

## ИЗМЕНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОТЕНЦИАЛА ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ ОСВЕЩЕНИИ

Константинов С. В., Царенков Б. В.

На основе новой модели теоретически найдено изменение потенциала поверхности полупроводника светом, вызывающим межзонные переходы. Модель состоит в том, что вводятся две подсистемы основных носителей заряда, которые характеризуются различными квазиуровнями Ферми. Для массивного полупроводника  $n$ -типа это будут электроны массива и электроны поверхностных состояний. Согласно модели, изменение потенциала поверхности при освещении равно разности квазиуровней Ферми этих подсистем. Квазиуровень Ферми фотодырок не совпадает, вообще говоря, ни с одним из упомянутых выше, за исключением поверхности, где он совпадает с квазиуровнем Ферми поверхностных электронов. Формула, полученная для фотоизменения поверхностного потенциала, вполне аналогична выражению для фотоэдс структуры металл—полупроводник, однако входящий в нее феноменологический параметр — скорость поверхностной рекомбинации — имеет другой физический смысл и другое численное значение.

Рассмотрена также задача о фотоизменении распределения потенциала в тонком  $n$ -слое поверхностно-барьерной  $n$ — $p$ -структуры. В этой задаче принимаются в расчет три электронные подсистемы с различными квазиуровнями Ферми.

*Введение.* Хорошо известно, что на свободной поверхности полупроводника существует приповерхностный изгиб зон. «Плоский» ход зон у поверхности может реализоваться только у свежесколотой поверхности кристалла в вакууме. При освещении полупроводника светом, вызывающим межзонные переходы, генерируются неосновные фотоносители, которые, попадая на поверхность, уменьшают поверхностный заряд. Благодаря этому уменьшается поверхностный изгиб зон полупроводника при освещении. Это явление изучалось как экспериментально [1-3], так и теоретически [1, 2]. Однако в [1] содержится лишь фрагмент теории, а в [2] используется допущение о постоянстве квазиуровня Ферми неосновных фотоносителей, которое нам представляется некорректным. В настоящей работе мы предлагаем теорию этого явления для полубесконечного полупроводника и для структуры, изображенной на рис. 1. Она содержит эпитаксиальный проводящий слой на полуизолирующей подложке и омические контакты к слою. Такая структура является чувствительным фотоприемником. Под действием света происходят уменьшение приповерхностного изгиба зон и увеличение толщины и проводимости канала.

Предлагаемая здесь теория основывается на большой степени сходства фотоэлектрических свойств свободной и металлизированной поверхностей. Однако, прежде чем обсуждать сходство и различие фотоэлектрических характеристик этих систем, отметим, что для электрических свойств подобное сходство — хорошо известный факт [4]. Распределение электростатического потенциала вблизи свободной поверхности практически не отличается от распределения вблизи металлизированной. Это связано с фиксацией (пиннингом) уровня Ферми на поверхностных состояниях свободной поверхности полупроводника. Металлизация фактически не изменяет положения уровня Ферми поверхностных состояний, с которым происходит выравнивание уровня Ферми электронов металла. При возбуждении светом электронно-дырочных пар в полупроводнике неосновные носители увлекаются контактным полем и выносятся на металлический контакт. Рассмотрим подробнее фотоэлектрические процессы на при-

мере барьера Шоттки на полупроводнике  $n$ -типа. Пусть внешняя цепь, соединяющая металл и омический контакт к полупроводнику, разомкнута. Тогда при освещении фотодырки «всплывают» на металл и понижают уровень Ферми электронов в металле (и на поверхностных состояниях, которые свободно обмениваются электронами с металлом). В результате возникает разность квазиуровней Ферми электронов металла и электронов полупроводника, которая и есть фотоэдс холостого хода  $m$ - $s$ -структуры. Поверхностный потенциал в полупроводнике уменьшается на эту величину, и соответственно ей уменьшается толщина области пространственного заряда (ОПЗ). Для расчета этих эффектов в литературе существуют все необходимые соотношения. Первое из них — выражение для плотности потока фотодырок  $q_p$  из полупроводника на металлизированную поверхность, полученное Гартнером [5],

$$q_p(0) = \Phi_0 \left( 1 - \frac{e^{-\alpha w}}{1 + \alpha L_p} \right). \quad (1)$$

Здесь  $\Phi_0$  — плотность потока фотонов в полупроводнике в непосредственной близости от его поверхности,  $\alpha$  — коэффициент поглощения света,  $w$  — тол-

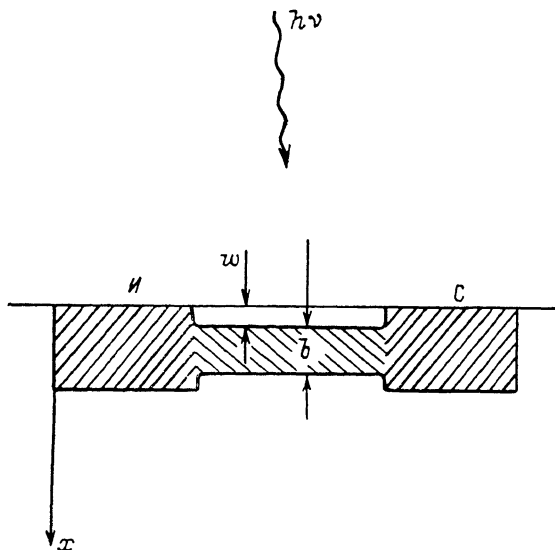


Рис. 1. Схематическое изображение поверхностно-барьерной фоточувствительной структуры. Проводящие области  $n$ -типа заштрихованы. Буквами И и С обозначены контакты истока и стока;  $b$  — толщина проводящего канала;  $w$  — толщина приповерхностного слоя пространственного заряда.

щина ОПЗ,  $L_p$  — диффузионная длина дырок в полупроводнике  $n$ -типа. В формуле (1) учитываются как поток фотодырок, генерированных в ОПЗ, так и поток дырок, генерированных светом в квазинейтральной толще и дошедших до границы ОПЗ за счет диффузии. В работе [5] вычисляется фототок в обратном смещенном диоде Шоттки, и поэтому вопрос о фотоэдс не рассматривается. Формула (1) применима, однако, не только к случаю обратного смещения, но и к интересующему нас случаю разомкнутого диода, если только величина концентрации фотодырок мала по сравнению с концентрацией основных носителей — электронов. Второе соотношение, существенное для фотоэлектрических свойств разомкнутого диода Шоттки, — выражение для плотности потока электронов. Если фотодырки попадают на металл, увлекаясь на поверхность контактным полем, то электроны достигают металла лишь путем преодоления приповерхностного барьера за счет диффузии. Естественно, что это будут вовсе не фотоэлектроны, а основные электроны полупроводника, поток которых на поверхность обеспечивается разностью квазиуровней Ферми в металле и полупроводнике. Плотность потока электронов при величине прямого смещения  $u$  на барьере Шоттки дается хорошо известным выражением Бете

$$q_n(0) = sn_0(0)(e^{eu/kT} - 1), \quad (2)$$

где  $s = v_T/4$  ( $v_T$  — средняя тепловая скорость электронов в полупроводнике);

$$n_0(0) = N_D e^{-e\varphi_D/kT} = N_c e^{-e\varphi_B/kT} \quad (3)$$

— концентрация электронов на границе в состоянии равновесия,  $N_D$  — концентрация электронов, равная концентрации ионизованных доноров в полупроводнике,  $N_c$  — плотность состояний,  $\varphi_B$  — высота барьера на границе полупроводника со стороны металла. Величина  $v_D$  — диффузионный потенциал, равный высоте потенциального барьера со стороны полупроводника в термодинамическом равновесии. При освещении поверхностный потенциал  $v_s$  уменьшается на величину  $u$ :

$$v_s = v_D - u. \quad (4)$$

Для того чтобы найти разность квазиуровней Ферми  $u$ , следует связать потоки электронов и дырок. При разомкнутой внешней цепи в стационарных условиях эти потоки равны

$$q_n(0) = q_p(0). \quad (5)$$

Если бы это равенство не выполнялось, то происходило бы накопление электрического заряда на металле. Из условия (5) с использованием (1) и (2) можно определить ЭДС холостого хода  $u$  и, согласно (4), величину поверхностного потенциала  $v_s$ .

Изложенная процедура в работе [5] не описана, однако она непосредственно следует из общей теории фотоэлектрических свойств барьерных структур, предложенной Куммеровым [6].

## 1. Основные результаты

Основная идея настоящей работы заключается в том, чтобы рассматривать электроны поверхностных состояний на свободной поверхности полупроводника как отдельную подсистему, аналогичную электронам металла в диоде Шоттки, которая описывается своим квазиуровнем Ферми  $\eta_s$ . В состоянии термодинамического равновесия их уровень Ферми совпадает с уровнем Ферми другой подсистемы — электронов полупроводника. Однако при освещении происходит опускание квазиуровня Ферми поверхностных электронов  $\eta_s$  относительно квазиуровня электронов  $\eta_c$  в объеме полупроводника  $\eta_s < \eta_c$  (рис. 2). Возникает разность квазиуровней Ферми

$$u = \eta_c - \eta_s. \quad (6)$$

Таким образом, подсистема поверхностных электронов рассматривается нами точно так же, как это делалось для подсистем электронов металла в барьере Шоттки. В результате изложенная выше теория фотоэлектрических свойств барьера Шоттки непосредственно применяется к свободной поверхности полупроводника. Единственное отличие состоит в том, что для свободной поверхности скорость  $s$ , входящая в выражение (2) для плотности потока электронов на поверхности, уже более не равна  $v_T/4$ , а считается некоторым феноменологическим параметром, который и следует полагать скоростью поверхностной рекомбинации.

а) *Поверхность полубесконечного кристалла.* В стационарных условиях поток электронов  $q_n$  на поверхность должен равняться потоку дырок  $q_p$ , чтобы заряд поверхности оставался неизменным, т. е. должно выполняться соотношение (5). Подставляя в (5) формулы (1) и (2), найдем разность квазиуровней Ферми  $u$  электронов объемной и поверхностной подсистем

$$u = \frac{kT}{e} \ln \left[ 1 + \frac{\Phi_i}{s n_0(0)} \left( 1 - \frac{\exp(-aw)}{1 + \alpha L_p} \right) \right]. \quad (7)$$

Поверхностный потенциал полупроводника  $v_s$  выражается, согласно (4), через разность квазиуровней Ферми и диффузионный потенциал поверхности. Следует отметить, что формула (7) для изменения поверхностного потенциала  $v_s$

представляет собой не явное выражение, а трансцендентное уравнение. Величина  $u$  входит в правую часть (7) через толщину ОПЗ  $w$  согласно обычному соотношению

$$w = \sqrt{\frac{\varepsilon v_s}{2\pi e N_D}} = \sqrt{\frac{\varepsilon (v_D - u)}{2\pi e N_D}}, \quad (8)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

б) *Проводящий слой полупроводника.* В этом случае к двум электронным подсистемам, рассмотренным ранее, добавляется третья подсистема — электроны полупроводника. При освещении их квазиуровень Ферми  $\eta_1$  будет отличаться от квазиуровня Ферми поверхностных электронов  $\eta_s$  и от квазиуровня Ферми  $\eta_c$  электронов проводящего слоя, причем  $\eta_1 < \eta_c$ . Введем соответствующую разность

$$u_1 = \eta - \eta_1. \quad (9)$$

Для ее определения следует найти потоки электронов и дырок в полупроводнике. Поток электронов будет описываться формулой, аналогичной (2),

$$q_{n1} = s_1 n_p (e^{e u_1 / kT} - 1), \quad (10)$$

где  $n_p$  — равновесная концентрация электронов в полупроводнике, который мы будем считать слабо легированным полупроводником  $p$ -типа;

$$s_1 = D_n / L_n \quad (11)$$

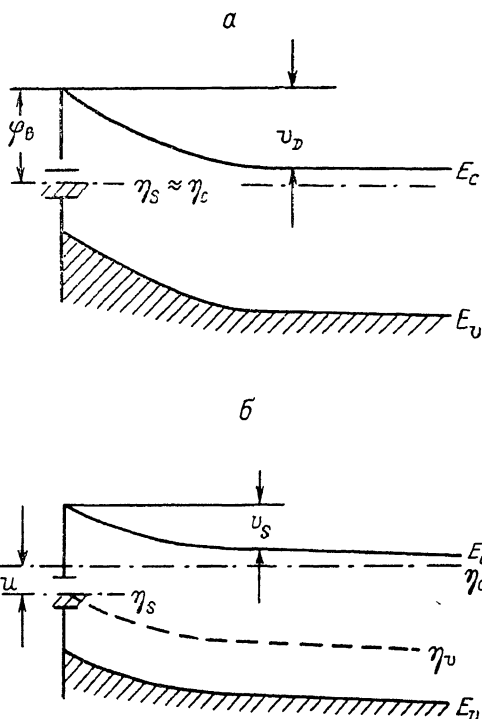


Рис. 2. Энергетическая диаграмма приповерхностной области полупроводника.

Распределение потенциальной энергии электрона: а — в термодинамическом равновесии, б — при освещении поверхности; квазиуровень Ферми электронов массива  $\eta_c$  расположен выше квазиуровня Ферми электронов поверхностных  $\eta_s$ , который в свою очередь выше квазиуровня Ферми фотодырок  $\eta_v$ .

— диффузионная скорость неосновных электронов в полупроводнике,  $D_n$  и  $L_n$  — их коэффициент диффузии и диффузионная длина. Поток дырок в полупроводник

$$q_p(b) = \Phi_0 e^{-\alpha w} \frac{\alpha}{\alpha^2 - \kappa^2} \left( \frac{\kappa}{\text{sh } \kappa b} - \frac{\alpha}{\text{sh } \alpha b} \right). \quad (12)$$

Здесь  $\kappa = L_p^{-1}$  — обратная диффузионная длина дырок в проводящем слое,  $b$  — толщина этого слоя, которую мы понимаем как расстояние от границы ОПЗ, прилегающей к свободной поверхности проводящего слоя, до границы другого ОПЗ, прилегающего к полупроводнику. В стационарных условиях освещения следует приравнять поток дырок (12) и поток электронов (10) в полупроводник и из этого равенства определить  $u_1$ :

$$u_1 = \frac{kT}{e} \ln \left[ 1 + \frac{q_p(b)}{s_1 n_p} \right]. \quad (13)$$

Здесь  $q_p(b)$  определен согласно (12). Кроме того, при определении разности квазиуровней Ферми  $u$  электронов проводящего слоя и электронов свободной поверхности следует учесть, что поток фотодырок на свободную поверхность уже более не описывается формулой (1), справедливой для полубесконечной среды.

В случае проводника толщиной  $b$  можно получить следующее выражение для плотности потока фотодырок:

$$q_p(0) = \Phi_0 \left\{ 1 - e^{-\alpha w} \left[ 1 - \frac{\alpha}{\alpha^2 - z^2} \left( \frac{\alpha}{\text{th } \alpha b} - \frac{z}{\text{th } z b} \right) \right] \right\}. \quad (14)$$

Если слой толстый, т. е.  $\text{th } \alpha b \approx \text{th } z b \approx 1$ , то формула (14) переходит в (1). Нетрудно убедиться в том, что поправочные члены при этом весьма малы, поскольку содержат малые экспоненты:  $\exp(-2\alpha b)$  и  $\exp(-2z b)$ . Поэтому гораздо существеннее учитывать влияние конечной толщины пластины в формуле (12) для потока дырок в полуизолятор.

Разность квазиуровней Ферми  $u$  для электронов проводящего слоя и поверхности находится путем приравнивания потока дырок (14) и потока электронов (2) на свободную поверхность:

$$u = \frac{kT}{e} \ln \left[ 1 + \frac{q_p(0)}{sn_p(0)} \right], \quad (15)$$

где  $q_p(0)$  дается (14), а  $n_0(0)$  — согласно (3).

## 2. Решение уравнения диффузии для неосновных носителей

Приведем вывод соотношений (4), (12) и (14) для потоков неосновных носителей (в нашем примере дырок), генерированных светом и попадающих на поверхность и в полуизолятор. Поток дырок, рожденных светом в ОПЗ, мы находим, предполагая, что все они подхватываются контактным полем и уносятся на поверхность:

$$q_p^{(w)}(0) = \Phi_0 - \Phi_w, \quad \Phi_w = \Phi_0 e^{-\alpha w}. \quad (16)$$

Для концентрации дырок, рождаемых светом в квазинейтральной области, справедливо уравнение диффузии

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{\tau_p} - g(x), \quad (17)$$

где  $g(x)$  — функция генерации дырок светом. Получим решение уравнения (17) для полубесконечной среды и для пластины толщиной  $b$ .

а) *Полубесконечная среда.* В этом случае функция генерации

$$g(x) = \alpha \Phi_w e^{-\alpha(x-w)}. \quad (18)$$

Граничные условия для концентрации

$$p(x)|_{x=w} = p_n, \quad p(x)|_{x \rightarrow \infty} = p_n. \quad (19)$$

Первое условие означает, что мы приближенно считаем концентрацию дырок равной равновесной уже на краю ОПЗ.

Решим уравнение (17) с учетом (18) и (19):

$$p(x) = p_n + \frac{\alpha \Phi_w}{D_p(\alpha^2 - z^2)} (e^{-z y} - e^{-\alpha y}), \quad (20)$$

$$z^2 = (D_p \tau_p)^{-1}, \quad y = x - w. \quad (21)$$

Поток дырок на свободную поверхность  $q_p$  находим, складывая  $q_p^{(w)}(0)$ , даваемый (16), и диффузионный поток, определяемый по концентрации (20),

$$q_p(0) = q_p^{(w)}(0) + D_p \frac{dp}{dx} \Big|_{x=w}. \quad (22)$$

Диффузионное слагаемое взято со знаком плюс, чтобы не принимать в расчет тот факт, что этот поток направлен против оси  $x$ . Подставляя (16) и (20) в (22), получаем формулу (1).

б) *Пластина конечной толщины.* Граничные условия для уравнения диффузии (17)

$$p(x)|_{x=w} = P_n, \quad p(x)|_{x=w+b} = P_n. \quad (23)$$

Точное решение такой задачи весьма громоздко. Однако известен прием, сильно упрощающий решение. Он заключается в том, что рассматривается решение в полубесконечной среде с несколько измененной функцией генерации:

$$g(x) = \Phi_w \frac{\text{sh } \alpha(b-y)}{\text{sh } \alpha b}, \quad 0 < y < b. \quad (24)$$

Такая функция генерации обращается в нуль на границе внутренней ОПЗ при  $y=b$ , а при  $y > b$  она превращается в функцию стока. Решение уравнения (17) с граничными условиями (23) и функцией генерации (24) при  $x \rightarrow w$  ( $y > 0$ ) оказывается несложным:

$$p(x) = P_n \frac{\alpha \Phi_w}{D_p (\alpha^2 - \kappa^2)} \left[ \frac{\text{sh } \kappa(b-y)}{\text{sh } \kappa b} - \frac{\text{sh } \alpha(b-y)}{\text{sh } \alpha b} \right]. \quad (25)$$

Такое распределение концентрации дырок и приводит к выражениям (12) и (14) для потоков дырок. Заметим, что при нахождении потока (14) в полуизолятор учитывалась только диффузионная составляющая потока и пренебрегалось потоком дырок, рожденных в ОПЗ, прилегающей к полуизолятору.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В. И. Королькову за обсуждение работы.

#### Список литературы

- [1] Garret C. G., Brattain W. H. // Phys. Rev. 1955. V. 99. N 2. P. 376—397.
- [2] Johnson E. O. // Phys. Rev. 1958. V. 111. N 1. P. 153—166.
- [3] Остроумова Е. В. // ФТП. 1969. Т. 3. В. 7. С. 1095—1098.
- [4] Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. М., 1982. 208 с.
- [5] Gartner W. W. // Phys. Rev. 1959. V. 116. N 1. P. 84—89.
- [6] Summerow R. L. // Phys. Rev. 1954. V. 95. N 1. P. 16—28.

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

Получена 9.07.1990  
Принята к печати 15.08.1990