

# Влияние направления освещения на распределение поля в высокоомных структурах металл–полупроводник

© Б.И. Резников

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

(Получена 18 января 2001 г. Принята к печати 12 марта 2001 г.)

Изучена зависимость распределения поля от интенсивности освещения в сильно смещенной высокоомной структуре металл–полупроводник, освещаемой собственным монохроматическим светом. Выявлены различия в распределении поля при освещении со стороны анода и катода, обусловленные в толще разностью подвижностей фотоносителей, а вблизи освещаемой поверхности — различным направлением диффузионного и дрейфового потоков для более подвижных электронов. Показано, что при освещении со стороны катода распределение поля в толще не монотонно. Оно убывает в тонком слое с удалением от освещаемого катода, проходит через минимум и растет в направлении к аноду. С увеличением интенсивности освещения квазинейтральная область в окрестности минимума поля расширяется в направлении к аноду и минимальное поле убывает, в то время как поле у освещаемого катода при малых интенсивностях уменьшается, а при больших интенсивностях растет. При достаточно больших интенсивностях освещения координатная зависимость поля в толще чистых кристаллов как функция расстояния от освещаемого электрода не зависит от направления освещения.

## 1. Введение

Пространственная перестройка электрического поля при освещении — фундаментальный физический эффект, используемый в современных оптоэлектронных приборах. Это детекторы излучений и светоуправляемые оптоэлектронные приборы для обработки информации и регистрации сигналов оптического изображения [1]. Элементной базой таких приборов являются структуры металл–полупроводник (МПП) с туннельно тонким диэлектриком на границе раздела, изготовленные на основе широкозонных высокоомных компенсированных кристаллов (например, CdTe). Действие приборов основано на зависимости свойств оптической среды от электрического поля, которое изменяется в объеме кристалла из-за накопления и перераспределения фотоиндуцированного объемного заряда свободных носителей.

Теоретическое исследование распределения поля в высокоомных МПП структурах, освещаемых собственным светом, установило закономерности зависимости распределений поля от интенсивности излучения  $I_i$ , вошедшего в полупроводник  $E(x, I_i)$  [2–5]. С увеличением интенсивности освещения поле уменьшается вблизи освещаемого электрода и увеличивается вблизи темного электрода. Характерный масштаб интенсивности

$$I_* = \frac{8 j_*}{9 e} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\mu V^2}{ed^3}$$

разделяет область больших и малых интенсивностей и соответствует экранированию примерно половины приложенного поля ( $\mu$  — подвижность основных носителей,  $j_*$  — ток, ограниченный объемным зарядом,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость). В области малых интенсивностей  $I_i < I_*$  распределение поля  $E(x)$  линейно. Отклонения граничных значений поля  $E_{0,d}$  от среднего

$E_e = V/d$  малы:  $|E_{0,d} - E_e|/E_e \ll 1$  и линейно зависят от интенсивности [2].

При больших интенсивностях освещения, заметно превышающих верхнюю границу линейного режима  $I_i \gtrsim I_*$ , распределение поля, особенно вблизи электродов, существенно зависит от соотношения скоростей эмиссии  $V_{n,p}$  и дрейфа  $v_{n,p}^{dr}$  [3,5]. В случае больших скоростей эмиссии, превышающих дрейфовые  $V_{n,p} \gtrsim v_{n,p}^{dr}$ , и интенсивностях освещения, больших некоторого характерного значения  $I_{inv}$ , вблизи освещаемого анода образуется область отрицательного (инверсного) поля толщиной несколько длин поглощения [3]. В противоположном случае малых скоростей эмиссии  $V_{n,p} \lesssim v_{n,p}^{dr}$  носители накапливаются вблизи электродов противоположного знака, поле вблизи электродов в слое толщиной несколько  $l_E = kT/eE_e$  сохраняет знак и растет [5]. Таким образом, при достаточно больших световых потоках, в тонких пограничных слоях вблизи электродов формируется область сильных электрических полей, а полное экранирование внешнего электрического поля и спрямление зон для МДП структур [6] на самой освещаемой поверхности не имеет места.

Все закономерности, связанные с зависимостью распределений поля в МПП структурах от интенсивности освещения, были получены для случая освещения структуры со стороны анода [2–5]. Они находились в качественном согласии с экспериментальными данными по распределению поля в толще сильно смещенной ( $d \approx 0.3$  см,  $V = 100–500$  В) высокоомной полуизолирующей структуры  $p$ -типа ( $N_a \approx 10^8–10^9$  см $^{-3}$ ), содержащей умеренную концентрацию глубоких примесных уровней ( $N_t \approx 10^{13}$  см $^{-3}$ ) [7]. В этой же работе были приведены данные по распределению поля при освещении со стороны катода. Однако они охватывали ограниченный диапазон интенсивностей падающего излучения

и детального сравнения зависимости распределения поля от направления освещения не проводилось. Авторы работы [7] ограничились замечанием, что измеренные распределения поля "достаточно симметричны".

Цель настоящей работы, продолжающей и дополняющей работы [2,3], дать детальное исследование зависимости поля в чистой высокоомной структуре от интенсивности освещения для случая освещения со стороны катода и выявить отличия в распределении поля в зависимости от направления освещения.

## 2. Результаты и их обсуждение

**2.1.** Математическая постановка задачи совпадает с рассмотренной в работах [2–5]. Рассматривается симметричная структура металл–полупроводник  $0 < x < d$  на основе высокоомного полупроводника  $p$ -типа с эффективной концентрацией компенсированных, полностью ионизованных акцепторов  $N_a$ . Энергетическая зонная диаграмма структуры приведена на рис. 1 работы [2]. К структуре приложено напряжение  $V$ , намного большее контактной разности потенциалов между полупроводником и металлом. Точка  $x = 0$  находится на аноде, так что приложенное внешнее поле  $E_e = V/d > 0$ . На полупрозрачную поверхность структуры падает монохроматический световой поток. Скорость генерации пар внешним излучением  $g(x) = \alpha I_i \exp(-\alpha \xi)$ . При освещении со стороны катода  $\xi = d - x$ , со стороны анода  $\xi = x$  ( $\alpha$  — коэффициент поглощения света,  $I_i$  — плотность потока фотонов, вошедших в полупроводник). Исходная система уравнений непрерывности в диффузионно-дрейфовом приближении и уравнение Пуассона, описывающие транспорт носителей и изменение поля при освещении чистой высокоомной структуры, даны в работе [2].

На поверхностях раздела металл–полупроводник  $x = 0$  и  $x = d$  учитываются обмен электронами и дырками посредством термоэлектронной эмиссии со скоростями  $V_n, V_p$  и поверхностная рекомбинация. В темновом случае (при отсутствии поверхностной рекомбинации) эти граничные условия приводят к известному выражению для плотности тока через контакт металл–полупроводник, включенный в заперном направлении [2,8].

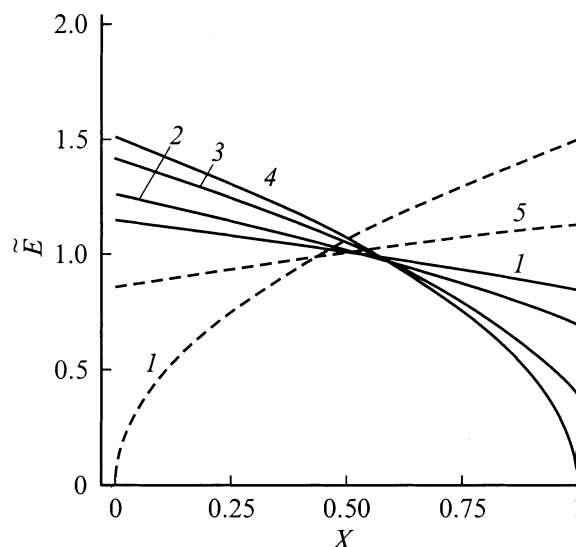
Численные значения большинства параметров совпадают с принятыми в работе [2]:

$$d = 0.25 \text{ см}, \quad V = 400 \text{ В}, \quad T = 300 \text{ К}, \quad N_a = 10^8 \text{ см}^{-3},$$

$$\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}, \quad \mu_n = 500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}), \quad \mu_p = 50 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}),$$

$$V_n = 8.5 \cdot 10^6 \text{ см/с}, \quad V_p = 6 \cdot 10^6 \text{ см/с}.$$

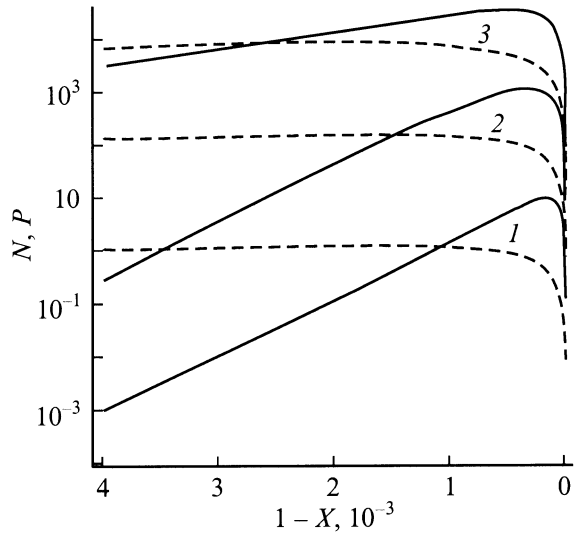
**2.2.** Результаты расчета распределений поля  $\tilde{E}(X) = E/E_e$  ( $X = x/d, E_e = V/d$ ) при умеренных интенсивностях  $I_i \approx I_* \approx 3.1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  представлены на рис. 1. Принятые значения параметров соответствуют почти однородному распределению темного поля



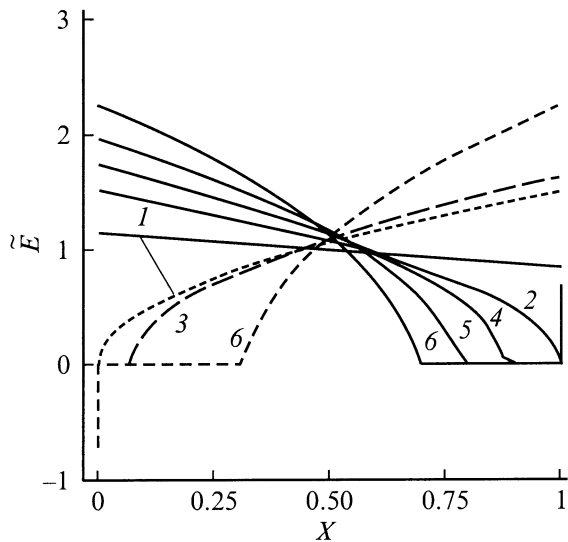
**Рис. 1.** Распределение электрического поля в толще полупроводника  $\tilde{E} = E/E_e$  при умеренных интенсивностях освещения. Сплошные кривые — освещение со стороны катода с интенсивностью  $I_i, 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ : 1 — 1, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 10; штриховые кривые — освещение со стороны анода; 1 — 1, 5 — 0.1.

( $|\tilde{E}_{0,d} - 1| \approx 10^{-3}$ ). С увеличением интенсивности оно становится все более неравномерным. Поле уменьшается у освещаемого катода и растет у темного анода, что качественно совпадает с поведением в случае освещения со стороны анода [2]. При малых интенсивностях  $I_i \lesssim I_*$ , когда плотность фотоиндуцированного заряда относительно мала, поле — линейная функция координаты, и какие-либо особенности распределения не заметны. При интенсивностях  $I_i \gtrsim I_*$  вблизи катода проявляется тонкий слой положительного заряда (кривые 4, 3).

Координатные зависимости поля  $E_a(x), E_k(d-x)$  при одинаковых интенсивностях (кривые 1) как функции расстояния от освещаемого электрода различны ( $E_{a,k}$  — распределения поля при освещении со стороны анода и катода). Это связано с различием подвижностей носителей  $\mu_{p,n}$ , переносящих ток в толще полупроводника, что определяет различные характерные масштабы  $I_*^{p,n} \propto \mu_{p,n}$ , соответствующие заметному экранированию приложенного поля у освещаемой поверхности. Как показано в работе [2], при  $I_i \lesssim I_*$  значение поля у электродов зависит от отношения  $I_i/I_*$ . Поэтому при различном направлении освещения и одинаковых интенсивностях распределения поля (как функции расстояния от освещаемого электрода) различны. Совпадение распределений  $E_a(x) = E_k(d-x)$  в толще имеет место только при равенстве отношений  $I_i/I_*$  при малых интенсивностях  $I_i/I_* \ll 1$ . Этот теоретический результат подтверждается численным расчетом при сравнении сплошной кривой 1 с пунктирной кривой 5 на рис. 1.



**Рис. 2.** Распределения концентраций электронов  $N = n/N_a$  (штриховые линии) и дырок  $P = p/N_a$  (сплошные линии) вблизи освещаемого катода при интенсивностях освещения  $I_i$ ,  $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ : 1 — 1, 2 — 50, 3 — 100.



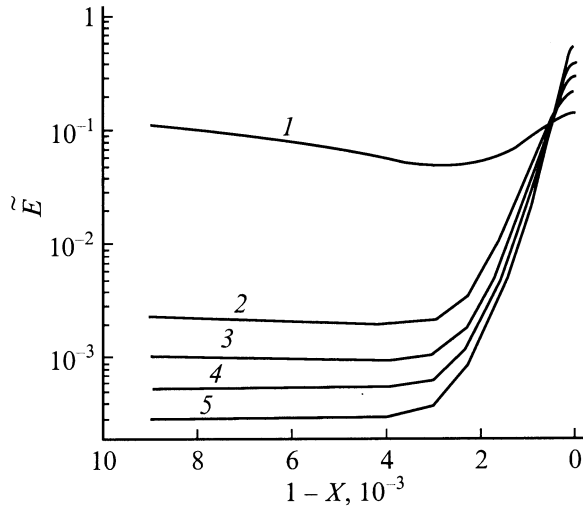
**Рис. 3.** Распределение электрического поля  $\tilde{E} = E/E_e$  в толще полупроводника при больших интенсивностях освещения  $I_i$ ,  $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ : 1 — 1, 2 — 10, 3 — 100, 4 — 200, 5 — 500, 6 — 1000; освещение со стороны катода — сплошные кривые, со стороны анода — штриховые.

Уменьшение поля у освещаемого катода с увеличением интенсивности и рост его у темного анода (рис. 1) — результат разделения фотогенерированных носителей внешним полем при сохранении разности потенциалов на структуре. В результате дрейфа по полю электроны создают в толще отрицательную плотность объемного заряда, где выполняется неравенство  $n \gg p$ . Дырки, напротив, прижаты полем к катоду и заполняют слой толщиной несколько длин генерации ( $\sim \alpha^{-1}$ ), пока поле этой области слабо экранировано. Здесь (при ин-

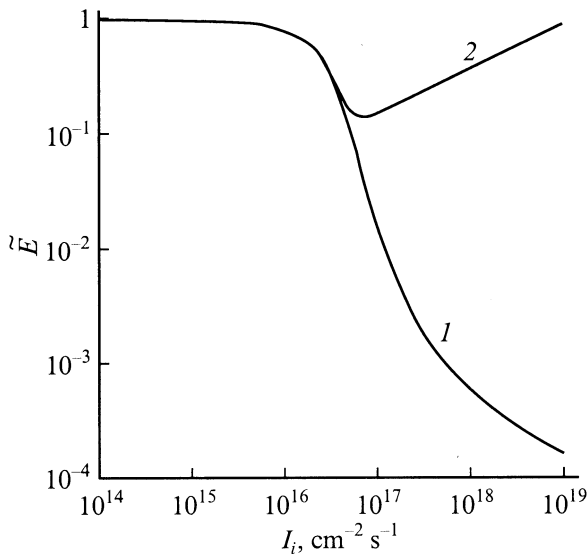
тенсивностях, создающих концентрации фотоносителей, превосходящие темновые)  $p \gg n$ , и плотность объемного заряда положительна (рис. 2), поскольку электроны за счет диффузии и дрейфа уходят из области генерации. В этой области поле увеличивается в направлении к катоду. При удалении от катода концентрация дырок убывает и сравнивается в точке  $x = x_{qn}$  с концентрацией электронов, а поле имеет минимум  $E(x_{qn}) = E_{\min}$ . При  $x < x_{qn}$  плотность заряда  $\rho = e(p - n) < 0$  и быстро убывает с удалением от области генерации (рис. 2), а поле возрастает к аноду.

При малых интенсивностях освещения  $I_i \lesssim I_*$  положительный заряд  $e(p - n)$  вблизи освещаемого катода недостаточен для заметного изменения поля в приэлектродном слое, а ширина квазинейтральной области весьма мала (рис. 2). Поле  $E_d$  равно  $E_{\min}$  с большой точностью и уменьшается с ростом интенсивности освещения (рис. 1, кривые 1–3). Закон изменения приэлектродного поля  $\tilde{E}_d$  с ростом интенсивности дается формулой (37) из работы [2] (с заменой 0 на  $d$ ).

При  $I_i \gtrsim I_*$  с ростом интенсивности освещения разность концентрации  $|p - n|$  вблизи освещаемой поверхности и в толще увеличивается. Вблизи освещаемого катода, по мере уменьшения поля в области генерации, область, занятая дырками  $x_{qn} < x < d$ , расширяется в глубь толщи полупроводника от катода за счет диффузии (рис. 2). В этом диапазоне интенсивностей распределение поля проявляет ряд характерных особенностей (рис. 3). Это его уменьшение от анода в области  $0 \leq x \leq x_{qn}$ , наличие широкой квазинейтральной области, расширяющейся к аноду с увеличением интенсивности, и заметный рост поля в приэлектродном слое у освещаемого катода (рис. 4). Координатная зависимость поля  $E(d - x)$  в области, примыкающей к темновому электроду  $x < x_{qn}$ , аналогична изученной ранее зависимости распределения поля от интенсивности при освещении со стороны анода [3]. Принципиальное отличие заключается в поведении поля вблизи освещаемого катода, где в отличие от инверсии (смены знака) поля у освещаемого анода, изученной в работах [3,4] (рис. 3, штриховые кривые 3, 6), поле  $E_d$  с ростом интенсивности проходит через минимум и далее начинает возрастать (рис. 4, 5). Такое поведение поля — следствие нескольких факторов: сохранения разности потенциалов на структуре, высокой плотности положительного объемного заряда вблизи катода и знакопеременного распределения плотности объемного заряда. При малой интенсивности положительный объемный заряд у катода мал, и преобладает первый фактор. Из-за возрастания поля в темновой области поле у катода убывает. При большой интенсивности, наоборот, преобладает действие локального второго фактора. Первые два фактора присутствуют и при освещении со стороны анода. Однако в этом случае сложение диффузионного и дрейфового потоков электронов к освещаемому электроду обеспечивает большую концентрацию дырок вблизи анода и положительную плотность объемного заряда в толще полупроводника



**Рис. 4.** Распределение электрического поля  $\tilde{E} = E/E_e$  при больших интенсивностях освещения вблизи освещаемого катода  $I_i$ ,  $10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ : 1 — 1, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 20, 5 — 50.



**Рис. 5.** Зависимости от интенсивности освещения минимального электрического поля  $\tilde{E}_{\min}$  (1) и поля у освещаемого катода  $\tilde{E}_d$  (2).

и у освещаемого электрода. В этом случае минимум поля достигается у анода, и при неограниченном росте плотности заряда с ростом интенсивности освещения поле вблизи анода становится отрицательным.

В случае освещения со стороны катода поле противодействует диффузии электронов к катоду и выталкивает их внутрь образца. Положительная плотность заряда достигается у освещаемого электрода противоположного знака, в то время как в толще она отрицательна. Этот фактор порождает возникновение минимума поля в толще и рост поля вблизи катода благодаря локальному фактору — высокой плотности положительного объемного заряда. Аналогичное поведение поля отмечалось

в работе [9], где вблизи освещаемого анода плотность объемного заряда была отрицательна из-за захвата электронов на глубокие примесные уровни.

На рис. 3 видно, что при больших интенсивностях освещения  $I_i \gg I_*$  зависимости  $E_k(d-x)$  и  $E_a(x)$  практически совпадают в толще. Их можно совместить, вращая кривую  $E_k(x)$  вокруг оси  $X = 0.5$ . Отличие имеется лишь вблизи освещаемых электродов, где  $E_k(d-x) \approx |E_a(x)|$ .

Распределения поля в приэлектродном слое вблизи катода (рис. 4) демонстрируют уменьшение минимального значения поля  $\tilde{E}_{\min}$  (по мере роста освещенности), которое остается положительным, и рост поля непосредственно у катода  $E_d$  в слое толщиной  $\sim 5\alpha^{-1}$ . Такое поведение поля — следствие увеличения отрицательного объемного заряда в толще и возрастания положительного объемного заряда у катода с увеличением интенсивности освещения. Из рис. 5 видно, что различия между полями  $\tilde{E}_{\min}$  и  $\tilde{E}_d$  начинают проявляться при  $I_i \gtrsim I_*$ . В этом диапазоне интенсивностей минимальное поле убывает по закону, близкому к степенному ( $E_{\min} \propto I_i^{-\beta(I_i)}$ ,  $\beta \approx 1$ ), а поле у электрода  $E_d$  растет, и при интенсивностях, намного превосходящих значение  $I_*$ , вблизи которого поле  $E_d$  достигало минимума, его величина сравнивается с внешним полем.

Отметим, что значительная ширина области квазинейтральности (рис. 3) связана с малой объемной рекомбинацией. Как показано в работе [4], учет объемной рекомбинации через глубокие примесные уровни приводит к заметному сужению ширины квазинейтральной области.

**2.3.** Полученные особенности распределения поля при интенсивном освещении чистых кристаллов сохраняются и в структурах, содержащих глубокие примесные уровни. Причина состоит в том, что заряд уровней ограничен величиной  $|eN_t|$  и при достаточно больших интенсивностях становится меньше заряда свободных электронов и дырок. Детали распределения поля как в толще полупроводника, так и вблизи освещаемого электрода зависят от концентрации и параметров примесного уровня (энергии уровня и сечений захвата электронов ( $\sigma_n$ ) и дырок ( $\sigma_p$ )) [10]. Численные расчеты для случая освещения со стороны катода показали, что знак поля в квазинейтральной области, ее ширина и величина поля у темного электрода сильно зависят от соотношения сечений захвата на примесь. В частности, при  $\sigma_n \ll \sigma_p$  поле в толще довольно слабо зависит от интенсивности освещения и отрицательно в квазинейтральной области.

### 3. Заключение

Результаты расчетов позволяют сделать следующие выводы.

- При больших интенсивностях излучения спрямление зон вблизи освещаемого электрода не имеет места независимо от направления освещения.

- Немонотонная зависимость поля в толще полупроводника возникает всегда, когда знак объемного заряда

у освещаемого электрода противоположен знаку этого электрода.

– Различные направления диффузионного и дрейфового потоков при освещении со стороны анода и катода должны порождать зависимость характеристики ток–интенсивность от направления освещения.

## Список литературы

- [1] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, Ю.Н. Перепелицин, Ю.О. Семенов, И.Д. Ярошецкий. *Электросвязь*, № 10, 37 (1990).
- [2] П.Г. Кашерининов, Б.И. Резников, Г.В. Царенков. *ФТП*, **26** (8), 1480 (1992).
- [3] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. *ФТП*, **27** (8), 1262 (1993).
- [4] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. *ФТП*, **28** (5), 867 (1994).
- [5] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. *ФТП*, **31** (1), 23 (1997).
- [6] В.А. Зуев, В.Г. Попов. *Фотоэлектрические МДП приборы* (М., Радио и связь, 1983).
- [7] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, А.А. Томасов. *ФТП*, **29** (11), 2092 (1995).
- [8] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1.
- [9] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. *ФТП*, **29** (8), 1430 (1995).
- [10] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. *ФТП*, **28** (5), 1788 (1995).

*Редактор Т.А. Полянская*

## The influence of the illumination direction on the electric field distributions in high-resistivity metal–semiconductor structures

B.I. Reznikov

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

**Abstract** The effect of monochromatic intrinsic light intensity on the field distribution in a strongly biased high-resistivity metal-semiconductor structure has been investigated theoretically. The distinctions in the field distributions when illuminating the anode and cathode have been found to be due to a difference in the mobilities of the photocarriers in the bulk and the different directions of the diffusion and drift fluxes of the more mobile electrons in the vicinity of the illuminated surface. The field distribution in the bulk has been demonstrated to be nonmonotonous under illumination from the cathode side. It decreases in a thin layer with the distance from the illuminated cathode, passes through a minimum, and increases towards the anode. With increase in intensity the quasineutral region in the vicinity of the field minimum expands towards to anode, the minimum field decreases whereas the field near illuminated cathode decreases at small intensities and increases at the high ones. At sufficiently high intensities the coordinate dependence of the field in the bulk of the pure crystals is not influenced by the illumination direction as a function of the distance from the illuminated electrode.