

Д. ф.-м. н. Л. А. КОСЯЧЕНКО, д. ф.-м. н. И. М. РАРЕНКО,
А. В. МАРКОВ, к. ф.-м. н. С. Э. ОСТАПОВ

Украина, Черновицкий национальный университет
E-mail: microel@chdu.cv.ua

Дата поступления в редакцию
30. 01 2001 г.

Оппонент д. ф.-м. н. Е. И. СЛИНЬКО

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК $n^+ - p$ -ПЕРЕХОДА НА ОСНОВЕ УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Рассмотрены особенности распределения объемного заряда, напряженности электрического поля и потенциала в $p - n$ -переходе в узкозонном полупроводнике.

Для детектирования инфракрасного излучения в спектральной области 8–14 мкм используются диодные структуры на основе HgCdTe с $p - n$ -переходами, содержащими сильно легированную n -область, т. е. $n^+ - p$ -переходы [1]. Имея в виду намного большую диффузионную длину электронов по сравнению с дырками, $n^+ - p$ -структуры следует считать наиболее пригодными и при использовании других родственных материалов, в частности, HgMnTe [2]. Характеристики таких переходов, образующихся при ионной имплантации или ионном травлении подложки (эпитаксиального слоя) p -типа проводимости [1–3], обстоятельно проанализированы теоретически с учетом различных механизмов тока [1, 2]. Для описания происходящих процессов обычно используются разработанные для $p - n$ -переходов хорошо известные модели [4, 5].

Между тем детальные исследования электрических характеристик Hg_{1-x}Mn_xTe (состава $x \approx 0,1$, шириной запрещенной зоны $E_g \approx 0,1$ эВ) $n^+ - p$ -переходов выявляют существенные особенности, не укладываемые в эти модели: вольт-амперная характеристика при прямом смещении отклоняется от зависимости $I \sim \exp(eV/2kT)$, характерной для рекомбинационного тока, диффузионный ток ($I \sim \exp(eV/kT)$) (где e — заряд электрона, V — напряжение смещения, k — постоянная Больцмана, T — температура) проявляется при слишком больших прямых смещениях, отношение прямого тока к обратному обычно не превышает 10^2 и др. [3, 6].

Представленные в настоящей работе результаты показывают, что наблюдаемые особенности электрических характеристик $n^+ - p$ -диодов объяснимы, если использовать модель перехода, учитывающую вырождение n^+ -области и обусловленные этим эффектом распределения объемного заряда, потенциала и напряженности электрического поля в области пространственного заряда. Это представляется актуальным, поскольку в полупроводниках типа Hg_{1-x}Cd_xTe, Hg_{1-x}Mn_xTe с шириной запрещенной зоны около 0,1 эВ

(границная длина волны ~ 12 мкм) эффективная масса электронов примерно на два порядка меньше массы свободного электрона, а заметное вырождение электронного газа в зоне проводимости наблюдается уже при концентрации электронов $n \approx 10^{16}$ см⁻³.

Распределение объемного заряда и напряженности электрического поля в $n^+ - p$ -переходе на основе узкозонного полупроводника

Рассмотрим переход на границе электронного полупроводника с концентрацией доноров N_d в области $x < 0$ и дырочного — с концентрацией акцепторов N_a в области $x > 0$. Предполагаемое ступенчатое распределение примеси адекватно описывает мелкие диффузионные, ионно-имплантированные и эпитаксиальные переходы [1, 2, 4], а также образующиеся при ионном травлении p -HgMnTe [3].

Итак, в приближении ступенчатого перехода в области $x < 0$ ионизированные доноры создают объемный заряд eN_d , а в области $x > 0$ ионизированные акцепторы создают объемный заряд eN_a (если n - или p -области представляют собой компенсированные полупроводники, N_d и N_a заменяются концентрацией нескомпенсированной примеси). В случае широкозонного полупроводника обычно полагается, что концентрация основных носителей с обеих сторон от границы раздела быстро убывает при углублении в область $p - n$ -перехода (концентрация носителей изменяется на порядок при изменении потенциальной энергии на $2,3 kT$), и поэтому плотности объемного заряда слева и справа от $p - n$ -перехода можно считать независимыми от координаты и равными соответственно eN_d и $-eN_a$ (примеси предполагаются мелкими, а температура не очень низкой). В случае узкозонного полупроводника (в данном случае имеется в виду $E_g \approx 0,1$ эВ), когда высота потенциального барьера (диффузионный потенциал) в $p - n$ -переходе $\phi(x)$ намного меньше, вклад свободных носителей (основных) пренебрегать нельзя. Если $p - n$ -переход, кроме того, несимметричный, а тем более, если одна из областей является вырожденной, необходимо учитывать также вклад *неосновных* носителей, которые заходят в менее легированную область из сильнее легированной области.

С учетом сказанного уравнения Пуассона для n^+ - и p -областей в одномерном случае имеют вид:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{e^2[N_d - n(x) + p(x)]}{\epsilon\epsilon_0} \text{ при } x < 0, \quad (1)$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{e^2[N_a - p(x) + n(x)]}{\epsilon\epsilon_0} \text{ при } x > 0, \quad (2)$$

где e — подразумевается абсолютная величина заряда электрона;
 ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;
 ϵ_0 — электрическая постоянная;
 $n(x)$ и $p(x)$ — распределения концентрации электронов и дырок с координатой.

Отсчитывая энергию E от дна зоны проводимости в нейтральной части n^+ -области и обозначая энергию Ферми через E_{Fn} , для концентрации электронов в зоне проводимости можно записать:

$$n(x, V) = \int_0^\infty \frac{\rho_c(E)dE}{\exp\left(\frac{E - E_{Fn} + \phi(x, V)}{kT}\right) + 1}, \quad (3)$$

где V — напряжение смещения, $\rho_c(E)$ — плотность состояний в зоне проводимости, непараболичность которой учтем, используя закон дисперсии в широко применяемой модели Кейна [7]

$$\rho_c(E) = \frac{\sqrt{2}m_e^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} E^{1/2} \left(1 + \frac{E}{E_g}\right)^{1/2} \left(1 + 2\frac{E}{E_g}\right), \quad (4)$$

где m_e — эффективная масса электрона на дне зоны проводимости (остальные обозначения общепринятые).

Поскольку концентрация дырок в p -области рассматриваемых диодов обычно близка к 10^{16} см^{-3} (во всяком случае, не превышает 10^{17} см^{-3}), а эффективная масса дырки $m_h = 0,5m_0$ (m_0 — масса электрона в вакууме), эффектами вырождения в валентной зоне можно пренебречь и для концентрации свободных дырок записать:

$$p(x, V) = \frac{N_v}{\exp\left(\frac{E_{Fp} + \phi_0 - eV - \phi(x, V)}{kT}\right) + 1}, \quad (5)$$

где E_{Fp} — энергетическое расстояние уровня Ферми от потолка валентной зоны в объеме p -области;
 ϕ_0 — высота барьера в $p-n$ -переходе при $V=0$;
 N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, равная $2(m_h kT / 2\pi\hbar^2)^{3/2}$ (для простоты рассматривается только один тип дырок).

Уравнения Пуассона (1) и (2) с учетом (3) — (5) решались численным методом Рунге — Кутты [8] как система дифференциальных уравнений первого порядка

$$\frac{1}{e} \frac{d\phi}{dx} = F(x, \phi), \quad (6)$$

$$\frac{dF}{dx} = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} Q(x, \phi) \quad (7)$$

для напряженности электрического поля $F(x, V)$ и плотности объемного заряда $Q(x, V)$, соответственно.

При этом в качестве граничных условий для решения уравнений служили следующие предположения:

- равенство нулю напряженности электрического поля в объемной части полупроводника;
- в точке $x=0$ оба уравнения должны давать одинаковые значения как потенциала, так и напряженности электрического поля;
- разница между значениями потенциалов в объемной части n - и p -областей (высота барьера в переходе) определялась как разница положений уровня Ферми в этих областях при заданных концентрациях свободных носителей.

Расчеты проведены для $T=77 \text{ К}$ (поскольку фотодиоды для спектральной области 8 — 14 мкм обычно работают при температуре жидкого азота), значение диэлектрической проницаемости было принято равным 17 [1, 2].

На рис. 1, а представлено найденное распределение объемного заряда Q , т. е. величины $e[N_d - n(x) + p(x)]$ для n -области и $-e[N_a - p(x) + n(x)]$ для p -области, а также напряженности электрического поля F . Расчет производился для симметричного $p-n$ -перехода при $N_d = N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и полупроводника с шириной запрещенной зоны 1, 0,3 и 0,1 эВ, а эффективные массы электронов и дырок приняты для начала равными $m_e = m_h = 0,55m_0$. Как и можно было ожидать, для $E_g = 1 \text{ эВ}$ плотность объемного заряда по обе стороны от границы раздела на большей части обедненного слоя оказалась постоянной, и только на его краях плавно изменяющейся (объемная плотность заряда $1,6 \cdot 10^{-3} \text{ Кл}\cdot\text{см}^{-3}$ соответствует заряду однократно ионизованных примесей с концентрацией 10^{16} см^{-3}). Для $E_g = 0,3 \text{ эВ}$ переходная область охватывает уже значительную часть области пространственного заряда, а для $E_g = 0,1 \text{ эВ}$ постоянство объемного заряда вообще не наблюдается.

Таким образом, сделанное предположение об усиливающейся роли свободных носителей в формировании объемного заряда в $p-n$ -переходах в узкозонном полупроводнике подтверждается. Более того, для $E_g \approx 0,1 \text{ эВ}$ роль свободных носителей оказывается преобладающей, как это видно из рис. 1. Как уже отмечалось, это обусловлено малой контактной (по сравнению с диодами на широкозонных полупроводниках) разностью потенциалов. Поэтому решение уравнений (1) и (2) для $E_g = 0,1 \text{ эВ}$ при обратном смещении $V = -1 \text{ В}$ приводит к такому же «профилю» объемного заряда, как и для случая $E_g = 1 \text{ эВ}$ при $V = 0$. При прямом смещении диода, когда барьер понижается, влияние свободных носителей, естественно, усиливается.

Изменению характера распределения объемного заряда при уменьшении E_g сопутствует видоизменение распределения напряженности электрического поля в $p-n$ -переходе. Как видно из рис. 1, для $E_g = 1 \text{ эВ}$ напряженность поля F линейно уменьшается по мере удаления от границы раздела (хорошо известный факт). Для $E_g = 0,3 \text{ эВ}$ линейный участок сужается, а для $E_g \approx 0,1 \text{ эВ}$ зависимость $F(x)$ претерпевает качественные изменения. (В отличие от зависимости $F(x)$ «деформация» кривых $\phi(x)$ прояв-

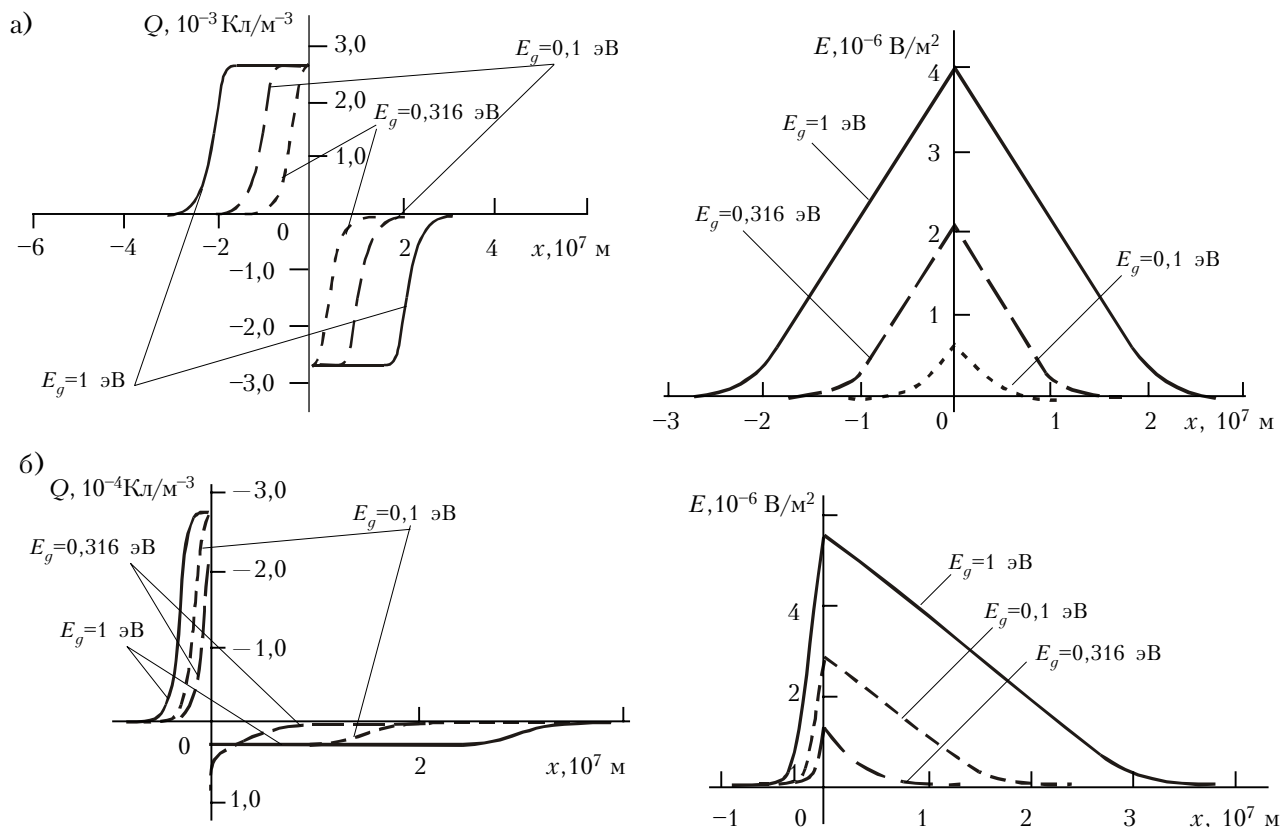


Рис. 1. Распределение плотности объемного заряда и напряженности электрического поля для (а) симметричного ($N_a = N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и (б) несимметричного ($N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$) $p-n$ -перехода при трех значениях ширины запрещенной зоны (77 К)

ляется не столь наглядно, и поэтому они на рисунке не представлены.)

Обсуждаемые особенности проявляются также и в *несимметричном* $p-n$ -переходе (рис. 1, б). При уменьшении E_g участки с постоянной плотностью объемного заряда, а значит, с линейной зависимостью напряженности электрического поля и квадратичной зависимостью потенциала от координаты, сужаются как в p -области, так и в сильнее легированной n -области. Качественное отличие от симметричного перехода заключается в том, что для узкозонного полупроводника ($E_g = 0,1 \text{ эВ}$) в слое, прилегающем к границе $x=0$ со стороны слабо легированной p -области, плотность объемного заряда резко возрастает в результате перехода электронов из n -области (что и оговаривалось выше). Этот эффект усиливается при большем различии N_d и N_a , что вполне может реализоваться в HgCdTe и HgMnTe n^+-p -переходах.

Таким образом, перенесение модели $p-n$ -перехода в широкозонном полупроводнике на диоды в узкозонных полупроводниках не вполне корректно, особенно если это касается процессов, зависящих от хода потенциала и распределения напряженности электрического поля в области пространственного заряда (генерация-рекомбинация, туннелирование и т. п.).

Влияние вырождения n -области

Чтобы выявить изменения, обусловленные уменьшением ширины запрещенной зоны полупроводника,

эффективные массы электронов и дырок в представленных выше расчетах были приняты равными. На самом деле при сужении E_g эффективная масса электрона m_e быстро уменьшается, так что соотношение $m_e = 0,01m_0$ для рассматриваемых полупроводников можно считать типичным. Одновременно с уменьшением m_e резко уменьшается плотность состояний в зоне проводимости, из-за чего, как уже отмечалось, вырождение электронного газа наблюдается при необычно низких для широкозонного полупроводника концентрациях носителей.

Сильное вырождение электронов в n -области диодной структуры объясняет экспериментальный факт, что высота барьера ϕ_0 в n^+-p -переходе в 2–3 раза превышает ширину запрещенной зоны полупроводника [3, 6]. Действительно, в этом случае

$$\phi_0 = E_g - E_{Fp} + E_{Fn}. \quad (9)$$

Значение E_{Fp} , согласно (5), составляет при $p = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, 77 К примерно 0,025 эВ, а $\phi_0 = 0,25 \text{ эВ}$ при концентрации электронов в n -области, несколько превышающей 10^{18} см^{-3} (см. **рис. 2**), что вполне достижимо.

С учетом сказанного на рис. 2 представлены результаты решения уравнения Пуассона (1) и (2) для полупроводника с шириной запрещенной зоны 0,1 эВ и параметрами, типичными для HgCdTe или HgMnTe $p-n$ -переходов ($m_h = 0,55m_0$, $m_e = 0,01m_0$, $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при трех значениях концентрации доноров — 10^{16} , 10^{17} и 10^{18} см^{-3} . Как видно из рисун-

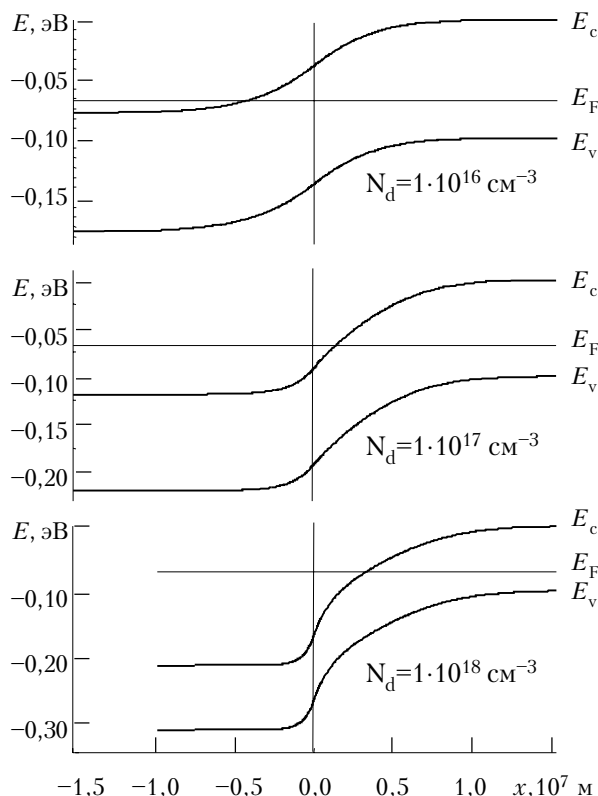


Рис. 2. Рассчитанные энергетические диаграммы перехода в p -подложке ($E_g=0,1$ эВ) с концентрацией акцепторов 10^{16} см^{-3} для $m_e=m_h=0,55m_0$ и различных концентрациях доноров (77 К)

E_F – уровень Ферми; E_c – дно зоны проводимости; E_v – потолок валентной зоны

ка, при $N_d=10^{16}$ см^{-3} энергетическая диаграмма перехода напоминает таковую для ступенчатого $p-n$ -перехода в широкозонном полупроводнике с несколько вырожденной n -областью. Однако при $N_d=10^{17}$ и 10^{18} см^{-3} энергетическая диаграмма перехода сильно видоизменяется. Если в несимметричном n^+-p -переходе в широкозонном полупроводнике перепад потенциала, приходящийся на сильно легированную область, составляет $N_a/(N_a+N_d)$ -ю долю, т. е. очень малую часть высоты барьера [4], то в рассматриваемом случае это не так. Как видно из рисунка, и при $N_d=10^{18}$ см^{-3} , и при 10^{17} см^{-3} (как, впрочем, и при $N_d=10^{16}$ см^{-3}) на n^+ -область приходится примерно одинаковое падение потенциала, равное $\sim 0,04$ В. Не менее важно и то, что в n^+-p -переходе в результате

перехода электронов из n^+ -области становится вырожденной и p -область, прилегающая к металлургической границе раздела.

Таким образом, распределение плотности объемного заряда, напряженности электрического поля и потенциала в $p-n$ -переходе в широкозонном полупроводнике претерпевает качественные изменения при переходе к полупроводнику с шириной запрещенной зоны, пригодному для детектирования инфракрасного излучения в атмосферном окне $8-14$ мкм. Эти изменения, обусловленные влиянием основных носителей, дополняются существенным вкладом неосновных носителей в несимметричном $p-n$ -переходе с вырожденной n^+ -областью. В результате плотность объемного заряда перестает быть постоянной, зависимость напряженного электрического поля линейна, а потенциал становится квадратично зависящим от координаты.

Полученные результаты могут быть использованы для вычисления токов, проходящих через барьер, и, далее, с учетом всех возможных механизмов переноса, — диффузионного сопротивления диода при нулевом смещении, ключевого параметра детектора инфракрасного излучения. Эти проблемы, однако, требуют отдельного рассмотрения.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Rogalski A. Analysis of the R_0A product in n^+-p $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ photodiodes // *Infrared Phys.* — 1988. — Vol. 28, N 3. — P. 139–153.
2. Rogalski A. $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ as a new infrared detector material // *Ibid.* — 1991. — Vol. 31, N 2. — P. 117–166.
3. Kosyachenko L. A., Rarenko I. M., Sun Weiguo, Lu Zheng Xiong. Charge transport mechanisms in HgMnTe photodiodes with ion etched $p-n$ junctions // *Solid-State Electron.* — 2000. — Vol. 44, N 7. — P. 1197–1202.
4. Sze M. *Physics of semiconductor devices.* — New-York: Wiley-Interscience, 1981.
5. Пикус Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов. — М.: Наука, 1965.
6. Kosyachenko L. A., Ostapov S. E., Sun Weiguo. Special features of generation-recombination processes in $p-n$ junctions based on the HgMnTe // *Semiconductors.* — 2000. — Vol. 34, N 6. — P. 668–670.
7. Kane E. O. Band structure of indium antimonide // *J. Phys. Chem. Solids.* — 1957. — Vol. 1. — P. 249–261.
8. Данилина Н. И., Дубровская И. С., Кваша О. П. и др. Численные методы. — М.: Высшая школа, 1976.

в портфеле редакции	в портфеле редакции	в портфеле редакции	в портфеле редакции	в портфеле редакции
	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Определение смежности компонентов. С. В. Зудин, С. Ю. Лузин, О. Б. Полубасов (Россия, С.-Петербург) ➤ Методика разработки и исследование усилителя класса Е. В. Г. Крыжановский, А. Н. Рудякова, Д. В. Чернов (Украина, г. Донецк) 	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Организация процесса фотосчитывания спектральных распределений радиосигналов в акустооптическом анализаторе спектра. В. В. Данилов (Украина, г. Донецк) ➤ Влияние режима работы охлаждающего термоэлемента на показатели надежности термоэлектрического устройства. В. Ф. Мусеев, В. П. Зайков (Украина, г. Одесса) 		
	в портфеле редакции	в портфеле редакции	в портфеле редакции	