

Влияние фотоэдс на токопрохождение в контактах металл–полупроводник с барьером Шоттки

© Н.А. Торхов[¶]

Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов,
634050 Томск, Россия

(Получена 11 января 2011 г. Принята к печати 14 января 2011 г.)

Показано, что изменение приборных характеристик и увеличение эффективности преобразования световой энергии в электрическую в контактах металл–полупроводник с барьером Шоттки связано с влиянием встроенного в контакт электрического поля периферии. Для исследуемых контактов с большим периметром изменения приборных характеристик и эффективность преобразования световой энергии в электрическую значительно больше. Из-за того, что электрическое поле фотоэдс, как и электрическое поле периферии, в области контакта сонаправлено с собственным электрическим полем области пространственного заряда, освещение контакта приводит к более сильному увеличению „мертвой“ области на прямых ветвях вольт-амперных характеристик, более сильному уменьшению эффективной высоты барьера Шоттки и увеличению полевой эмиссии электронов. Увеличение полевой эмиссии в обратном направлении под воздействием фотоэдс приводит к увеличению рекомбинационного тока в области пространственного заряда, что и обеспечивает протекание постоянного фототока в цепи.

1. Введение

Преобразование световой энергии в электрическую в области пространственного заряда (ОПЗ) контакта металл–полупроводник (МП) с барьером Шоттки (БШ) происходит в результате поглощения квантов света и генерации электронно-дырочных пар [1–4]. Разделение зарядов (электронов и дырок) под действием сильного электрического поля E в ОПЗ контакта приводит к возникновению электродвижущей силы (фотоэдс U^{ph}) и появлению генерационного фототока I_G^{ph} (внутреннего источника, далее — источник). В результате фотоэдс обратное смещает контакт и способствует протеканию в контуре обратного тока I^{ph} . Для обеспечения протекания постоянного тока I^{ph} в замкнутом контуре, содержащем такой фотоэлемент, необходимо, чтобы, кроме генерационного фототока (источника) I_G^{ph} , внутри контакта существовал еще и рекомбинационный ток I_R — внутренний сток. Понятно, что постоянный ток в замкнутом контуре при заданном внутреннем источнике I_G^{ph} (при заданной мощности облучения) будет определяться параметрами внутреннего стока I_R . При $I_G^{\text{ph}} > I_R$ фототок в контуре будет ограничиваться током рекомбинации $I^{\text{ph}} = I_R$. При $I_G^{\text{ph}} \leq I_R$ фототок в контуре будет определяться генерационным током $I^{\text{ph}} = I_G^{\text{ph}}$.

$$I^{\text{ph}} = \begin{cases} I_R & \text{при } I_G^{\text{ph}} > I_R \\ I_G^{\text{ph}} & \text{при } I_G^{\text{ph}} \leq I_R \end{cases} \quad (1)$$

Из-за большой разницы в подвижностях электронов $\mu_e = 8500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и дырок $\mu_h = 400 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ пространственное разделение носителей зарядов в ОПЗ под воздействием электрического поля будет происходить с разной скоростью. В этом случае дырки не будут успе-

вать к металлическому контакту для участия в процессе рекомбинации. В предположении, что рекомбинация электронов и дырок происходит не в ОПЗ, а на границе раздела металл–полупроводник, электронный фототок будет значительно превышать дырочный. В этом случае замкнутый участок цепи (контур), содержащий источник эдс, должен был бы иметь участки с разным по величине значением тока, что ведет к нарушению правила Кирхгофа (сумма токов, входящих в любую точку контура, должна равняться сумме токов, выходящих из нее). Разрешить данное противоречие можно, если допустить, что внутренний сток (область, где происходит рекомбинация носителей заряда) располагается в том же месте, где и внутренний источник генерации, т. е. в ОПЗ. В результате для участия в рекомбинации электронам фототока необходимо преодолеть обратносмещенный барьер Шоттки, который препятствует их попаданию из барьерного контакта в ОПЗ. Из общих физических закономерностей понятно, что преодоление электронами барьера Шоттки может являться лимитирующим процессом, ограничивающим рекомбинационный ток, а также при $I_G^{\text{ph}} > I_R$ результирующую величину фототока в контуре I^{ph} (1). На это же указывают и эксперименты. Так, фотоэдс контакта с эффективной высотой барьера Шоттки $\phi_{bm} \approx 0.9 \text{ эВ}$ обычно приводит к смещению барьера в обратном направлении (обратносмещенный БШ) не более чем на несколько десятых долей вольта [2,3]. Значение же обратного темнового тока, который может пропустить такой барьер при обратном смещении, равном фотоэдс $U_r^* = U^{\text{ph}}$, практически совпадает со значением обратного тока насыщения $I_r(U_r^*) \approx I_{s,r}$. Величина же фототока $I^{\text{ph}}(U^{\text{ph}})$, текущего через такой барьер, обычно на несколько порядков превышает темновой ток (обратный ток насыщения $I_{s,r}$) [2,3], что не может быть объяснено в рамках известных представлений о токопрохождении носителей заряда в контактах МП с БШ без нарушения правила Кирхгофа. В результате воз-

[¶] E-mail: trkf@mail.ru

никает предположение, что фотоэдс каким-то образом повышает проводящую способность барьера Шоттки, что и приводит к увеличению рекомбинационного тока в ОПЗ.

В связи с этим в данной работе методами вольт-амперометрии с использованием изложенной в [5–8] модели распределения электрических полей в контакте МП с БШ проводятся исследования влияния фотоэдс на пропускную способность барьера Шоттки.

2. Методика проведения экспериментов

В работе исследовались золотые Au-контакты с БШ одинаковой площади S_i , но разной формы (рис. 1), сформированные на поверхности эпитаксиального слоя n -GaAs:Sn. Индексы $i = 1, 2, 3, 4, 5$ и 6 нумеруют форму контакта. Толщина эпитаксиального слоя n -GaAs с концентрацией $N_D = 6.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, выращенного методом газофазной эпитаксии на высоколегированной подложке n^+ -GaAs(100) ($N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), составляла 10 мкм. Контакты формой 1 были выполнены в виде круга диаметром $D = 100$ мкм (периметр $P_1 = 314.16$ мкм), контакты формой 2 были выполнены в виде квадратов 88.62×88.62 мкм (периметр $P_2 = 354.49$ мкм). Остальные контакты были выполнены в виде прямоугольников. Прямоугольные контакты формой 3 имели стороны 40×196.35 мкм (периметр $P_3 = 472.70$ мкм), контакт 4 — стороны 20×392.70 мкм (периметр $P_4 = 825.40$ мкм), контакты 5 — стороны 10×785.4 мкм (периметр $P_5 = 1590.80$ мкм) и контакты 6 — стороны 5×1570.8 мкм (периметр $P_6 = 3151.60$ мкм). Таким образом, исследуемые контакты имеют одинаковую площадь $S = S_1 (D = 100 \text{ мкм}) = S_2 = S_3 = S_4 = S_5 = S_6 \approx 7853.98 \text{ мкм}^2$, соответствующую площади S_1 круглого контакта диаметром $D = 100$ мкм, но разные, отличающиеся более чем в 10 раз, периметры P_i .

Контакты с БШ изготавливались по стандартному технологическому маршруту электрохимическим осаждением золотой пленки толщиной 0.1 мкм в окна фоторезистивной маски. Со стороны n^+ -подложки электрохимическим осаждением с использованием стандартных технологических операций был сформирован омический контакт на основе AuGe+Au [7,8].

Измерение прямых $I_f^{(i)}(U_f)$ и обратных $I_r^{(i)}(U_r)$ вольт-амперных характеристик (ВАХ) изготовленных контактов с БШ в формах $i = 1-6$ (см. рис. 1) происходило на автоматизированном измерителе характеристик полупроводниковых приборов с использованием механических микроманипуляторов. Погрешность измерения токов на уровне 10^{-10} А при смещении -1 В не превышала 1%. При измерении больших токов погрешность соответственно уменьшалась. Для измерения темновых (*dark*) ВАХ контактов пластина помещалась в экранированную от оптического излучения камеру.

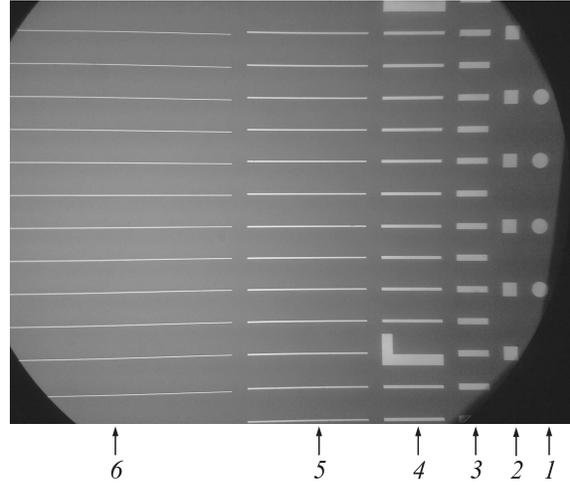


Рис. 1. Оптическое изображение золотых контактов одинаковой площади $S_i = 7853.98 \text{ мкм}^2$ формами: $i=1$ — круглые диаметром $D = 100$ мкм, $i=2$ — квадратные со стороной 88.62 мкм, $i=3$ — прямоугольные со сторонами 40×196.35 мкм, $i=4$ — со сторонами 20×392.70 мкм, $i=5$ — со сторонами 10×785.4 мкм и $i=6$ — со сторонами 5×1570.8 мкм.

Полученные таким способом темновые ВАХ полностью совпадают с ВАХ этих же контактов, помещенных в герметичные металлические корпуса, что подтверждает достаточное качество экранировки. Световые (*light*) ВАХ измерялись при освещении контактов красным светом с длиной волны $\lambda = 645 \pm 5$ нм. Прямые измерения фотоэдс контактов проводились с использованием промышленного вольтметра В7-47.

Для определения измеренной (эффективной) высоты потенциального барьера $\phi_{bm,f(r)}^{(i)}$ (f — для прямой ветви, r — для обратной ветви ВАХ) единичного контакта i -й формы методом ВАХ использовалось выражение [9]

$$\phi_{bm,f(r)}^{(i)} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{R^* T^2}{J_{S,f(r)}^{(i)}} \right), \quad R^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{\hbar^3}, \quad (2)$$

где R^* — эффективная постоянная Ричардсона, $J_{S,f(r)}^{(i)} = I_{S,f(r)}^{(i)}/S$ — плотность тока насыщения единичного контакта (f — для прямой ветви, r — для обратной ветви ВАХ), S — площадь контакта, $I_{S,f(r)}^{(i)}$ — ток насыщения единичного контакта, k — постоянная Больцмана, T — температура, q — заряд электрона. Реальная высота барьера $\phi_b^{(i)}$ контакта, согласно [9], будет определяться как

$$\phi_b^{(i)} \approx n_i \phi_{bm,f}^{(i)}. \quad (3)$$

Значение показателя идеальности N_i определялось в интервале токов $10^{-7} - 10^{-4}$ А по наклону линейного участка записанной в полулогарифмическом масштабе прямой ВАХ из выражения [9]

$$n_i = \frac{q}{kT} \frac{\partial U}{\partial (\ln(I_f^{(i)}))}. \quad (4)$$

Таблица 1. Геометрические размеры контактов 1–6 и их темновые (*dark*) приборные характеристики

Контакты	Размер контакта, мкм	Периметр P_i , мкм	$I_{S,r}^{(i)}(dark)$, А	$\varphi_{bm,r}^{(i)}(dark)$, эВ	$\Delta\varphi_{bm}^{(i)}(dark)$, эВ	$n_i(dark)$	$I_{S,f}^{(i)}(dark)$, А	$\varphi_{bm,f}^{(i)}(dark)$, эВ	$\Delta U_f^{(i)}(dark)$, В (leakage)
1	Диаметр $D = 100$	314.16	$3 \cdot 10^{-8}$	0.627	0.298	1.05	$3 \cdot 10^{-13}$	0.925	0.11
2	88.62×88.62	354.49	$4.5 \cdot 10^{-8}$	0.614	0.311	1.06	$4.3 \cdot 10^{-13}$	0.916	0.13
3	40×196.35	472.70	$5.5 \cdot 10^{-8}$	0.609	0.316	1.06	$5.2 \cdot 10^{-13}$	0.911	0.14
4	20×392.70	825.40	$8 \cdot 10^{-8}$	0.600	0.327	1.07	$7.4 \cdot 10^{-13}$	0.902	0.15
5	10×785.4	1590.80	$15 \cdot 10^{-8}$	0.586	0.339	1.08	$9 \cdot 10^{-13}$	0.897	0.17
6	5×1570.8	3157.60	$2.5 \cdot 10^{-7}$	0.578	0.347	1.09	10^{-12}	0.894	0.21

Таблица 2. Световые (*light*) приборные характеристики контактов 1–6

Контакты	$I_{S,r}^{(i)}(light)$, А	I_i^{ph} , А	$\varphi_{bm,r}^{(i)}(light)$, эВ	$\Delta\varphi_{bm}^{(i)}(light)$, эВ	$n_i(light)$	$I_{S,f}^{(i)}(light)$, А	$\varphi_{bm,f}^{(i)}(light)$, эВ	$\Delta U_f^{(i)}(light)$, В	U_i^{ph} , В
1	$1 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-8}$	0.596	0.329	1.03	$2.1 \cdot 10^{-13}$	0.934	0.24	0.24
2	$5 \cdot 10^{-7}$	$4.55 \cdot 10^{-7}$	0.555	0.370	1.03	$1.8 \cdot 10^{-13}$	0.939	0.31	0.28
3	$1 \cdot 10^{-6}$	$9.945 \cdot 10^{-7}$	0.532	0.393	1.02	$1.5 \cdot 10^{-13}$	0.943	0.32	0.31
4	$1.5 \cdot 10^{-6}$	$1.42 \cdot 10^{-6}$	0.523	0.402	1.01	10^{-13}	0.953	0.33	0.31
5	$3 \cdot 10^{-6}$	$2.85 \cdot 10^{-6}$	0.508	0.416	1.00	$9 \cdot 10^{-14}$	0.956	0.36	0.37
6	$5 \cdot 10^{-6}$	$4.75 \cdot 10^{-6}$	0.495	0.430	1.00	$8 \cdot 10^{-14}$	0.960	0.38	0.38

3. Результаты

Поведение темновых (*dark*) прямых $I_f^{(i)}(U_f)$ и обратных $I_r^{(i)}(U_r)$ ВАХ (рис. 2) полностью укладывается в рамки сформированных в работе [8] представлений о влиянии периферии на токопрохождение в контактах МП с БШ. На прямых ВАХ отчетливо видно наличие „мертвых“ зон, характеризующихся практически полным отсутствием прямых токов в интервале прямых смещений $0 \leq U_f \leq \Delta U_f^{(i)}$ ($\Delta U_f^{(i)}$ — верхняя граница *i*-й мертвой зоны), а обратные темновые токи насыщения $I_{S,r}^{(i)}(dark)$ (табл. 1) почти на 5 порядков превышают темновые токи насыщения прямых ВАХ $I_{S,f}^{(i)}(dark)$. Токи насыщения прямых темновых ВАХ $I_{S,f}^{(i)}(dark)$ контактов 1–6 имеют близкие значения. Определенные (по темновым данным) с использованием выражения (2) значения эффективных высот барьеров $\varphi_{bm,f}^{(i)}(dark)$ для прямых ВАХ контактов 1–6 незначительно уменьшаются с увеличением периметра P_i . Заметны и более сильные отличия, вызванные разной формой контактов. Хорошо видно, что по мере увеличения протяженности периметра P_i контактов 1–6 разность токов насыщения прямых $I_{S,f}^{(i)}(dark)$ и обратных $I_{S,r}^{(i)}(dark)$ темновых ВАХ увеличивается и для контактов 6 достигает 6 порядков (рис. 2). Значения эффективных высот барьеров темновых обратных ВАХ контактов 1–6 с увеличением протяженности периметра уменьшаются значительно сильнее — от $\varphi_{bm,r}^{(1)} = 0.627$ эВ до $\varphi_{bm,r}^{(6)} = 0.578$ эВ (табл. 1). Кроме того, увеличение протяженности периметра P_i приводит также и к значительным увеличениям значений

$\Delta U_f^{(i)}(dark)$ от 0.11 до 0.21 В и значений показателя идеальности $n_i(dark)$ от 1.05 до 1.09 (табл. 1).

На рис. 3 представлены прямые темновые (а) и соответствующие им световые (b) ВАХ контактов 1–6. Освещение контактов приводит к незначительному уменьшению прямых токов насыщения $I_{S,f}^{(i)}(light)$, соответствующему увеличению эффективной высоты барьера

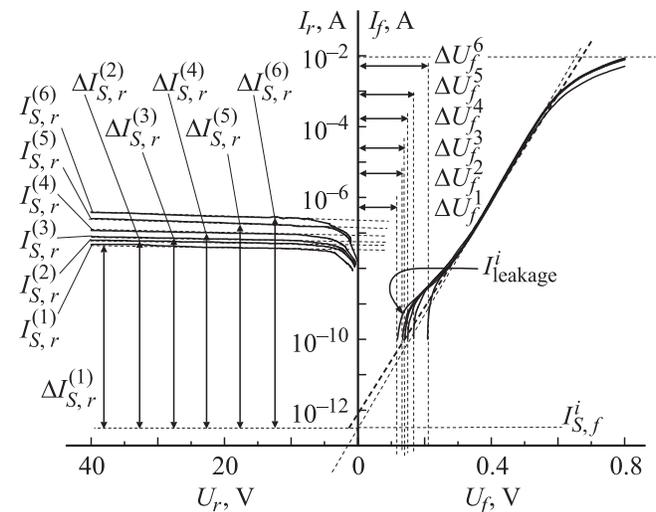


Рис. 2. Прямые $I_f^{(i)}(U_f)$ и обратные $I_r^{(i)}(U_r)$ темновые вольт-амперные характеристики контактов с барьерами Шоттки Au/n-GaAs в формах $i = 1, 2, 3, 4, 5$ и 6 (см. рис. 1). Токи насыщения для ветвей вольт-амперных характеристик: $I_{S,f}^{(i)}$ — прямых, $I_{S,r}^{(i)}$ — обратных. $\Delta U_f^{(i)}$ — границы „мертвых“ областей на прямых ветвях характеристик.

$\varphi_{bm,f}^{(i)}(light)$, значительно увеличению границ „мертвых“ зон $\Delta U_f^{(i)}(light)$ (рис. 3, б) и уменьшению значений показателя идеальности $n_i(light)$ (табл. 2). Для световых прямых ВАХ увеличение протяженности периметра P_i в отличие от темновых приводит к дальнейшему понижению токов насыщения $I_{s,f}^{(i)}(light)$ и увеличению эффективной высоты барьера $\varphi_{bm,f}^{(i)}(light)$ (табл. 2). Значения показателя идеальности $n_i(light)$, как и значения прямых токов насыщения $I_{s,f}^{(i)}(light)$, с увеличением P_i уменьшаются (табл. 2). Прямые измерения значений фотоэдс U_i^{ph} (табл. 2) с использованием промышленного вольтметра В7-47 показали, что в общем случае

$$U_i^{ph} = \Delta U_f^{(i)}(light). \quad (5)$$

Согласно полученным результатам (табл. 2), увеличение протяженности периметра более чем в 10 раз, от 314.16 до 3157.60 мкм, приводит к увеличению значений U_i^{ph} более чем в 1.5 раза. Поэтому увеличение размеров мертвых зон $\Delta U_f^{(i)}(light)$ при увеличении P_i указывает

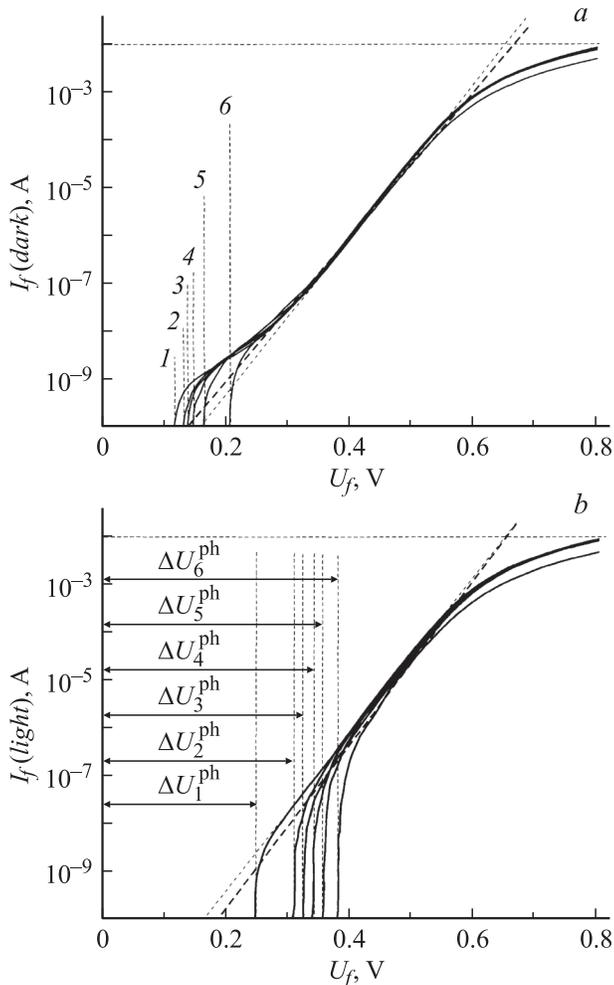


Рис. 3. Прямые ветви вольт-амперных характеристик контактов Au/n-GaAs в формах $i = 1, 2, 3, 4, 5$ и 6 (см. рис. 1): a — темновые ($dark$), b — световые ($light$).

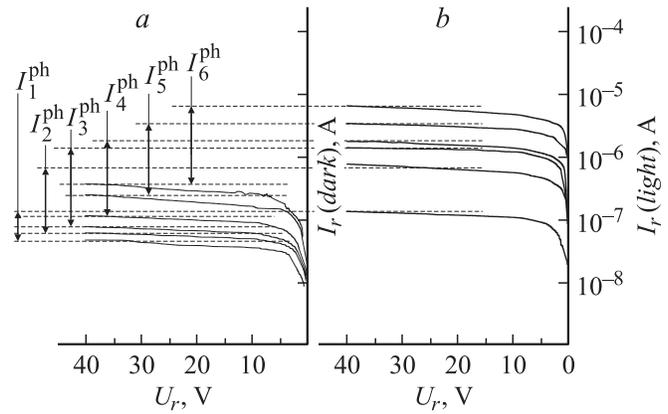


Рис. 4. Обратные ветви вольт-амперных характеристик контактов Au/n-GaAs в формах $i = 1, 2, 3, 4, 5$ и 6 (см. рис. 1): a — темновые ($dark$), b — световые ($light$).

на значительную роль периферии в формировании фотоэдс и, как следствие, фототока в контакте МП с БШ.

На рис. 4 представлены темновые и соответствующие им световые обратные ВАХ контактов 1–6. Как и для темновых ВАХ, значения обратных токов насыщения $I_{s,r}^{(i)}(light)$ световых обратных ВАХ увеличивается при увеличении P_i . При этом их значения на 2–3 порядка превышают значения обратных токов насыщения $I_{s,r}^{(i)}(dark)$ темновых обратных ВАХ, что указывает на значительное понижение эффективной высоты барьера обратных световых ВАХ. Легко понять, что разность

$$I_i^{ph} = I_{s,r}^{(i)}(light) - I_{s,r}^{(i)}(dark) \quad (6)$$

есть не что иное, как фототок, текущий в замкнутом контуре через контакт МП с БШ под воздействием фотоэдс (табл. 2). Из табл. 2 видно, что увеличение P_i от 314.16 до 3157.60 мкм приводит к увеличению фототока почти на 2 порядка. Это, в частности, подтверждает значительную роль периферии в формировании фототока в контактах МП с БШ под воздействием света.

При сравнении темновых и световых ВАХ контактов 1–6, возникает вопрос о механизме протекания фототока в замкнутом контуре, содержащем фотоэлемент на основе контакта МП с БШ. Из темновых обратных ВАХ видно, что обратносмещенный барьер Шоттки ($U_r \approx -0.5$ В) исследуемых контактов не может пропускать ток, превышающий $I_{s,r}^{(i)}(dark)$. В то же время при наличии освещения при меньшем значении обратного смещения $U_r = U_i^{ph} < 0.5$ В через контакт текут значительно большие токи. Получается, что при наличии освещения обратносмещенный барьер Шоттки становится более прозрачным для электронов. То, каким образом освещение влияет на проводящую способность контакта МП с БШ, станет понятным при обсуждении результатов экспериментов.

4. Обсуждение результатов

Особенности в поведении прямых и обратных темновых ВАХ контактов 1–6 (рис. 2) можно объяснить на основе предложенной в работах [5–8] модели распределения электрических полей в ограниченных периметром P_i контактах МП с БШ. Было показано, что в контактах МП с БШ существует соизмеримое по абсолютной величине и сонаправленное с собственным электрическим полем ОПЗ, образованное периферией контакта дополнительное встроенное в контакт электрическое поле $E_l^{(i)}$ ореола l_i [5–7], приводящее к появлению мертвой области ΔU_f^i [8] на прямых ВАХ. Данное поле формирует в контакте дополнительный встроенный потенциал φ_i^* , который и приводит к значительному понижению эффективной высоты БШ $\varphi_{bm,r}^{(i)}$ для обратных ВАХ на величину $\Delta\varphi_{bm,r}^{(i)} = \varphi_i^*$. В [8] было показано, что $\Delta U_f^i \approx \varphi_i^*$, а

$$\varphi_i^* = \Delta\varphi_{bm}^{(i)} = \varphi_{bm,f}^{(i)} - \varphi_{bm,r}^{(i)}. \quad (7)$$

В случае световых и темновых ВАХ встроенный потенциал может быть найден как

$$\varphi_i^* = \begin{cases} \varphi_{bm,f}^{(i)}(dark) - \varphi_{bm,r}^{(i)}(dark) \\ \varphi_{bm,f}^{(i)}(light) - \varphi_{bm,r}^{(i)}(light) \end{cases}. \quad (8)$$

В данном случае измеренные из прямых ВАХ значения $\Delta U_f^i(dark)$ (табл. 1) почти в 2 раза меньше значений встроенных потенциалов φ_i^* , приводящих к уменьшению эффективных высот БШ для обратных ВАХ контактов $i = 1–6$. Отличие измеряемых значений $\Delta U_f^i(dark)$ от реальных φ_i^* объясняется наличием токов утечки при $I_f^{(i)}(U_f) < 10^{-8}$ А (рис. 2). Несмотря на это, встроенного электрического поля $E_l^{(i)}$ достаточно, чтобы практически исключить токи утечки при $U_f < \Delta U_f^i(dark)$ (рис. 2, табл. 1). Значение встроенного потенциала φ_i^* может быть определено также и по разности поверхностных потенциалов сплошной металлической пленки $\varphi_m(film)$ и металлических контактов $\varphi_m^{(i)}(contact)$ [5–7]:

$$\varphi_i^* = \varphi_m(film) - \varphi_m^{(i)}(contact). \quad (9)$$

Согласно [5–7], электрическое поле ореола

$$E_l^{(i)} = E(grad) - E_i^* \quad (10)$$

вокруг одиночного металлического контакта сформировано суперпозицией электрического поля

$$E(grad) = \varphi_s - \varphi_m = const, \quad (11)$$

где φ_m — поверхностный потенциал сплошной металлической пленки, а φ_s — потенциал свободной (вне ореола контакта) полупроводниковой поверхности и противоположно направленным ему нескомпенсированным по периферии ОПЗ контакта электрическим полем E_i^* . Для заданной системы металл–полупроводник $E(grad)$

постоянно и не зависит от формы металлического контакта. Значение E_i^* , согласно теореме Остроградского–Гаусса, определяется плотностью потока вектора смещения электрического поля через боковую поверхность ОПЗ и поэтому зависит от размеров и формы контакта. Размер контакта определяет величину электрического заряда в ОПЗ, а форма контакта — площадь боковой поверхности ОПЗ, через которую выходит поток вектора смещения нескомпенсированного электрического поля E_i^* . Понятно, что минимальная площадь боковой поверхности и соответственно максимальная плотность потока вектора смещения электрического поля через боковую поверхность ОПЗ будет для круглых контактов. По мере удлинения контакта (при сохранении площади и соответственно заряда ОПЗ) его периметр P_i будет увеличиваться, что приведет к увеличению площади боковой поверхности ОПЗ и уменьшению плотности потока вектора смещения нескомпенсированного электрического поля E_i^* . Это, согласно (10), приведет к увеличению значения встроенного электрического поля периферии $E_l^{(i)}$. В результате для контактов с большим периметром P_i напряженность электрического поля $E_l^{(i)}$ и соответственно встроенный в контакт электрический потенциал φ_i^* будут больше. Наличие встроенного потенциала φ_i^* приводит к понижению эффективной высоты барьера $\varphi_{bm,r}^{(i)}$ обратных темновых ВАХ на величину $\Delta\varphi_{bm}^{(i)} = \varphi_i^*$ [8] за счет увеличения полевой эмиссии электронов (рис. 5, а, кривая 2). Заметим, что для круглых золотых контактов диаметром 5–10 мкм значения $\Delta\varphi_{bm}^{(i)}(dark) = \varphi_i^*$ могут достигать от 0.4 [8] до 0.6 В [6]. Для прямых ВАХ встроенное поле $E_l^{(i)}$ и соответственно потенциал φ_i^* не оказывают значительного влияния на эффективную высоту барьера. Это вызвано тем, что вектор напряженности встроенного электрического поля $E_l^{(i)}$ совпадает по направлению с вектором напряженности электрического поля ОПЗ и соответственно направлен противоположно вектору напряженности электрического поля внешнего прямого смещения. В результате темновой ток в прямом направлении через контакт будет протекать только после полной компенсации встроенного электрического поля электрическим полем внешнего смещения $E_{external}^{(i)}$, когда $E_l^{(i)}$ уже не оказывает значительного (по сравнению с высотой барьера для обратных ВАХ) влияния на эффективную высоту барьера прямых темновых ВАХ. Заметно лишь незначительное влияние $E_l^{(i)}$, приводящее к незначительному уменьшению $\varphi_{bm,f}^{(i)}(dark)$ за счет полевой эмиссии, проявляющееся на прямых темновых ВАХ в увеличении показателя идеальности n_i при увеличении протяженности периметра P_i (табл. 1). Отсутствие тока в прямом направлении при $E_{external}^{(i)} < E_l^{(i)}$ приводит к образованию „мертвой“ зоны на начальном участке прямой ВАХ от 0 до $\Delta U_f^i \approx \varphi_i^*/q$. Усиление $E_l^{(i)}$ (увеличение встроенного потенциала φ_i^*) в результате удлинения контактов приводит к большему

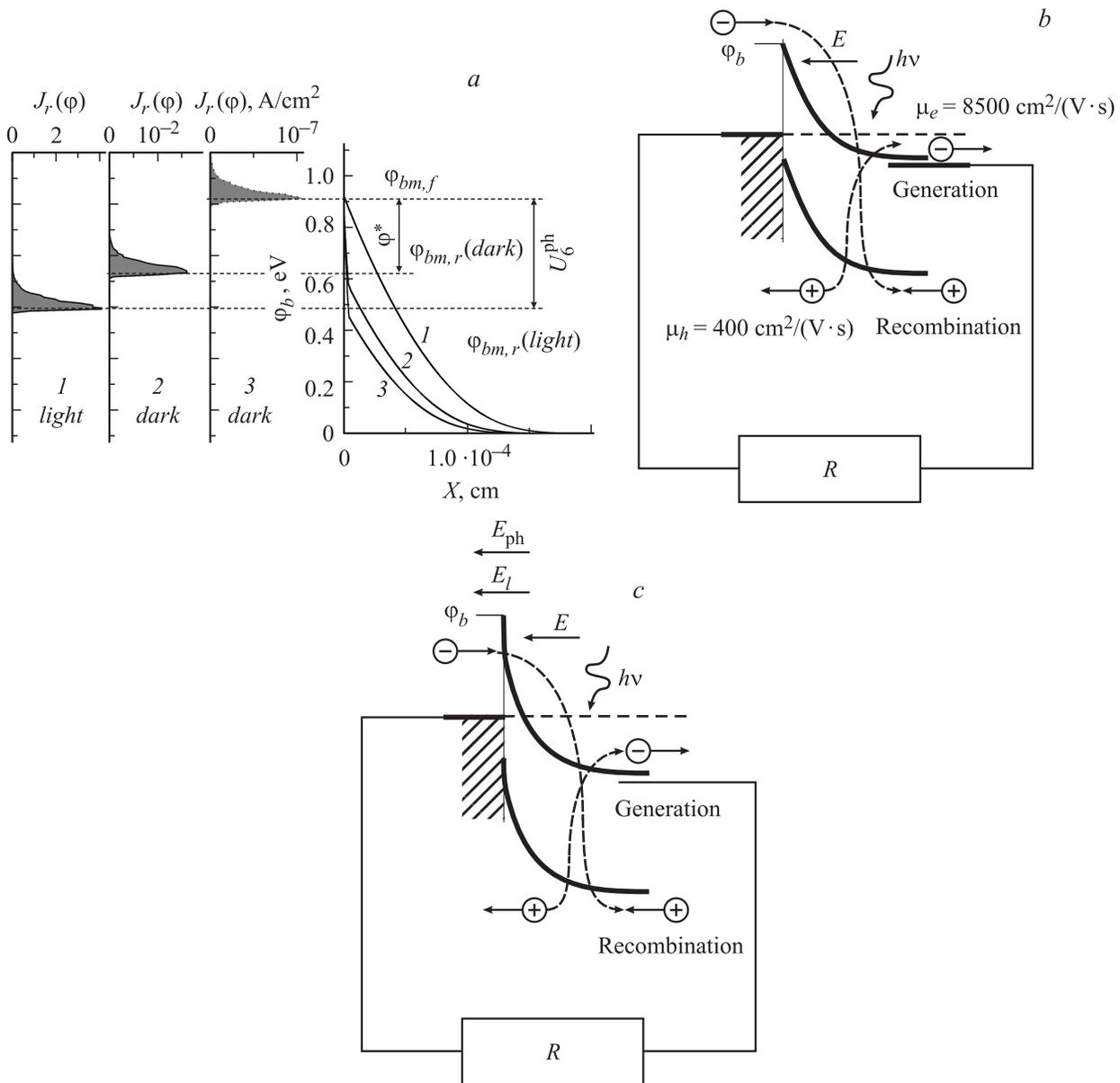


Рис. 5. Расчет плотности тока полевой эмиссии в зависимости от энергии электрона при обратном смещении $U_r = -0.3 \text{ В}$ [12]: $J_r(\phi)$ — через барьер $\phi_b(x)$ (кривая 1) без учета влияния встроенного электрического поля периферии $E_l^{(i)}$, $J_r(\text{dark})$ — через барьер $\phi_b(x)$ (кривая 2) с учетом влияния встроенного электрического поля $E_l^{(i)}$ и $J_r(\text{light})$ — через барьер $\phi_b(x)$ (кривая 3) с учетом влияния встроенных электрического поля периферии $E_l^{(i)}$ и электрического поля $E_{ph}^{(i)}$ фотоэда (a). Схема протекания фототока в замкнутом контуре, состоящем из сопротивления R , соединений и фотоэлемента на основе контакта металл-полупроводник с БШ с изображением энергетической диаграммы контакта без учета влияния встроенных электрических полей (b) и с учетом встроенных электрических полей $E_l^{(i)}$ и $E_{ph}^{(i)}$ (c).

уточнению барьера Шоттки вблизи вершины и увеличению полевой эмиссии электронов, увеличению обратных токов насыщения $I_{s,r}^{(i)}$ и соответственно к уменьшению эффективной высоты барьера для обратных ВАХ, что мы и наблюдаем в эксперименте (рис. 2). Согласно [5–7], увеличение ϕ_i^* , произошедшее в результате увеличения протяженности периметра контакта, должно привести к увеличению значений „мертвой“ зоны $\Delta U_f^{(i)}$, что мы также наблюдаем на прямых ВАХ исследуемых

контактов (рис. 2). Данное обстоятельство полностью подтверждает сделанный в [5–7] вывод о том, что вектор напряженности встроенного электрического поля периферии $E_l^{(i)}$ в области контакта сонаправлен с вектором напряженности собственного электрического поля ОПЗ.

Влияние света приводит к заметным количественным изменениям в поведении световых прямых и обратных ВАХ диодов 1–6: значительному увеличению абсолютных значений обратных токов насыщения $I_{s,r}^{(i)}(\text{light})$,

увеличению размеров мертвых зон $\Delta U_f^{(i)}(light)$ и уменьшению значений показателя идеальности $n_i(dark)$. При этом, как было показано выше, увеличение периметра P_i сопровождается также и значительным относительным увеличением $I_{S,r}^{(i)}$, $\Delta U_f^{(i)}$ и уменьшением n_i . Столь заметная роль периферии в формировании фотоэда и в изменении приборных характеристик может объясняться увеличением встроенного поля периферии E_l при увеличении P_i . Интересно, что, согласно прямым измерениям, формируемая в контакте фотоэд практически равна $U_i^{ph} \approx \Delta U_f^{(i)}(light)$, а не разности $U_i^{ph} \approx \Delta U_f^{(i)}(light) - \Delta U_f^{(i)}(dark)$. Это указывает на то, что встроенное электрическое поле E_l одновременно с собственным электрическим полем ОПЗ участвует в формировании фотоэда в контакте (рис. 5, а). Так как длина волны $\lambda = 0.65$ мкм значительно больше толщины Au-металлизации 0.1 мкм, используемый для генерации электронно-дырочных пар монохроматический свет способен проникать в ОПЗ не только по периферии контакта, но и сквозь металлическую Au-пленку по всей его площади. На это же указывают и прямые эксперименты по исследованию проницаемости монохроматического света ($\lambda = 0.65$ мкм) через сплошные Au-пленки толщиной 0.1 мкм.

Как было сказано выше, для выполнения правила Кирхгофа и условия (1) необходимо, чтобы обратносмещенный барьер Шоттки мог пропускать ток, превышающий темновой ток (обратный ток насыщения $I_{S,r}^{(i)}$) на несколько порядков. Согласно существующим моделям распределения электрических полей в контакте МП с БШ [10,11], обратное смещение, равное по величине фотоэда $U_r = U_i^{ph}$ (табл. 2, рис. 5, б), не может обеспечить обратный ток через барьер Шоттки, равный по величине фототоку I_i^{ph} . Так, согласно обратным темновым ВАХ (рис. 4), барьер Шоттки исследуемых круглых контактов при обратном смещении $-0.38 \leq U_r \leq -0.24$ В может пропускать ток $< 5 \cdot 10^{-8}$ А, которого абсолютно недостаточно для выполнения правила Кирхгофа и непрерывного протекания фототока, превышающего по величине темновой ток на несколько порядков (рис. 5, а, $J_r(2) dark$ и $J_r(1) dark$). Понятно, что количество генерируемых в ОПЗ электронно-дырочных пар зависит от интенсивности монохроматического света. Увеличение интенсивности света приводит к росту их количества и соответственно к росту генерационного тока $I_G^{(i)}$. В то же время, если предположить, что пропускная способность обратносмещенного барьера Шоттки не изменяется, то ограниченный эффективной высотой барьера $\varphi_{bm,r}^{(i)}(dark)$ поток электронов из металлического контакта в ОПЗ будет препятствовать увеличению рекомбинационного тока $I_R^{(i)}$. Согласно (1), при $I_R^{(i)} < I_G^{(i)}$ процесс рекомбинации будет являться лимитирующим процессом, ограничивающим протекание фототока $I_i^{ph} = I_R^{(i)}$. Из этого, в частности, следует, что любое понижение эффективной высоты $\varphi_{bm,r}^{(i)}$ обратносмещенного барьера Шоттки (например, за счет встроенного поля $E_l^{(i)}$) будет

приводить к увеличению рекомбинационного тока $I_R^{(i)}$ и, согласно (1), к увеличению фототока I_i^{ph} . Используя изложенную в [5–8] модель распределения электрических полей в контактах МП с БШ и опираясь на полученные выше результаты, можно понять, каким образом фотоэд увеличивает пропускную способность барьера Шоттки. Несложно подсчитать, что увеличение обратного тока с $1 \cdot 10^{-7}$ А до $5 \cdot 10^{-6}$ А для световых ВАХ (рис. 4) возможно только при уменьшении эффективной высоты барьера на $\varphi_{bm,r}^{(1)} - \varphi_{bm,r}^{(6)} = 0.596 - 0.495 = 0.101$ В, что достаточно близко к разности значений фотоэда $U_6^{ph} - U_1^{ph} = 0.38 - 0.24 = 0.14$ (табл. 1 и 2). При этом на прямых ВАХ влияние фотоэда проявляется в дополнительном увеличении „мертвой“ области на 0.14 В (табл. 2). Из-за наличия токов утечки $I_{leakage}^{(i)}$ (рис. 2) значения $\Delta U_f^{(i)}(light)$ занижены и поэтому сравнивать изменения $\Delta U_f^{(i)}(light) - \Delta U_f^{(i)}(dark)$ с изменениями $\varphi_{bm,r}^{(i)}(dark) - \varphi_{bm,r}^{(i)}(light)$ в данном случае будет некорректно. Увеличение „мертвой“ области при наличии освещения вызвано тем, что вектор напряженности электрического поля $E_{ph}^{(i)}$ фотоэда, как и вектор $E_l^{(i)}$, направлен противоположно вектору напряженности электрического поля внешнего прямого смещения U_f . В результате для протекания прямого тока в цепи необходимо приложить большее на величину $\Delta U_f^{(i)} = \varphi_i^*$ значение прямого смещения U_f для полной компенсации встроенных в контакт электрических полей (рис. 5, а). Таким образом, влияние фотоэда на пропускную способность барьера в обратном направлении аналогично влиянию встроенного потенциала φ_i^* электрического поля периферии $R_l^{(i)}$ на обратный ток насыщения $I_{S,r}^{(i)}$. Действительно, вектор напряженности электрического поля $E_{ph}^{(i)}$ фотоэда в области контакта, как и вектор встроенного поля $E_l^{(i)}$, сонаправлен с собственным вектором напряженности электрического поля ОПЗ. Это приводит к дополнительному утончению барьера при более меньших значениях энергии (рис. 5, а, кривая 3) и более сильному эффективному понижению высоты барьера $\varphi_{bm,r}^{(i)}(light)$ (рис. 5, а, $J_r(3) light$). Значительное понижение эффективной высоты барьера для обратной ВАХ при освещении контакта делает возможным выполнение условия непрерывности тока в цепи (правила Кирхгофа) и протекание фототока I_i^{ph} (рис. 5, с).

Уменьшение показателя идеальности $n_i(light)$ прямых световых ВАХ при увеличении периметра P_i , в отличие от темновых, можно объяснить увеличением эффективной высоты барьера $\varphi_{bm,f}^{(i)}(light)$ относительно $\varphi_{bm,f}^{(i)}(dark)$ за счет приложения большего значения прямого смещения $U_f^{(i)}$ для компенсации более сильного встроенного электрического поля $E_{ph}^{(i)}$ фотоэда.

Таким образом, было показано, что размер периферийной области контактов МП с БШ оказывает значительное влияние на эффективность преобразования световой энергии в электрическую в контактах МП с БШ.

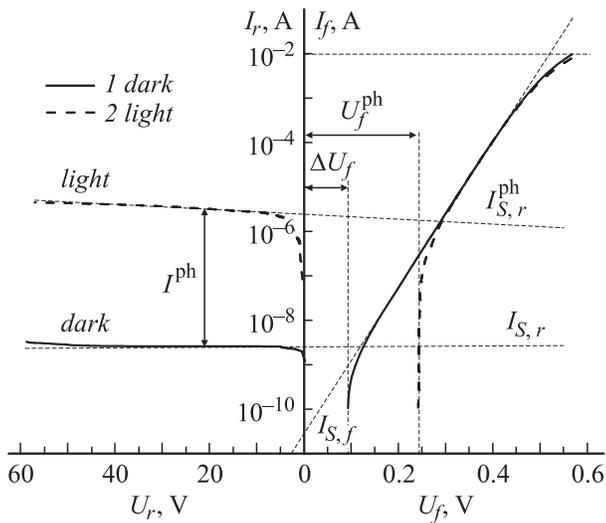


Рис. 6. Темновые (*dark*) и световые (*light*) прямые и обратные ВАХ контакта металл-полупроводник с БШ площадью $S = 7853.98 \text{ мкм}^2$ с повышенной эффективностью преобразования световой энергии в электрическую.

С использованием полученных результатов был разработан контакт МП с БШ аналогичной площади ($S = 7853.98 \text{ мкм}^2$) с увеличенной эффективностью преобразования световой энергии в электрическую. На рис. 6 представлены его темновые и световые ВАХ. Хорошо видно, что для этих контактов ток фотоэдс более чем на 3 порядка превышает темновой ток.

5. Заключение

Было показано, что электрическое поле периферии оказывает значительное влияние на прямую и обратную ветви ВАХ исследуемых контактов МП с БШ. Для темновых (*dark*) ВАХ используемых контактов Au/n-GaAs увеличение периметра контакта P_i от 314.16 до 3157.60 мкм (при одинаковых площадях $S_i = 7853.98 \text{ мкм}^2$) приводит к значительному уменьшению (от 0.627 до 0.578 эВ) эффективной высоты барьера $\phi_{bm,r}^{(i)}$ для обратных ВАХ и к значительному (от 0.11 до 0.21 В) увеличению размеров $\Delta U_f^{(i)}$ (*dark*) „мертвых“ областей для прямых ВАХ. Незначительное (от 0.925 до 0.894 эВ) уменьшение эффективной высоты барьера $\phi_{bm,f}^{(i)}$ (*dark*) для прямых ВАХ приводит к росту показателя идеальности n_i (*dark*) (от 1.05 до 1.09).

Освещение контакта приводит к более сильному понижению эффективной высоты барьера $\phi_{bm,r}^{(i)}$ (*light*) для обратной световой (*light*) ВАХ (от 0.596 для $P_1 = 314.16 \text{ мкм}$ до 0.495 эВ для $P_6 = 3157.60 \text{ мкм}$). Для прямых световых ВАХ освещение контакта приводит к более слабому (от 0.934 для $P_1 = 314.16 \text{ мкм}$ до 0.960 эВ для $P_6 = 3157.60 \text{ мкм}$) относительному увеличению эффективной высоты барьера $\phi_{bm,f}^{(i)}$ (*light*), что сопровождается уменьшением показателя идеальности

n_i (*light*) (от 1.3 для $P_1 = 314.16 \text{ мкм}$ до 1.00 для $P_6 = 3157.60 \text{ мкм}$). Увеличение размеров мертвой области $\Delta U_f^{(i)}$ (*light*) (от 0.24 для $P_1 = 314.16 \text{ мкм}$ до 0.38 В для $P_6 = 3157.60 \text{ мкм}$) связано с влиянием электрического поля фотоэдс $E_{ph}^{(i)}$, возникающего в контакте под воздействием света. Таким образом, видно, что размер периметра P_i при этом также оказывает значительное влияние на приборные характеристики контактов — для исследуемых контактов с большим периметром изменения приборных характеристик значительно больше.

С использованием предложенной модели распределения электрических полей в контактах металл-полупроводник с БШ было показано, что изменение приборных характеристик и увеличение эффективности преобразования световой энергии в электрическую в контактах МП с БШ связано с влиянием встроенного в контакт электрического поля периферии $E_l^{(i)}$, значение которого для конкретного контакта определяется протяженностью периметра P_i . Было показано, что электрическое поле фотоэдс $E_{ph}^{(i)}$, как и электрическое поле периферии $E_l^{(i)}$ в области контакта, сонаправлено с собственным электрическим полем ОПЗ. Это приводит к значительному увеличению „мертвой“ области $\Delta U_f^{(i)}$ и более сильному уменьшению эффективной высоты БШ $\phi_{bm,r}^{(i)}$ (*light*) для обратных ВАХ за счет утончения барьера и увеличения полевой эмиссии электронов из металлического контакта в ОПЗ. Увеличение полевой эмиссии значительно (на несколько порядков) увеличивает проводящую способность обратносмещенного барьера Шоттки, что способствует увеличению рекомбинационного тока и обеспечивает протекание постоянного фототока в цепи.

Предложенная в [5–8] модель влияния периферии контакта МП на его электрофизические характеристики полностью подтверждается наблюдаемыми фотоэлектрическими явлениями в контактах МП и позволяет описать механизм протекания фототока в замкнутом контуре, содержащем фотоэлемент на основе контакта МП с БШ.

Список литературы

- [1] S.M. Sze. *Modern Semiconductor Device Physics* (John Wiley & Sons Inc., 1997).
- [2] Murat Soylu, Fahrettin Yakuphanoglu. *Thin sol. Films.* (2010). doi:10.1016/j.tsf.2010.10.030.
- [3] A.A.M. Farag, I.S. Yahia, M. Fadel. *Int. J. Hydrogen Energy*, **34**, 4906 (2009).
- [4] R. Reineke, R. Memming. *Surf. Sci.*, **192**, 66 (1987).
- [5] Н.А. Торхов. Изв. вузов. Физика. Деп. в ВИНТИ № 334–В2008 от 18.04.2008.
- [6] Н.А. Торхов, В.Г. Божков, И.В. Ивонин, В.А. Новиков. *Поверхность*, **11**, 1 (2009).
- [7] Н.А. Торхов, В.А. Новиков. *ФТП*, **45** (1), 70 (2011).
- [8] Н.А. Торхов. *ФТП*, **44** (6), 767 (2010).
- [9] В.Г. Божков, С.Е. Зайцев. Изв. вузов. Радиофизика, **XLVII** (9), 769 (2004).
- [10] W. Schottky. *Naturwiss.*, **26**, 843 (1938).
- [11] N.F. Mott. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **34**, 568 (1938).

[12] Н.А. Торхов. ФТП, 35 (7), 823 (2001).

Редактор Т.А. Полянская

The influence of open-circuit voltage on circuit passage in metal-semiconductor contacts with the Schottky barrier

N.A. Torkhov

Institute of Semiconductor Devices,
634050 Tomsk, Russia

Abstract It was confirmed that the change of instrumental characteristics and efficiency increase in the conversion of the light energy into electrical one in metal-semiconductor contacts with the Schottky barrier is related to the influence of peripheral electric field that is included in the contact. For investigated contacts with the large perimeter of changing instrumental characteristics the efficiency of converting light energy into the electrical one is much higher. Taking into consideration the fact that the open-circuit voltage electrical field as well as the peripheral electrical field is codirected with own electrical field of space-charge region (SCR) in the contact area, the lighting of the contact leads to a more powerful increase of the „dead“ area in straight current-volt characteristic and more powerful decrease of the Schottky barrier effective height and increase of the field electron emission. The field emission increase in the opposite direction under the influence of the open-circuit voltage leads to the recombination current increase in SCR, which provides the direct photoelectric current flow in the circuit.