  ( $\mu$ ,  $\tau$  — подвижность и время жизни носителей заряда,  $\mathcal{E}$  — электрическое поле). Тогда при приложении к слою ИТО отрицательного потенциала можно наблюдать фототок электронов в режиме ТОПЗ, а при приложении положительного потенциала — фототок дырок в режиме ТОПЗ, и определить  $g(e)$  в областях  $E_g$  как выше, так и ниже  $e_F$  [3]. В [3], однако, исследовали нелегированный  $a\text{-Si:H}$ , у которого величины удельных сдвигов электронов и дырок составляли:  $(\mu\tau)_n = 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1}$ ,  $(\mu\tau)_p = 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1}$ . Тогда условие  $\mu\tau\mathcal{E} \ll d$  выполняется только для дырок. Поэтому в [3] для снижения  $(\mu\tau)_n$  применяли специальное легирование пленки  $a\text{-Si:H}$  бором (на глубину  $\sim 0.1$  мкм). Это дало возможность наблюдать фототок электронов в режиме ТОПЗ.

В [4] методом измерения фотоиндуцированного ТОПЗ структур с барьерами Шоттки исследовали псевдолегированные пленки  $a\text{-Si:H}$   $n$ -типа проводимости, в которых условие  $\mu\tau\mathcal{E} \ll d$  для электронов также не выполнялось. Для ряда образцов были построены  $g(e)$  в области ниже  $e_F$  [ $e_v \div (e_v + E_g/2)$ ], хорошо согласующиеся с  $g(e)$  для аналогичных образцов, определенными методом видикона [5]. Тем не менее для создания мишеней видикона, как и других приборов, наибольший интерес представляет именно собственный  $a\text{-Si:H}$ .

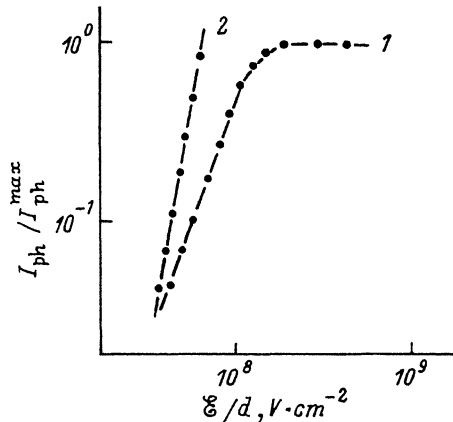


Рис. 2. Отношение фототока к максимальному фототоку диода Шоттки  $I_{ph}/I_{ph}^{max}$  в зависимости от  $E/d$  при приложении положительного (1) и отрицательного (2) потенциала к слою ITO.  $E$  — поле,  $d$  — толщина пленки  $a\text{-Si:H}$ . Показатель степенной зависимости ВАХ,  $m$ : 1 — 2.9, 2 — 5.4.

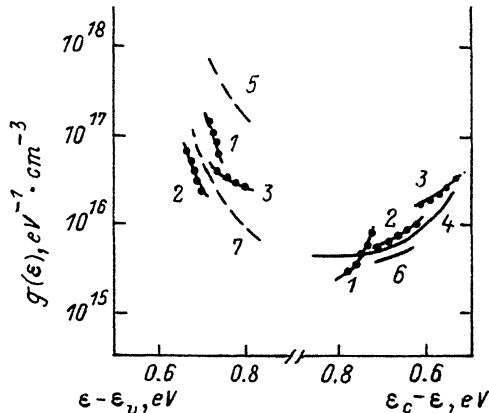


Рис. 3. Плотность состояний в щели подвижности  $a\text{-Si:H}$ , определенная методом фототока в режиме ТОПЗ (1—3, 5—7) и методом измерения  $g(\epsilon_F)$  при  $\epsilon_F = \text{var}$  (4). 1—3 — «собственные» образцы; 5 — псевдолегированный образец ( $\Delta E = 0.6$  эВ); 6 — данные [3], 7 — усреднение данных для собственных образцов.

Величины энергии активации темновой проводимости для собственных образцов  $a\text{-Si:H}$ , исследованных в настоящей работе, составляли  $\Delta E = 0.90\text{—}0.93$  эВ. Если полагать, как это в настоящее время принято [6], что зазор между  $\epsilon_c$  и  $\epsilon_F$  (при  $T = 0$ ) равен

$$\epsilon_c - \epsilon_F = kT \ln \sigma_0 / \sigma, \quad (1)$$

где  $\sigma_0 = 150 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $\sigma$  — темновая проводимость при данной температуре, то величина этого зазора при комнатной температуре в среднем составляет 0.85 эВ. Поскольку для исследованных образцов  $E_g = 1.85$  эВ, очевидно, что уровень  $\epsilon_F$  несколько сдвинут от уровня  $(\epsilon_c - E_g/2)$  в сторону  $\epsilon_c$ , по-видимому, из-за асимметрии функции  $g(\epsilon)$ . Известно, в частности, что валентная зона  $a\text{-Si:H}$  имеет несколько более протяженный хвост, чем зона проводимости. Что касается асимметрии плотности состояний в центральной части  $E_g$ , о ней можно будет судить после рассмотрения результатов, представленных ниже.

Из рис. 1 следует, что для собственного  $a\text{-Si:H}$   $(\mu\tau)_n \approx (\mu\tau)_p = 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1}$ . Поэтому, исследуя фото-ВАХ структур с барьерами Шоттки, можно наблюдать как дырочный, так и электронный ТОПЗ. В этом состоит отличие результатов настоящей работы от данных [3] и [4]. Отметим еще раз, что в [3] для наблюдения электронного ТОПЗ применяли специальное легирование  $a\text{-Si:H}$  бором, а в [4] для псевдолегированных образцов  $n$ -типа проводимости в условиях  $(\mu\tau)_n \gg (\mu\tau)_p$  (рис. 1) наблюдали только дырочный ТОПЗ.

Структуры с барьерами Шоттки при  $T = 300$  К освещались со стороны ITO светом с длиной волны  $\lambda = 444$  нм, плотность потока фотонов составляла  $\Phi = 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Темновой ток был на порядки ниже, чем фототок. Поэтому ТОПЗ были обусловлены неравновесными носителями, создаваемыми светом в поверхностном слое  $a\text{-Si:H}$ , а не инъекцией из контактов.

Создание именно этих неравновесных носителей и обеспечивает изменение квазиуровня Ферми от точки к точке фото-ВАХ, т. е. сканирование по энергии при определении функции  $g(\epsilon)$ . Тогда, согласно [3], величина  $g(\epsilon)$  при данной  $\epsilon$  определялась следующим образом:

$$g(\epsilon) = \frac{\kappa_0}{ed^2kT} \frac{V}{m-1}, \quad (2)$$

где  $\kappa_0$  — диэлектрическая постоянная, а зазоры:

$$\epsilon_c - \epsilon = kT \ln(eN_c \mu_c / d) + kT \ln(V/I), \quad (3)$$

$$\epsilon - \epsilon_v = kT \ln(eN_v \mu_v / d) + kT \ln(V/I), \quad (4)$$

где  $N_c$  и  $N_v$  — эффективное число состояний соответственно в зонах проводимости и валентной, приходящихся на интервал  $kT$ ,  $\mu_c$  и  $\mu_v$  — подвижности носителей тока в этих зонах.

Величины  $N_c \mu_c$  и  $N_v \mu_v$  полагались равными  $10^{21} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} [^3]$ . Для определения  $g(\epsilon)$  в верхней половине  $E_g$ , примыкающей к  $\epsilon_c$ , использовали прямые фото-ВАХ структур (рис. 2) и формулы (2), (3), а для определения  $g(\epsilon)$  в другой половине  $E_g$  — обратные фото-ВАХ (рис. 2) и формулы (2), (4).

Результаты определения  $g(\epsilon)$  собственного  $a\text{-Si}:\text{H}$  представлены на рис. 3. Видно, во-первых, что результаты, полученные для разных образцов, хорошо согласуются между собой. Во-вторых, результаты, представленные на рис. 3, говорят об асимметрии  $g(\epsilon)$  в центральной части  $E_g$ . Это согласуется с представлениями о том, что максимумы полос оборванных связей находятся в нижней половине  $E_g$ , примыкающей к  $\epsilon_v [^6]$ .

На рис. 3 представлена также кривая  $g(\epsilon)$ , построенная по данным рис. 1. Эта функция определена как  $g(\epsilon_F)$  при  $\epsilon_F = \text{var}$ , т. е. методом измерения набора образцов псевдолегированного  $a\text{-Si}:\text{H}$   $n$ -типа проводимости. Видно, что данные, полученные двумя вышеуказанными методами, хорошо совпадают. Отсюда следует, что существенных изменений  $g(\epsilon)$  в рассматриваемой области  $E_g[\epsilon_c \div (\epsilon_c + E_g/2)]$  при псевдолегировании не происходит.

Аналогичное сравнение в области  $\epsilon_v \div (\epsilon_v + E_g/2)$  невозможно из-за отсутствия образцов псевдолегированного  $a\text{-Si}:\text{H}$   $p$ -типа проводимости. Однако имеются данные о  $g(\epsilon)$  в этой области для псевдолегированного  $a\text{-Si}:\text{H}$   $n$ -типа проводимости, также полученные методом фотоиндуцированного ТОПЗ (рис. 4). Далее они сравниваются с данными для собственного  $a\text{-Si}:\text{H}$  (рис. 3).

Из рис. 3 следует существенное увеличение величины  $g(\epsilon)$  при псевдолегировании, очевидно, за счет увеличения плотности оборванных связей. Действительно, изменения  $g(\epsilon)$  (рис. 3) количественно согласуются с изме-

нениями величины концентрации дефектов (оборванных связей), определенной методом МПФ (рис. 1).

Таким образом, неминимизированная бомбардировка растущей пленки  $a\text{-Si}:\text{H}$  заряженными частицами плазмы приводит к возрастанию числа оборванных связей и соответственно к росту величины  $g(\epsilon)$  в области  $\epsilon_v \div (\epsilon_v + E_g/2)$ , т. е. к усилению асимметрии этой функции. Это в свою очередь приводит к значительным сдвигам  $\epsilon_F$  в сторону  $\epsilon_c$  (эффект псевдолегирования). Отметим, что некоторая асимметрия  $g(\epsilon)$  в центральной части (рис. 3) существует и для собственного  $a\text{-Si}:\text{H}$  — в условиях минимума числа дефектов в структурной сетке (рис. 1).

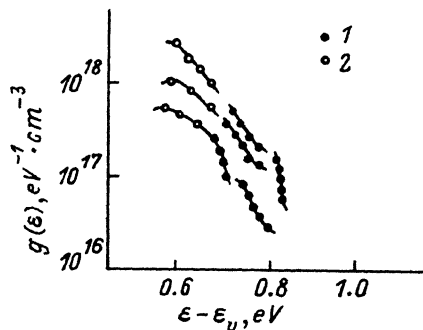


Рис. 4. Плотность состояний в щели подвижности, определенная для ряда псевдолегированных образцов  $a\text{-Si}:\text{H}$  методами фототока в режиме ТОПЗ (1) и видикона (2).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] R. A. Street. Phys. Rev. Lett., **49**, 1187 (1982).
- [2] О. А. Голикова. ФТП, **25**, 1517 (1991).
- [3] H. Kakinuma, M. Mouri, M. Sakamoto, H. Sawai. J. Appl. Phys., **67**, 558 (1990).
- [4] О. А. Голикова, Р. Г. Икрамов, М. М. Казанин. ФТП, **26**, 71 (1992).
- [5] О. А. Голикова, У. С. Бабаходжаев, М. М. Казанин, М. М. Мездрогина. ФТП, **25**, 102 (1991)
- [6] K. Pierz, W. Fuhs, H. Mell. Phil. Mag. B, **63**, 123 (1991).

Редактор Л. В. Шаронова

---