

# Механизм токопереноса и фотоэлектрические характеристики диодных структур $n^+ - Si - n - Si - Al_2O_3 - Pd$

© С.В. Слободчиков, Х.М. Салихов, Е.В. Руссу

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Исследованы вольт-амперные характеристики при  $T = 100$  и  $300$  К, температурная зависимость прямого тока и фототока, влияние магнитного поля на фототок и влияние водорода на фотоэдс и темновой ток. Установлено, что механизм токопереноса как при  $T = 100$  К ( $I \propto \exp(qV/4kT)$ ), так и при  $T = 300$  К ( $I \propto V^m$ ,  $m = 4 - 5.6$ ) определяется двойной инжекцией в диффузионном приближении. Диодные структуры усиливают фототок при обратном смещении. Установлено, что рост фототока в магнитном поле  $H$  ( $\Delta I_{ph} = \alpha \exp \beta H$ ) может быть объяснен туннелированием фотоносителей при резонансном рассеянии на примесях с учетом их экспоненциального распределения по энергии.

В ранее опубликованных нами работах, посвященных исследованиям электрических и фотоэлектрических свойств диодных структур  $n(p) - Si - SiO_2 - Pd$  с тонкими [1,2] и толстыми [3] слоями  $SiO_2$ , были выявлены, в частности, два механизма усиления фототока и показана возможность использования структур с тонким слоем  $SiO_2$  как эффективных сенсоров водорода и водородосодержащих газов. Представлялось интересным продолжить исследования аналогичных структур на основе Si, используя, во-первых, подложку  $n - Si$  с низкой концентрацией электронов и, во-вторых, произведя замену слоя  $SiO_2$  на диэлектрическую пленку  $Al_2O_3$ . Следовало ожидать, что создаваемая диодная структура  $n^+ - Si - n - Si - Al_2O_3 - Pd$  должна иметь другой механизм токопрохождения и, следовательно, иную зависимость темнового тока и фототока от ряда внешних факторов — приложенного напряжения, магнитного поля, газовой смеси с водородом. В результате этих исследований предполагалось оценить достоинства и недостатки этих структур для возможных практических применений.

## 1. Технология

В качестве подложки использовался кремний с ориентацией (111) и концентрацией  $n^+ = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , на хорошо очищенные и протравленные пластины которого наращивался эпитаксиальный слой  $n - Si$ . Толщина слоя составляла  $30 \text{ мкм}$ , концентрация электронов  $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $\rho = 40 - 60 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Слой  $Al_2O_3$  осаждался электронно-лучевым испарением из источника  $Al_2O_3$  в виде пластины. Толщина слоя  $Al_2O_3$  составляла  $d \approx 50 \text{ \AA}$ . В качестве омического контакта использовался Al; Pd напылялся на слой  $Al_2O_3$  через шаблон диаметром  $0.1 \text{ см}$ . Осаждение выполнялось в вакууме с остаточным давлением  $10^{-5} \text{ мм.рт.ст.}$ ; толщина палладиевого слоя составляла  $400 \text{ \AA}$ . На вставке к рис. 1 представлена технологическая схема структуры.

Были проведены измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) при  $100$  и  $300$  К, температурной зависимости прямого тока и фототока, а также влияние водорода на фотоэдс и ВАХ.

## 2. Механизм токопереноса

Очевидно, что основными компонентами диодной структуры, определяющими механизм токопереноса, являются слой  $Al_2O_3$  с барьером Шоттки и слой  $n - Si$  с пониженной концентрацией носителей. Соответственно падение напряжения на структуре

$$V = V_1 + V_2, \tag{1}$$

где  $V_1$  — падение напряжения на барьере Шоттки,  $V_2$  — на слой  $n - Si$ .

На рис. 2 представлены вольт-амперные характеристики типичного образца структуры  $n^+ - Si - n - Si - Al_2O_3 - Pd$ , снятые при  $T = 100$  и  $300$  К. Характерные особенности их состоят в следующем. При  $T = 100$  К прямой ток (знак “—” на  $n^+ - Si$ ) изменяется экспоненциально с напряжением  $I \propto \exp \frac{qV}{nkT}$  ( $n = 4$ ) до  $V = 0.8 \text{ В}$  (кривая 1). При комнатной температуре  $I \propto V^m$ , причем для различных образцов  $m = 4 - 5.6$  (кривая 2). Дополнительные измерения ВАХ на образцах структуры, изготовленной без слоя  $Al_2O_3$ , показали, что показатель  $m$  имеет при  $T = 300$  К те же значения. Таким образом, ВАХ опре-

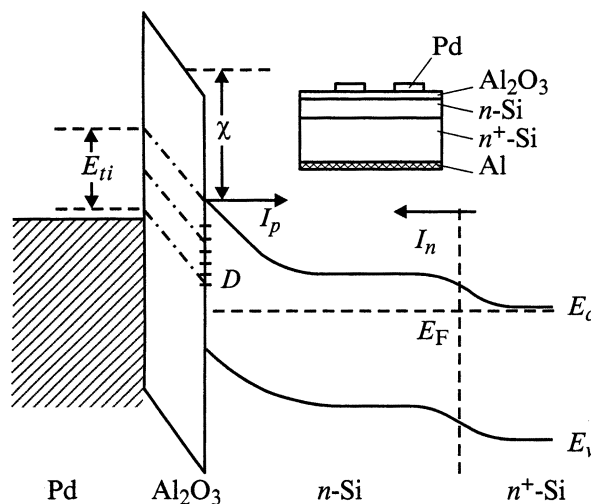


Рис. 1. Зонная диаграмма структуры  $n^+ - Si - n - Si - Al_2O_3 - Pd$ . На вставке — технологическая схема структуры.

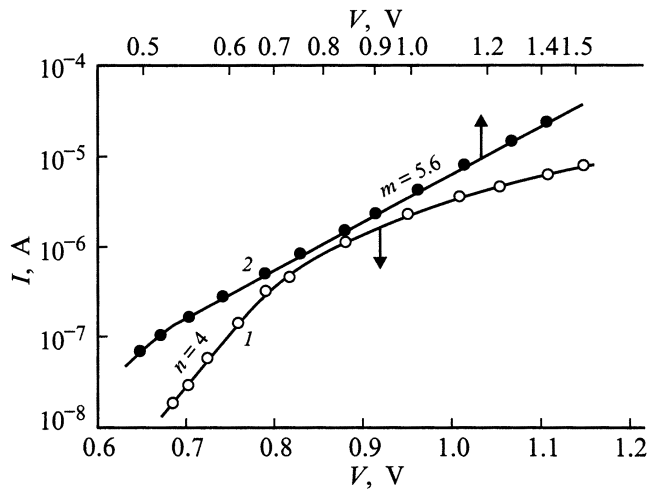


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики структуры  $n^+$ -Si- $n$ -Si- $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Pd при  $T$ , К: 1 — 100, 2 — 300.

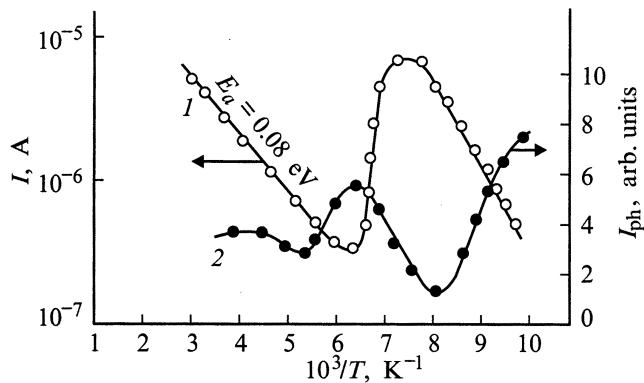


Рис. 3. Температурная зависимость прямого тока (кривая 1,  $V = 0.8$  В) и фототока (2) в интервале  $T = 100$ – $300$  К.

деляется в основном параметрами слоя  $n$ -Si и при этом  $V_2 \gg V_1$ .

Учитывая эти характеристики изменения тока с напряжением, можно сделать предположение, что токоперенос реализуется главным образом двойной инжекцией носителей в слой  $n$ -Si (рис. 1): инжекцией электронов со стороны  $n$ - $n^+$ -контакта и дырок со стороны Pd. При этом коэффициент инжекции электронов  $K_{n-n^+} = I_n/I \cong 1$ , а коэффициент инжекции дырок  $K_{Pd} = I_p/I \neq 1$ , т.е. полный ток преимущественно электронный.

Как известно, в режиме двойной инжекции токопрохождение связано либо преимущественно с дрейфом носителей тока, либо преобладает диффузионный процесс. В нашем случае есть основания считать, что главную роль играет диффузия. Дрейфовый перенос характеризуется степенной зависимостью с  $m = 2$  или  $m = 3$ , и наблюдаемые в некоторых экспериментах значения  $m > 3$  связываются с диффузионной компонентой тока [4]. Понижение температуры не должно было бы изменять аналитический (степенной) вид ВАХ, что в нашем

случае не наблюдалось, хотя снижение концентрации равновесных носителей в слое  $n$ -Si должно было усилить полевую составляющую. Диффузионный ток может быть представлен [5]

$$I = I_1 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right), \quad l = ch \frac{W}{L} \quad (2)$$

при условии, что толщина слоя  $n$ -Si  $W > L$ , где

$$L = [D_p \tau 2b(\gamma + 1)/(b\gamma + b + 1)]^{1/2}$$

— биполярная диффузионная длина,  $\gamma$  — коэффициент захвата дырок, остальные символы имеют обычные значения. Соотношение (2) справедливо в случае монотонной зависимости концентрации инжектированных в  $n$ -Si носителей от координаты. Поскольку в диффузионном приближении (2) ток в большой степени зависит от биполярной диффузионной длины, изменение тока в температурном интервале 120–160 К (рис. 3, кривая 1), вероятно, связано с резкой зависимостью времени жизни  $\tau$  от температуры. Появление степенной зависимости с  $m = 4$ – $5.6$  при  $T = 300$  К определяется изменением распределения носителей в  $n$ -слое Si, которое становится немонотонным. При этом рекомбинация в высокоомном слое преобладает над рекомбинацией в низкоомных приконтактных областях. Рост прямого тока с энергией активации  $E_a = 0.08$  эВ (рис. 3, кривая 1) в более высокотемпературной области вследствие роста равновесной концентрации электронов способствует созданию немонотонного распределения инжектированных дырок с минимумом вблизи гетерограницы  $\text{Al}_2\text{O}_3$ - $n$ -Si.

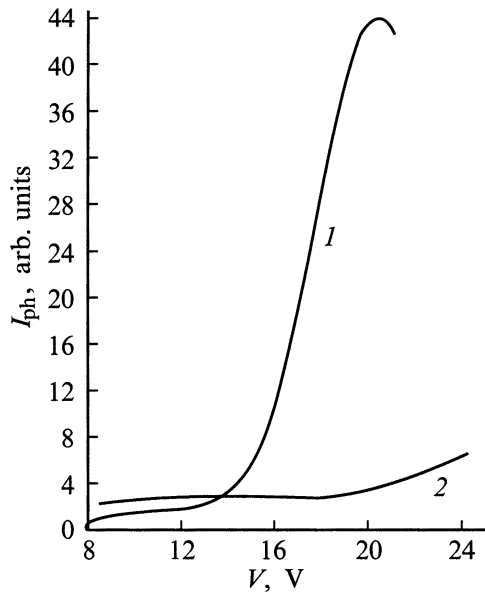
### 3. Фототок и фотоэдс

Фотоэдс структур  $n^+$ -Si- $n$ -Si- $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Pd с более тонкими слоями диэлектрика при  $T = 300$  К в максимуме спектральной кривой ( $\lambda_{\max} = 0.98$  мкм) превосходила фотоэдс аналогичных образцов, но без  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , более чем на порядок величины. Разница в величинах фототока короткого замыкания была не столь существенна, в 2–3 раза, и, очевидно, связана с различием величин дифференциального сопротивления  $R$  в нуле смещения в обоих случаях. На рис. 3 (кривая 2) приведена температурная зависимость фототока в интервале  $T = 100$ – $300$  К. Осциллирующий с температурой фототок имеет максимумы и минимумы, находящиеся в "противофазе" с соответствующими экстремумами кривой прямого темного тока (кривая 1).

Фотоэдс структуры может быть представлена в виде

$$V_{\text{ph}} = V_{\text{ph0}} f(\chi, d, \sigma, D), \quad (3)$$

где  $V_{\text{ph0}}$  — фотоэдс идеального диода Шоттки;  $f(\chi, d, \sigma, D)$  — функция высоты барьера  $\chi$  (рис. 1), толщины  $d$  диэлектрической пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , а также сечений захвата  $\sigma$  и плотности  $D$  соответствующих центров захвата в интерфейсе; эта функция  $f \leq 1$ .



**Рис. 4.** Зависимость фототока от обратного смещения; 1 — структура  $n^+ - Si - n - Si - Al_2O_3 - Pd$ , 2 — структура  $n^+ - Si - n - Si - Pd$ .

Как известно,

$$V_{ph0} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I_{ph}}{I_0} + 1 \right). \quad (4)$$

При малых значениях фотоэдс:  $V_{ph} \approx I_{ph}R$ . Взаимосвязь осциллирующих кривых фототока и темнового тока можно выявить, если сопоставить величину тока насыщения  $I_0$  в (4) соответствующей величине  $I_1$  в выражении (2). Согласно [5],

$$I_1 \approx \left( \frac{qD_n}{2L} \right)^2 \exp(2W/L). \quad (5)$$

Тогда небольшое уменьшение времени жизни  $\tau$  снижает диффузионную длину  $L$  и экспоненциально увеличивает "ток насыщения"  $I_1$  и соответственно  $I_0$ . В конечном итоге падают как фототок  $I_{ph}$ , так и дифференциальное сопротивление  $R$ . Причем если, например, при  $T \approx 130$  К изменение прямого тока составляет 1 порядок величины, то изменение фототока гораздо меньше, лишь примерно в 3 раза, как и следовало ожидать, так как  $L$  в выражении (4) не входит в экспоненту. На рис. 4 показана зависимость фототока от обратного смещения для двух диодных структур: со слоем  $Al_2O_3$  (кривая 1) и без него (кривая 2). Видно, что структура первого типа усиливает фототок при  $V > 14$  В, причем коэффициент усиления достигает  $10^2$ , структура второго типа почти не обладает свойством усиления. Процесс усиления на диодных структурах с Pd с диэлектрическим слоем  $SiO_2$  исследовался ранее в работе [1]. В структурах с  $Al_2O_3$  вид кривых фототока отличается от описанных ранее, так как критическое напряжение начала усиления сдвинуто

в область больших смещений. Это связано с большим падением напряжения на слое  $n - Si$ ; механизм усиления остается неизменным.

#### 4. Влияние магнитного поля на фототок

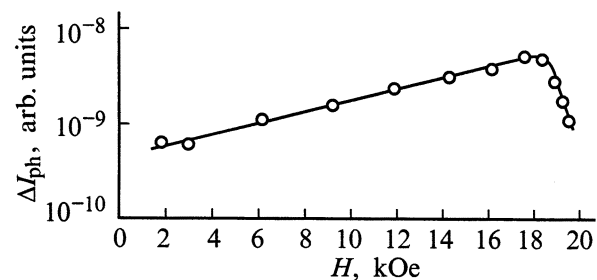
Интересные особенности изменения фототока без приложенного смещения выявлены при исследовании его зависимости от магнитного поля  $H$  (рис. 5). Вместо ожидаемого падения фототока или его независимости от  $H$  наблюдается рост в интервале  $H = 1 - 18$  кЭ по закону

$$I_{ph}^H - I_{ph}^0 = \Delta I_{ph} = \alpha \exp(\beta H). \quad (6)$$

Очевидно, что объяснение такой зависимости от  $H$  следует искать в решающем влиянии на перенос фотоносителей диэлектрического слоя  $Al_2O_3$ , так как механизм двойной инжекции в слой  $n - Si$  без приложенного смещения исключается. Естественно в этой связи предположить, что механизм туннелирования через слой  $Al_2O_3$  должен иметь решающую роль. Как известно, если не учитывать наличие примесей в диэлектрической пленке толщиной  $d$ , то прозрачность ее можно выразить соотношением  $D_1 = D_0 \exp(-2d/\alpha_1)$ , где  $\alpha_1$  — величина, зависящая от энергии туннелирующего фотоносителя  $\epsilon$ , отсчитанной вниз от дна зоны проводимости и в приближении эффективной массы  $\alpha_1 = \hbar/(2m\epsilon)^{1/2}$ . С учетом примесей механизм туннелирования носителей изменяется, так как необходимо учитывать рассеяние на этих примесных центрах. В связи с этим различают резонансное и нерезонансное подбарьерное рассеяние носителей. В первом случае энергия туннелирующего носителя близка к энергетическому уровню примеси. При нерезонансном туннелировании рассеяние на примесях мало изменяет показатель экспоненты  $2d/\alpha_1$ . В беспримесной пленке магнитное поле, параллельное ее поверхности, создает для туннелирующего носителя дополнительный потенциал

$$U(x) = (q^2 H^2 / 2mc^2)(x - x_0)^2,$$

$x_0$  — центр осциллятора Ландау. Тогда спадающая в направлении, перпендикулярном поверхности, волновая



**Рис. 5.** Рост фототока  $\Delta I_{ph} = I_{ph}^H - I_{ph}^0$  от магнитного поля  $H$  в интервале 1–20 кЭ.

функция имеет зависимость

$$\Psi(x) \propto \exp\left(-\frac{x^2}{2\lambda^2}\right) \quad (7)$$

при  $x \gg \lambda^2/\alpha_1$ , где  $\lambda$  — магнитная длина,  $\lambda = (c\hbar/qH)^{1/2}$ ; соответственно прозрачность  $D_1 \propto |\Psi(d)|^2$ . С учетом подбарьерного нерезонансного рассеяния в магнитном поле в работе [6] получено, что

$$D_1(d) \propto D_0 \exp(-2d/b_1),$$

где

$$b_1 = \alpha_1 \left[ 1 - C \left( \frac{\alpha_1}{\lambda} \right)^{4/3} / \ln B \right],$$

$C$  — постоянная,  $B$  — безразмерный коэффициент. В обоих случаях — прямого туннелирования и нерезонансного рассеяния на примесях — следует, таким образом, ожидать уменьшения прозрачности с ростом магнитного поля и, следовательно, падения фототока. В связи с этим мы полагаем, что наблюдаемую экспериментально зависимость (6) можно связать с резонансным рассеянием в магнитном поле. Проблемы резонансного туннелирования рассматривались в ряде работ и, в частности, в [7]. В этой работе рассмотрено туннелирование с участием примесей в барьерах Шоттки. Некоторые моменты этого анализа, на наш взгляд, могут быть использованы в нашем случае — туннелирование через диэлектрическую пленку. Согласно [7], полная скорость перехода через примесные центры может быть представлена в виде

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} = \frac{c_1 c_2 N_t \exp\left[-2\left(\int_{x_0}^{x_1} k dx + \int_{x_1}^{x_2} k dx\right)\right]}{c_1 \exp\left(-\int_{x_0}^{x_1} k dx\right) + c_2 \exp\left(-\int_{x_1}^{x_2} k dx\right)}, \quad (8)$$

где применительно к нашей структуре  $R_1$  и  $R_2$  — скорости перехода из полупроводника  $n$ -Si на примесные центры в диэлектрике  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $R_1$ ) и соответственно с этих центров в металл ( $R_2$ );  $c_1$  и  $c_2$  — медленно меняющиеся функции напряжения и температуры;  $N_t$  — плотность примесных центров;  $x_0$ ,  $x_1$ ,  $x_2$  — точки поворота. Скорость полного перехода будет пропорциональна максимальной (пиковой) величине (8). Коэффициент пропускания ловушки (примесного центра), согласно [8], можно представить в виде

$$T(E_x) \approx \exp\left(-2 \int_{x_0}^{x_2} |k| dx\right), \quad (9)$$

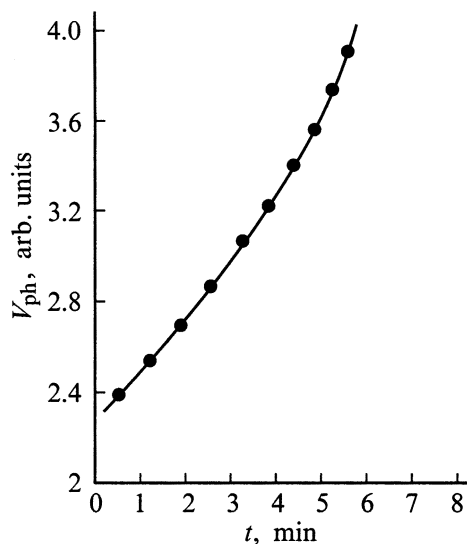
где  $k\hbar = \{2m^*[E_x - U'(x)]\}^{1/2}$ ,  $E_x$  — энергия туннелирующего электрона,  $U'(x)$  — средний потенциальный барьер в области с ловушкой.

Ловушки, таким образом, увеличивают туннельный ток, причем большинство электронов туннелирует через барьер при энергии, соответствующей энергии ловушек. Диэлектрическая пленка, полученная напылением, почти наверняка содержит определенный набор ловушек не только из-за наличия химических примесей, но и различных дефектов. Естественно, что это следует учитывать при анализе механизма туннелирования. Магнитное поле, направленное параллельно поверхности структуры, приводит к рассеянию фотоносителей, созданных монохроматическим светом. Мы считаем, что помимо упругого рассеяния на примесях имеет место также неупругое рассеяние с потерей энергии как на гетерогранице  $n$ -Si- $\text{Al}_2\text{O}_3$ , так и в слое диэлектрика. С ростом магнитного поля рассеяние увеличивается, и энергия туннелирования электрона  $E_x$  должна падать. Далее можно считать, что каждому виду ловушек соответствует свой потенциал  $U'(x)$ . Тогда с ростом магнитного поля коэффициент пропускания (9), который был максимален для одного сорта ловушек, перестает быть таковым и становится максимальным для другого сорта. Здесь становится важным плотность ловушек  $N_t$  и их распределение по энергии. Можно предположить экспоненциальное распределение ловушек по энергии  $N_t \propto \exp(-E/E_0)$ . В этом случае полный туннельный ток через набор ловушек будет определяться суммой  $\sum_i R_i$ , при этом в выражении (9) энергия туннелирующего электрона  $E_x = f(H)$ .

Изменение магнитного поля приводит к ослаблению одного канала туннелирования и к усилению другого. Возможным подтверждением предложенной качественной модели резонансного туннелирования в магнитном поле является резкое падение фототока при  $H > 18$  кЭ (рис. 5) из-за отсутствия резонанса  $E_x(H)$  и соответствующего энергетического уровня ловушек.

## 5. Влияние водорода на фотоэдс и темновой ток

В результате импульсного воздействия водорода на гетероструктуры со слоем  $\text{Al}_2\text{O}_3$  были выявлены, во-первых, существенно меньшая чувствительность по сравнению со структурами в [2] и, во-вторых, — высокие времена релаксации после выключения "импульса" водорода. Изменение фотоэдс (падение) после действия  $\text{H}_2$  в разных образцах составляло от 2 до 10 раз, а время релаксации могло достигать 5–10 мин. На рис. 6 показана характерная кривая релаксации фотоэдс  $V_{ph}$  для одного из образцов. Большие времена релаксации определяются рядом факторов, и среди них — большие времена начальной диффузии  $\text{H}_2$  через слой  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и еще более длительные времена редиффузии. Наличие глубоких ловушек в слое  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и на гетерогранице  $\text{Al}_2\text{O}_3$ - $n$ -Si, в том числе и временных, созданных поглощенным  $\text{H}_2$ , также увеличивает релаксацию фотоэдс. Изменение прямого темнового тока (увеличение) под



**Рис. 6.** Релаксация фотоэдс  $V_{ph}$  после импульсного действия водорода.

действием импульса  $H_2$  составляло 10%. Очевидно, что это связано с тем, что механизм токопрохождения управляется характеристиками и параметрами слоя  $n-Si$ , а не гетерограницы, поэтому поглощение водорода лишь несколько увеличивает коэффициент инжекции носителей.

Таким образом, в практическом отношении исследованные диодные структуры как детекторы водорода не обладают необходимыми характеристиками чувствительности и инерционности. В то же время благодаря наличию эффекта усиления фототока и слоя  $n-Si$  с пониженной концентрацией электронов (что уменьшает инерционность фотосигнала) они обладают рядом достоинств как фотодетекторы.

## Список литературы

- [1] С.В. Слободчиков, Г.Г. Ковалевская, А.В. Пенцов, Х.М. Салихов. *ФТП*, **27** (7), 1213 (1993).
- [2] Г.Г. Ковалевская, М.М. Мередов, Е.В. Руссу, Х.М. Салихов, С.В. Слободчиков. *ЖТФ*, **63** (2), 185 (1993).
- [3] С.В. Слободчиков, Е.В. Руссу, Х.М. Салихов, М.М. Мередов, А.И. Язлыева. *ФТП*, **29** (8), 1517 (1995).
- [4] R. Varon. *Phys. Rev.*, **137**(1A), A272 (1965).
- [5] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. *Токи двойной инжекции в полупроводниках* (М., Сов. радио, 1978) гл. 2, с. 73.
- [6] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *ЖТФ*, **84** (2), 811 (1983).
- [7] G.N. Parker, C.A. Mead. *Phys. Rev.*, **184** (3), 780 (1969).
- [8] J.C. Penley. *Phys. Rev.*, **128** (2), 596 (1962).

Редактор Т.А. Полянская

## The mechanism of current transport and photoelectrical characteristics of $n^+ - Si - n - Si - Al_2O_3 - Pd$ diode structures

S.V. Slobodchikov, Kh.M. Salikhov, E.V. Russu

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia

**Abstract** The current–voltage characteristics at  $T = 100$  K and  $T = 300$  K, the temperature dependence of forward current and photocurrent, the influence of magnetic field and hydrogen on photocurrent (photo-emf) have been studied. It has been found that the mechanism of current transport both at  $T = 100$  K ( $I \sim \exp(qV/4kT)$ ) and at  $T = 300$  K ( $I \sim V^m$ ,  $m = 4-5.6$ ) is determined by a double injection of carriers in diffusion approximation. The diode structures amplify photocurrent at reverse bias. The photocurrent enhancement in magnetic field ( $\Delta I_{ph} = \alpha \exp(\beta H)$ ) is explained in terms of the photocarrier tunneling under resonance scattering on trapping centers distributed exponentially in the dielectric band gap.