

Генерационно-рекомбинационные и диффузионные токи в $n^+ - p$ -переходах HgMnTe

© Л.А. Косяченко, А.В. Марков, С.Э. Остапов, И.М. Раренко

Черновицкий национальный университет,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 5 февраля 2001 г. Принята к печати 2 апреля 2001 г.)

Исходя из уравнения Пуассона рассмотрены особенности распределения объемного заряда, напряженности электрического поля и потенциала в $p-n$ -переходе в узкозонном полупроводнике типа HgMnTe. Показано, что при сужении запрещенной зоны влияние свободных носителей приводит к тому, что зависимость напряженности электрического поля от координаты отклоняется от линейной, а потенциала — от квадратичной. Вследствие этого, а также из-за значительного увеличения диффузионного потенциала в $n^+ - p$ -переходе с вырожденной n^+ -областью, становятся своеобразными механизмы переноса заряда: зависимость рекомбинационного тока от напряжения отклоняется от обычно используемых аналитических выражений, а при больших напряжениях смещения доминирует диффузионный ток дырок из слабо легированной p -области в n^+ -область.

1. Введение

Для детектирования инфракрасного излучения в спектральной области 8–14 мкм используются диодные структуры на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0.2$) с $p-n$ -переходами, содержащими сильно легированную n -область, т.е. с $n^+ - p$ -переходами [1]. Такие структуры наиболее пригодны и при использовании других полупроводников, в частности твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x \approx 0.1$), обладающего большей "стабильностью" решетки и поверхности кристалла [2]. Характеристики $n^+ - p$ -переходов в HgMnTe, образующихся при ионной имплантации или ионном травлении материала p -типа проводимости [2,3], обстоятельно проанализированы теоретически с учетом различных механизмов тока [2] с использованием разработанных для $p-n$ -переходов хорошо известных моделей [4,5].

Между тем детальные исследования электрических характеристик $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x \approx 0.1$, $E_g \approx 0.1$ эВ) $n^+ - p$ -переходов выявляют существенные особенности, не укладывающиеся в эти модели: вольт-амперная характеристика при прямом напряжении смещения отклоняется от характерной для рекомбинационного тока зависимости $I \propto \exp(eV/2kT)$, диффузионный ток ($I \propto \exp(eV/kT)$) проявляется при слишком больших прямых смещениях, отношение прямого тока к обратному обычно не превышает 10^2 и др. [3,6,7]. В качестве иллюстрации на рис. 1 представлены типичные вольт-амперные характеристики диодов на основе HgMnTe. Несмотря на различие обратных токов, связанное с неоднородностью материала, прямые ветви демонстрируют достаточно хорошую воспроизводимость как величины тока, так и характерной формы прямой ветви $I(V)$. В работах [3,7] показано, что для объяснения наблюдаемого отклонения зависимости рекомбинационного тока от $\exp(eV/2kT)$ достаточно учесть тот факт, что наиболее эффективные центры рекомбинации расположены не строго посередине запрещенной зоны. Другие особенности процессов происходящих в $p-n$ -переходе на

основе узкозонного полупроводника, в этих работах не рассмотрены.

Представленные в настоящей работе результаты показывают, что наблюдаемые особенности электрических характеристик диодов на основе HgMnTe находят достаточно полное объяснение, если использовать модель перехода, учитывающую вырождение n^+ -области, и обусловленные этим эффектом распределения объемного заряда, потенциала и напряженности электрического поля в $p-n$ -переходе в узкозонном полупроводнике. Это представляется актуальным, поскольку в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ с шириной запрещенной зоны около 0.1 эВ (граничная длина волны ~ 12 мкм) эффективная масса электронов примерно на 2 порядка меньше массы свободного электрона, а заметное вырождение электронного газа в зоне проводимости наблюдается уже при концентрации электронов $n \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Подобное имеет место и в других узкозонных полупроводниках, в частности в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

2. Распределение объемного заряда и напряженности электрического поля в $p-n$ -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 $x > 0$ (рис. 1, *b*). Предполагаемое *ступенчатое* распределение примеси, как известно, адекватно описывает переходы, образующиеся при ионной имплантации и ионном травлении p -HgMnTe, эпитаксиальные и даже мелкие диффузионные $p-n$ -переходы [1–4]. Такая модель вполне оправдана, если только толщина слоя, в котором происходит изменение концентрации примеси, намного меньше толщины области пространственного заряда.

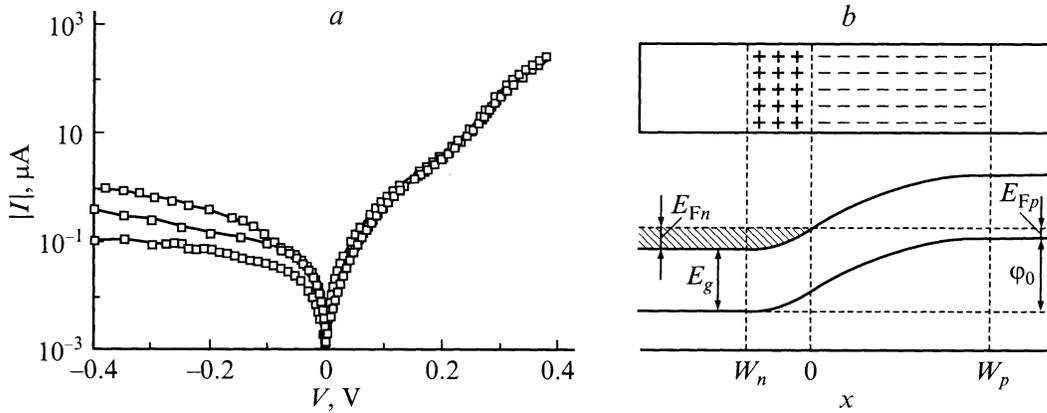


Рис. 1. *a* — вольт-амперные характеристики нескольких диодов на основе $Hg_{1-x}Mn_xTe$ ($E_g = 0.12$ эВ) с $n^+ - p$ -переходом при 80 К (площадь диода $5 \cdot 10^{-5}$ см²); *b* — энергетическая диаграмма рассматриваемого $p - n$ -перехода.

В приближении ступенчатого перехода в области $x < 0$ ионизированные доноры создают объемный заряд eN_d , а в области $x > 0$ ионизированные акцепторы — объемный заряд $-eN_a$ (если n - или p -области представляют собой компенсированные полупроводники, N_d и N_a заменяются концентрациями некомпенсированной примеси). В случае широкозонного полупроводника обычно полагается, что концентрация свободных носителей (основных) на внешних краях обедненного слоя (координаты W_n и W_p на рис. 1, *b*) быстро убывает при углублении в область $p - n$ -перехода, 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 намного меньше, вклад свободных носителей 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 потенциальной энергии $\varphi(x)$ в одномерном случае имеют вид

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{e^2[N_d - n(x) + p(x)]}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad \text{при } x < 0, \quad (1)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{e^2[N_a - p(x) + n(x)]}{\varepsilon\varepsilon_0} \quad \text{при } x > 0, \quad (2)$$

где ε — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 — электрическая постоянная (под e подразумевается абсолютная величина заряда электрона).

Будем отсчитывать энергию электрона E от дна зоны проводимости в n^+ -области диода, а энергию Ферми

в n^+ -слое обозначим через E_{Fn} (рис. 1, *b*). Тогда для концентрации электронов в зоне проводимости можно записать

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

где V — напряжение смещения, $\rho_c(E)$ — плотность состояний в зоне проводимости, непараболичность которой учтем, используя закон дисперсии в широко используемой модели Кейна [8]

$$E_c(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} + \frac{1}{2} \left[\sqrt{E_g^2 + \frac{8}{3} P^2 k^2} - E_g \right], \quad (4)$$

откуда несложно получить [9]

$$\rho_c(E) = \frac{\sqrt{2} m_e^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} E^{1/2} \left(1 + \frac{E}{E_g}\right)^{1/2} \left(1 + 2\frac{E}{E_g}\right), \quad (5)$$

где $m_e = 3\hbar^2 E_g / 4P^2$ — эффективная масса электрона на дне зоны проводимости, P — параметр, определяемый матричным элементом момента импульса (при $E/E_g \ll 1$ из (5) следует выражение для плотности состояний в параболической зоне).

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 $m_h \approx 0.55m_0$ (m_0 — масса электрона в вакууме), эффектами вырождения в валентной зоне можно пренебречь и для концентрации свободных дырок можно записать

$$p(x, V) = \frac{N_v}{\exp\left(\frac{E_{Fp} + \varphi_0 - eV - \varphi(x, V)}{kT}\right) + 1}, \quad (6)$$

где E_{Fp} — расстояние уровня Ферми от потолка валентной зоны в объеме p -области, φ_0 — высота барьера в

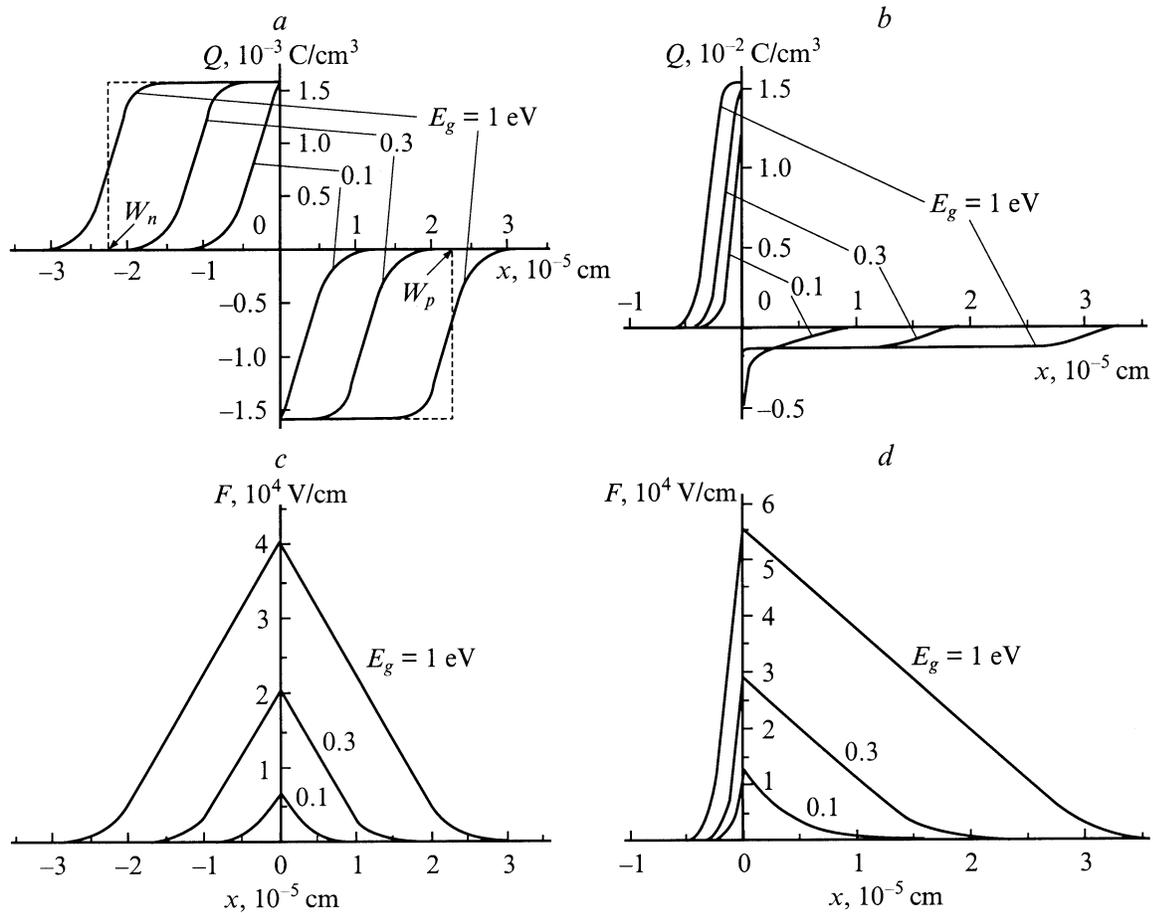


Рис. 2. Распределение плотности объемного заряда (*a, b*) и напряженности электрического поля (*c, d*) для симметричного *p–n*-перехода с $N_a = N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (*a, c*) и несимметричного с $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (*b, d*) при трех значениях ширины запрещенной зоны E_g при $T = 77 \text{ К}$, указанных на рисунках.

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)–(6) решались методом Рунге–Кутты [10] как система дифференциальных уравнений 1-го порядка

$$\frac{1}{e} \frac{d\varphi}{dx} = F(x, \varphi), \quad (7)$$

$$\frac{dF}{dx} = \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} Q(x, \varphi) \quad (8)$$

для напряженности электрического поля $F(x, V)$ и плотности объемного заряда $Q(x, V)$ соответственно. Постоянные интегрирования находились из условия, что в точке $x = 0$ оба уравнения должны давать одни и те же значения как потенциала, так и напряженности электрического поля. В глубине *n*- и *p*-областей напряженность электрического поля и объемный заряд принимались равными нулю. При заданной концентрации свободных носителей определялось положение уровня Ферми в *n*- и *p*-областях, а значит, и высота барьера

в переходе, что являлось еще одним условием при решении уравнений (1) и (2). Расчеты проводились 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 [2].

На рис. 2 представлено найденное распределение объемного заряда $Q(x)$, т.е. величины $e[N_d - n(x) + p(x)]$ для *n*-области и $-e[N_a - p(x) + n(x)]$ для *p*-области (рис. 2, *a, b*), а также напряженности электрического поля $F(x)$ для обеих областей (рис. 2, *c, d*). Расчет производился для полупроводника с шириной запрещенной зоны 1, 0,3 и 0,1 эВ, а эффективные массы электронов и дырок приняты для начала равными $m_e = m_h = 0.55m_0$. Слева приведены результаты расчета для симметричного *p–n*-перехода при $N_d = N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. 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 она плавно изменяется (объемная плотность заряда $1.6 \cdot 10^{-3} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-3}$ соответствует заряду однократно ионизированных примесей с концентрацией 10^{16} см^{-3}).

Для $E_g = 0.3$ эВ переходная область охватывает уже значительную часть обедненного слоя, а для $E_g = 0.1$ эВ постоянство объемного заряда вообще не наблюдается. Указанные на рисунке величины W_n и W_p соответствуют толщине обедненных слоев соответственно в n - и p -областях для полупроводника с $E_g = 1$ эВ, если свободными носителями пренебречь (чтобы не загромождать рисунок, для $E_g = 0.3$ и 0.1 эВ координаты W_n и W_p не показаны).

Таким образом, сделанное предположение об усиливающейся роли свободных носителей в формировании объемного заряда в $p-n$ -переходе в узкозонном полупроводнике подтверждается. Более того, из рис. 2 видно, что для $E_g \approx 0.1$ эВ роль свободных носителей оказывается преобладающей. Как уже отмечалось, это обусловлено малой контактной (по сравнению с диодами на широкозонных полупроводниках) разностью потенциалов, а не какими-либо другими причинами. Подтверждением этого является то, что решение уравнений (1) и (2) для $E_g = 0.1$ эВ при обратном напряжении смещения $V = -0.9$ В приводит к практически такому же "профилю" объемного заряда, как и для случая $E_g = 1$ эВ при $V = 0$.

Из рис. 2 также видно, что изменение характера распределения объемного заряда при уменьшении E_g приводит к видоизменению распределения напряженности электрического поля в $p-n$ -переходе. Для $E_g = 1$ эВ напряженность поля F линейно уменьшается по мере удаления от металлургической границы раздела (хорошо известный факт), для $E_g = 0.3$ эВ линейный участок сужается, а для $E_g = 0.1$ эВ зависимость $F(x)$ претерпевает качественные изменения.

Обсуждаемые особенности проявляются также и в несимметричном $p-n$ -переходе (рис. 2, b, d). 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 ($E_g = 0.1$ 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 концентраций N_d и N_a , что вполне может реализоваться в HgMnTe $n^+ - p$ -переходах [2,3].

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 обедненном слое (генерация-рекомбинация, туннелирование и т.п.).

3. 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 же деле, при сужении E_g эффективная масса электрона m_e в $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ (как и в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$) быстро уменьшается, так что соотношение $m_e = 0.01m_0$ для $E_g \approx 0.1$ эВ можно считать типичным [1,2]. 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. Связь энергии Ферми E_{Fn} с концентрацией электронов n определяется соотношением

$$n(E_{Fn}) = \int_0^{\infty} \frac{\rho_c(E)dE}{\exp\left(\frac{E-E_{Fn}}{kT}\right) + 1} \quad (9)$$

с использованием для $\rho_c(E)$ выражения (5). Из (9) следует, что для полупроводника с $E_g = 0.1$ эВ и $m_e = 0.01m_0$ уровень Ферми пересекает дно зоны проводимости уже при $n \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а при $n \gtrsim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ заходит в зону на несколько десятых электронвольта. Отклонением закона дисперсии в валентной зоне от параболического, как и изменением эффективной массы дырок m_h при уменьшении ширины запрещенной зоны в полупроводниках типа HgMnTe, обычно пренебрегают, т.е. для концентрации дырок можно использовать формулу (6).

Сильное вырождение электронов в n -области диодной структуры объясняет тот экспериментальный факт, что высота барьера φ_0 в $n^+ - p$ -переходе может в 2–3 раза превышать ширину запрещенной зоны полупроводника [3,7]. Действительно, в этом случае

$$\varphi_0 = E_g - E_{Fp} + E_{Fn}. \quad (10)$$

Значение E_{Fp} согласно (6) составляет при $p = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T = 77$ К примерно 0.025 эВ, а высота барьера составляет $\varphi_0 = 0.25$ эВ при концентрации электронов в n -области, несколько превышающей значение 10^{18} см^{-3} , что вполне достижимо.

С учетом сказанного на рис. 3 представлены результаты решения уравнения Пуассона (1) и (2) для полупроводника с шириной запрещенной зоны 0.1 эВ и параметрами, типичными для $p-n$ -переходов в HgMnTe ($m_h = 0.55m_0$, $m_e = 0.01m_0$, $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$) при трех значениях концентрации доноров: 10^{16} , 10^{17} и 10^{18} см^{-3} . Как видно из рисунка, при $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ энергетическая диаграмма перехода напоминает таковую для ступенчатого $p-n$ -перехода в широкозонном полупроводнике с вырожденной n -областью. Однако при $N_d = 10^{17}$ и 10^{18} см^{-3} энергетическая диаграмма перехода сильно видоизменяется. На обедненный слой в n^+ -области приходится незначительный перепад потенциала

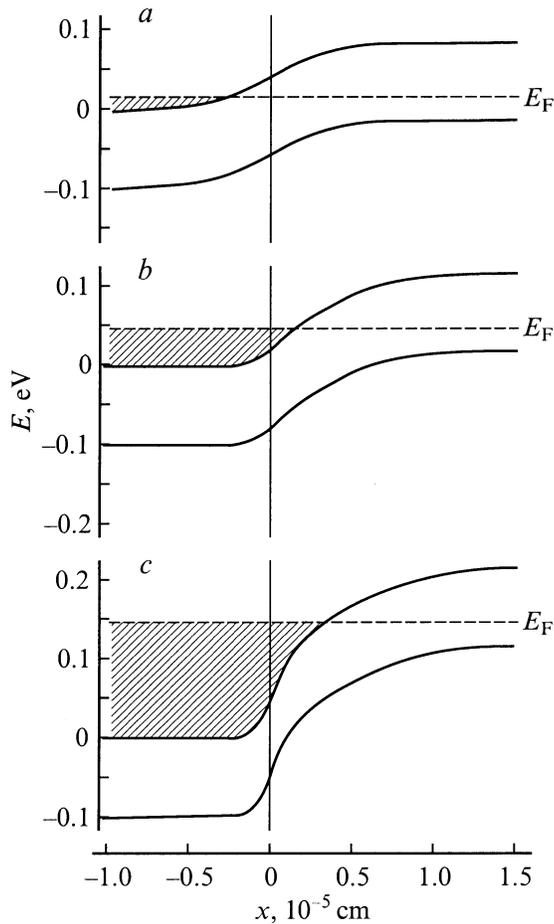


Рис. 3. Диаграммы перехода при концентрации акцепторов $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в p -подложке и при различной концентрации доноров в n -слое N_d , см^{-3} : $a - 10^{16}$, $b - 10^{17}$, $c - 10^{18}$. $E_g = 0.1 \text{ эВ}$, $m_e = m_h = 0.55m_0$, $T = 77 \text{ К}$, E_F — уровень Ферми.

(0.03–0.04 В), а в p -области возникает *инверсионный слой* (в результате инжекции электронов) подобно тому, как это происходит на контакте металл–полупроводник или в поверхностно-барьерном диоде при большом искривлении зон (высоком барьере). Более того, электроны в инверсионном слое находятся в вырожденном состоянии. Слой с собственной проводимостью (i -слой), а значит, и сам p – n -переход находятся в p -области на значительном удалении от металлургической границы между n^+ - и p -областями. Все это позволяет предположить, что электрические свойства исследуемых диодов определяются прежде всего процессами в p -области.

4. Генерационно-рекомбинационные токи в n^+ – p -переходе

Генерация–рекомбинация носителей в области пространственного заряда является одним из основных механизмов, определяющих электрические свой-

ства инфракрасных фотодиодов на основе HgCdTe и HgMnTe [1–3]. Обычно генерационно-рекомбинационные процессы объясняются на основе модели Саа–Нойса–Шокли, предложенной для интерпретации характеристик кремниевых n – p -переходов [11]. Рассмотрение статистики рекомбинации через единичный центр приводит к следующему выражению для скорости рекомбинации в стационарных условиях [12]:

$$U(x, V) = \frac{n(x, V)p(x, V) - n_0p_0}{\tau_{p0}[n(x, V) + n_1] + \tau_{n0}[p(x, V) + p_1]}, \quad (11)$$

где $n(x, V)$ и $p(x, V)$ — концентрация свободных носителей соответственно в зоне проводимости и валентной зоне, n_0 и p_0 — их равновесные значения, τ_{n0} и τ_{p0} — времена жизни соответственно электронов и дырок в дырочном и электронном полупроводниках. Величины n_1 и p_1 численно равны равновесным концентрациям электронов и дырок при условии, что уровень Ферми совпадает с уровнем центра рекомбинации, т.е. n_1 и p_1 — величины, определяющие зависимость скорости $U(x, V)$ от глубины залегания центра. Обозначая через E_r энергетическое расстояние рекомбинационного уровня от дна зоны проводимости, для n_1 и p_1 можно записать:

$$n_1 = \frac{N_c}{\exp\left(\frac{E_r}{kT}\right) + 1}, \quad (12)$$

$$p_1 = \frac{N_v}{\exp\left(\frac{E_g - E_r}{kT}\right) + 1}. \quad (13)$$

Интегрирование $U(x, V)$ по всей области пространственного заряда дает плотность генерационно-рекомбинационного тока:

$$J_{gr} = e \int U(x, V) dx. \quad (14)$$

Из (14) с учетом (11)–(13) можно получить при некоторых упрощениях широко используемые для p – n -перехода аналитические выражения для рекомбинационного тока при прямом напряжении смещения и генерационного — при обратном ($eV \gg kT$):

$$J_r = \frac{en_iW}{\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}}} \exp\left(\frac{eV}{2kT}\right), \quad (15)$$

$$J_g = \frac{en_iW}{\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}}}, \quad (16)$$

где n_i — собственная концентрация носителей, W — ширина области пространственного заряда, $(\tau_{n0}\tau_{p0})^{1/2} = \tau_0$ — эффективное время жизни носителей в ней. Правую часть (15) иногда дополняют множителем $kT/(\varphi_0 - eV)$, учитывая, что рекомбинация происходит не равномерно во всей области пространственного заряда, а только в ее части.

Как следует из вышеизложенного, применение выражений (15) и (16) к n^+ – p -переходам в HgMnTe представляется необоснованным, поскольку при их выводе

не учтены особенности, связанные с узкой запрещенной зоной и сильным вырождением n^+ - области. Для нахождения генерационно-рекомбинационных токов в таких переходах следует обратиться к выражениям (11)–(14), используя для $n(x, V)$ и $p(x, V)$ формулы (3) и (6). Поскольку в запрещенной зоне HgMnTe имеется достаточное количество различных уровней (примесей и дефектов), можно принять, что наиболее эффективными центрами генерации-рекомбинации являются, согласно теории Саа-Нойса-Шокли, уровни с глубиной залегания

$$E_t = \frac{E_g}{2} - \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{\tau_{n0} N_v}{\tau_{p0} N_c} \right). \quad (17)$$

На рис. 4, *a* представлено распределение скорости рекомбинации $U(x)$ в $n^+ - p$ -переходе, рассчитанное по формуле (11) при различных прямых смещениях. Как видно, при низких напряжениях рекомбинация происходит в относительно узком слое пространственного заряда в p -области диода (для U использована логарифмическая шкала). По мере увеличения напряжения область наиболее эффективной рекомбинации смещается к границе раздела n^+ - и p -областей (одновременно с сужением области пространственного заряда). При этом скорость рекомбинации на краях области пространственного заряда возрастает с напряжением быстрее, чем в слое наибо-

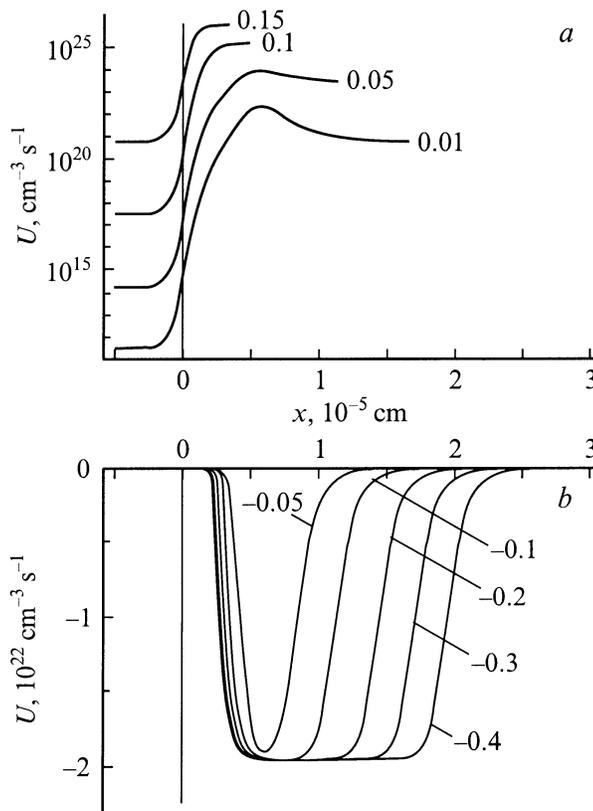


Рис. 4. Распределение скорости рекомбинации при прямом смещении (*a*) и генерации — при обратном (*b*) в $n^+ - p$ -переходе при $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (возле кривых указано напряжение смещения в вольтах).

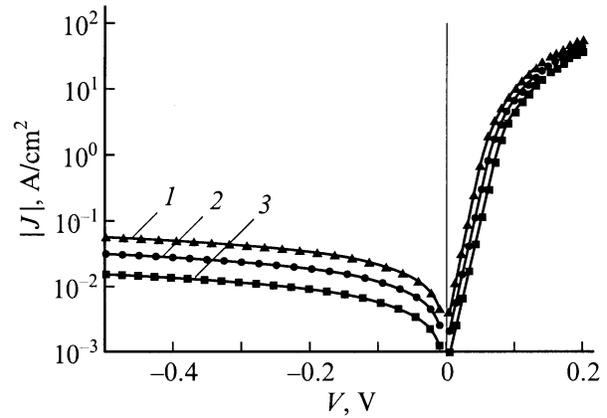


Рис. 5. Рассчитанные зависимости плотности генерационно-рекомбинационного тока J от напряжения V в $n^+ - p$ -переходе при $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и различных концентрациях акцепторов в подложке $N_a, \text{ см}^{-3}$: 1 — 10^{16} , 2 — $3 \cdot 10^{16}$, 3 — 10^{17} .

лее эффективной рекомбинации, в результате чего при приближении eV к φ_0 рекомбинация становится почти равномерной по всему обедненному слою в p -области.

При обратном напряжении смещения (в этом случае согласно (11) $U < 0$) генерация происходит также в p -области диода, причем при низких напряжениях — также в узком слое пространственного заряда (рис. 4, *b*). При увеличении напряжения этот слой расширяется (при неизменной скорости рекомбинации в максимуме), перекрывая в конце концов весь обедненный слой в p -области (его толщина увеличивается с напряжением).

На рис. 5 показаны зависимости генерационно-рекомбинационного тока от напряжения, полученные интегрированием $U(x, V)$ по всей области пространственного заряда, т.е. в пределах от $-W_n$ до W_p . Расчеты проведены для концентрации доноров в n^+ -слое $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и различных концентрациях акцепторов в p -подложке $N_a = 10^{16}, 3 \cdot 10^{16}$ и 10^{17} см^{-3} . Расчеты, проведенные при фиксированном значении N_a и различных значениях N_d , показывают, что вольт-амперная характеристика практически не зависит от N_d в широком диапазоне его изменения ($3 \cdot 10^{17} - 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) [3]. Это и понятно, поскольку генерация-рекомбинация в переходе происходит, как это следует из рис. 4, в основном в p -области диода.

Сравнение результатов, представленных на рис. 5 и 1, показывает прежде всего, что измеренные обратные токи заметно превышают расчетные и, кроме того, более резко зависят от напряжения. Это объясняется тем, что обратные токи в диодах на основе HgMnTe при низких температурах (77 К) определяются эффектами сильного поля (тунелированием и лавинным умножением носителей) и только при 180–200 К генерационный ток становится доминирующим [3].

Расчетный прямой ток при низких смещениях (менее 0.07–0.08 В) следует зависимости (15), а при повышении напряжения отклоняется от нее в сторону

уменьшения тока, что согласуется с поведением экспериментальных кривых. (Заметим, что отклонение от указанной зависимости не наблюдается, если принять $m_e = m_n = 0.55m_0$ и увеличить диффузионный потенциал, приняв $E_g = 0.2-0.3$ эВ). Что же касается отсутствия на расчетных кривых (рис. 5) нового нарастания тока в области смещений выше ~ 0.25 В, наблюдаемого на экспериментальных кривых (рис. 1), то это объясняется тем, что при расчетах не принималось во внимание надбарьерное прохождение носителей, т.е. не учтены диффузионные токи неосновных носителей.

5. Вклад диффузионных токов

Электронный и дырочный диффузионные токи при прямом напряжении смещения можно найти, используя результаты расчета скорости рекомбинации в переходе (рис. 4, а). Принимая, что концентрация электронов, инжектируемых в нейтральную p -область ($x > W_p$), убывает с координатой как $\exp(-x/L_n)$ (L_n — диффузионная длина электронов) [4,5], плотность диффузионного электронного тока J_n можно найти, умножая скорость рекомбинации в точке $x = W_p$ на L_n , т.е.

$$J_n = eU_n(x = W_p)L_n.$$

Аналогично можно записать и для диффузионного дырочного тока:

$$J_p = eU_p(x = W_n)L_p,$$

где L_p — диффузионная длина дырок.

Зависимости скоростей рекомбинации U_p и U_n в точках $x = W_p$ и $x = -W_n$ вместе с зависимостью скорости рекомбинации в максимуме U_{\max} от V представлены на

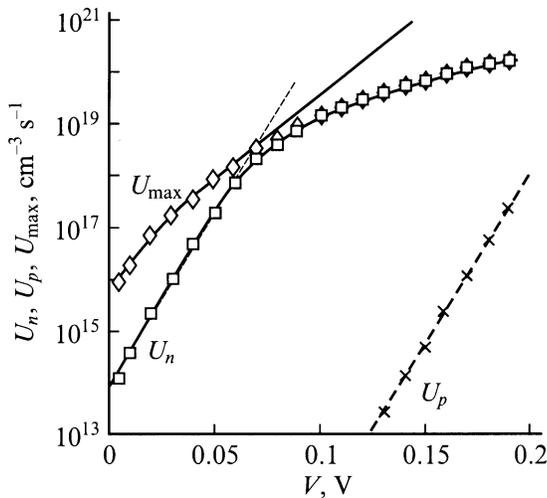


Рис. 6. Зависимости от напряжения скоростей рекомбинации на границе обедненного слоя с p -областью U_n и с n^+ -областью U_p , а также максимальной скорости рекомбинации U_{\max} . Сплошная и штриховые прямые соответствуют $U \propto \exp(eV/kT) - 1$.

рис. 6. Из сравнения кривых можно сразу же сделать вывод, что диффузионный электронный ток не может привести к перегибу на вольт-амперной характеристике при $V \approx 0.25$ В, как это наблюдается эксперименте, поскольку в этой области напряжений зависимость U_n от V практически такая же, как и U_{\max} от V (только при низких напряжениях наблюдается характерная для надбарьерного тока зависимость $I \propto \exp(eV/kT)$). Этого, однако, нельзя сказать о диффузионном дырочном токе: зависимость $U_p(x = W_n)$ от V во всем диапазоне изменения V следует закону $\exp(eV/kT)$. Это и понятно, поскольку потенциальный барьер для дырок в n^+-p -переходе довольно высокий (в отличие от барьера для электронов, как это видно из рис. 3), и поэтому концентрация дырок, способных проникнуть в n^+ -область, определяется бoльцмановским множителем вида $\exp[-(\varphi_0 + E_{F_p} - eV)/kT] \propto \exp(eV/kT)$. Таким образом, диффузионный ток дырок из слабее легированной p -области обуславливает наблюдаемый на измеренных вольт-амперных характеристиках перегиб в области $V = 0.25-0.3$ В (а не электронный ток из сильнее легированной n^+ -области, как это можно было предположить [4,5]).

Для количественной оценки вклада диффузионного дырочного тока используем соотношения $L_p = (D_p\tau_p)^{1/2}$ и $eD_p/kT = \mu_p$, где D_p , τ_p и μ_p — соответственно коэффициент диффузии, время жизни и подвижность дырок. Положив $\mu_p = 10^3$ см²/(с·В), получаем при 77 К $D_p \approx 10$ см²/с. Время жизни дырок τ_p можно определить из сравнения результатов расчета с экспериментом. При этом нужно иметь в виду, что его величина может оказаться на несколько порядков меньшей по сравнению с принятым значением 10^{-6} с (вполне приемлемым для обедненного носителями слоя), благодаря эффективной оже-рекомбинации в сильно легированном n^+ -слое [2].

С учетом сказанного на рис. 7 представлены рассчитанные при различных значениях τ_p вольт-амперные характеристики n^+-p -перехода с учетом двух составляющих тока — рекомбинационного в области пространственного заряда и диффузионного дырочного. Использованы реальные для HgMnTe-диода параметры: $N_a = 3 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $N_d = 10^{18}$ см⁻³, $(\tau_{n0}\tau_{p0})^{1/2} = \tau_0 = 10^{-6}$ с, площадь диода $A = 5 \cdot 10^{-5}$ см², время жизни дырок использовано как параметр, изменяющийся в широких пределах $10^{-6}-10^{-10}$ с [3].

Как видно, учет дырочного диффузионного тока приводит к желаемому дополнительному возрастанию тока при $V > 0.15-0.25$ В. Для того чтобы начало этого возрастания тока соответствовало перегибу на экспериментальных кривых (рис. 1), время жизни дырок нужно принять равным $10^{-8}-10^{-9}$ с. В области больших токов, однако, расчетная кривая идет значительно круче, чем экспериментальная. Это расхождение легко объяснить тем, что в этой области токов значительная часть приложенного к диоду напряжения падает на последовательном сопротивлении подложки R_s , составляющего для

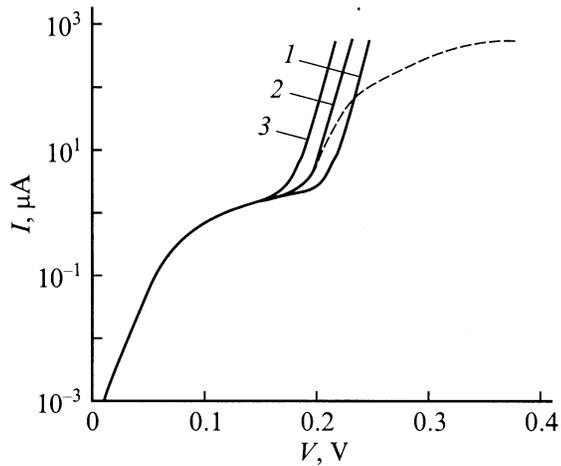


Рис. 7. Прямые вольт-амперные характеристики $n^+ - p$ -перехода ($E_g = 0.1$ эВ) при $N_a = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При расчете рекомбинационного тока время жизни в обедненном слое τ_0 принято равным 10^{-6} с. Диффузионный дырочный ток рассчитан для трех значений времени жизни в n^+ -слое τ_p , с: 1 — 10^{-10} , 2 — 10^{-8} , 3 — 10^{-6} . Штриховая кривая — результат расчета для $\tau_p = 10^{-8}$ с с учетом падения напряжения на последовательном сопротивлении подложки $R_s = 250$ Ом.

HgMnTe-диодов 100–300 Ом [3]. Если же падение напряжения на R_s учесть, расчетная зависимость становится весьма сходной с экспериментальной кривой (штриховая линия). Определяющий вклад дырочного диффузионного тока при больших токах не исключает важную роль электронного диффузионного тока при низких прямых смещениях.

Несмотря на меньшую скорость рекомбинации на границе обедненного слоя с нейтральной p -областью ($U_n < U_{\text{max}}$ на рис. 6), электронный диффузионный ток может оказаться существенным при определенном соотношении параметров, в частности благодаря большей диффузионной длине электронов.

Завершая изложение результатов работы, проанализируем применимость модели, используемой при расчете токов. Ведь в условиях прямого смещения формулы (3) и (6) справедливы, если только рекомбинационный ток *намного меньше* диффузионного тока носителей в любом сечении перехода, т.е. в этом случае диффузионный ток практически уравнивается дрейфовым (см. [5], с. 189–190). Сравним рекомбинационный ток J_r , представленный на рис. 7, с диффузионным током электронов $J_e = eD_n dn/dx$ и дырок $J_h = eD_p dp/dx$ в сечении перехода, где скорость рекомбинации максимальна. Для каждого значения V координату x , при которой $U = U_{\text{max}}$, можно найти из результатов, представленных на рис. 4, а, а зависимости $n(x, V)$ и $p(x, V)$ — из формул (3) и (6), зная потенциал $\varphi(x, V)$ в той же точке.

Рассчитанный таким образом для диода с $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ электронный диффузионный ток во всем диапазоне изменения V оказывается

по крайней мере в несколько десятков раз, а дырочный — примерно на 3 порядка больше рекомбинационного тока. Подчеркнем, что это справедливо для сечения $n^+ - p$ -перехода, где скорость рекомбинации максимальна, а в других областях перехода неравенства $J_r \ll J_e$ и $J_r \ll J_h$ выполняются еще лучше. Можно полагать, таким образом, что рекомбинация практически не искажает распределение носителей, задаваемое формулами (3) и (6).

6. Заключение

Распределение плотности объемного заряда, напряженности электрического поля и потенциала в $p - n$ -переходе в широкозонном полупроводнике претерпевает качественные изменения при переходе к полупроводнику с более узкой шириной запрещенной зоны, пригодному для детектирования инфракрасного излучения в атмосферном окне 8–14 мкм ($E_g \approx 0.1$ эВ). Эти изменения, обусловленные влиянием основных носителей, дополняются существенным вкладом неосновных носителей в несимметричном $p - n$ -переходе с вырожденной n^+ -областью. В результате зависимость напряженности электрического поля перестает зависеть от координаты линейно, потенциал — квадратично, а плотность объемного заряда — не постоянна. Учет этих эффектов делает зависимость рекомбинационного тока от напряжения отличной от обычно используемых аналитических выражений ($I \propto \exp(eV/2kT) - 1$). При больших прямых смещениях заметный вклад в перенос заряда в $n^+ - p$ -переходе вносит диффузия неосновных носителей из слабее легированной p -области в вырожденную n^+ -область (а не из n^+ в p -область). Рассчитанные вольт-амперные характеристики с учетом особенностей процессов, происходящих в $n^+ - p$ -переходе в узкозонном полупроводнике, адекватно описывают экспериментальные кривые, измеренные на диодах на основе HgMnTe.

Полученные результаты могут быть использованы для вычисления туннельного тока и, далее, с учетом всех возможных механизмов переноса — для нахождения одного из ключевых параметров детектора инфракрасного излучения, каким является дифференциальное сопротивление диода при нулевом смещении R_0 . Эти вопросы, однако, требуют отдельного рассмотрения.

Авторы выражают искреннюю благодарность Сун Вей-гуо за предоставленные образцы HgMnTe-диодов и В.М. Склярчуку за проведенные измерения.

Список литературы

- [1] A. Rogalski. Infr. Phys., **28**, 139 (1988).
- [2] A. Rogalski. Infr. Phys., **31**, 117 (1991).
- [3] L.A. Kosyachenko, I.M. Rarenko, Sun Weiguo, Lu Zheng Xiong. Sol. St. Electron., **44**, 1197 (2000).

- [4] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1. [Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of semiconductor devices* (Wiley-Interscience, N.Y., 1981)].
- [5] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965).
- [6] Л.А. Косяченко, И.М. Раренко, О.А. Боднарук, Сун Вейгуо. *ФТП*, **33**, 1438 (1999).
- [7] Л.А. Косяченко, С.Э. Остапов, Сун Вейгуо. *ФТП*, **34**, 695 (2000).
- [8] E.O. Kane. *J. Phys. Chem. Sol.*, **1**, 249 (1957).
- [9] П.С. Киреев. *Физика полупроводников* (М., Высш. шк., 1975).
- [10] Л.И. Турчак. *Основы численных методов* (М., Наука, 1987).
- [11] C. Sah, R. Noyce, W. Shockley. *Proc. IRE*, **45**, 1228 (1957).
- [12] W. Shockley, W.T. Read Jr. *Phys. Rev.*, **17**, 835 (1952).

Редактор Т.А. Полянская

Generation-recombination and diffusion currents in HgMnTe $n^+ - p$ junctions

L.A. Kosyachenko, S.E. Ostapov, A.V. Markov,
I.M. Rarenko

Chernovtsy National University,
58012 Chernovtsy, Ukraine

Abstract Proceeding from Poisson's equation, the peculiarities of potential, space-charge and electric field distributions for $p-n$ junction in a narrow-gap semiconductor like HgMnTe are considered. Owing to the influence of free carriers, as the semiconductor band-gap narrowing takes place the dependences of the electric field and the potential on distance are no longer determined by the linear and quadratic laws, respectively. As a result of this and that of the significant increase in the built-in potential in $n^+ - p$ junction with a degenerate n^+ -region, mechanisms of the charge transport stop to be conventional: the voltage dependence of the recombination current deviates from commonly used analytical expressions. Under higher biases the hole diffusion current from the lightly doped p -region into the n^+ -region is predominating.