

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

Дата поступления в редакцию
15.11 2001 г.

Украина, Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича
E-mail: ostap@chv.ukrpack.net

Оппонент к. ф.-м. н. Е. М. СЕМАШКО
("Сатурн-Микро", г. Киев)

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТАКТА «МЕТАЛЛ — ПОЛУПРОВОДНИК НА ОСНОВЕ HgMnTe»

Проведено последовательное моделирование структуры металла с узкозонным полупроводником с учетом особенностей, присущих данному классу материалов.

Приборы, основанные на использовании явлений на контакте "металл—полупроводник", широко применяются для детектирования ИК-излучения в оптическом диапазоне электромагнитного излучения, выделения и преобразования высокочастотных колебаний, создания высокочастотных модуляторов и т. д. Такое широкое применение можно объяснить существенными отличиями диодов Шоттки от $p-n$ -переходов. В частности, ток в диоде Шоттки переносится основными носителями, вследствие чего практически отсутствует эффект накопления неосновных носителей, который может сказываться только при очень высоких частотах. Немаловажным является и то, что диодные структуры на контакте "металл—полупроводник" гораздо технологичнее.

Теория контакта "металл—полупроводник" применительно к структурам на основе узкозонных полупроводников типа $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) разработана явно недостаточно. Кроме того, поверхностные свойства КРТ недостаточно стабильны для внедрения приборов с контактами Шоттки на этом материале в производство. Более стабильными поверхностными и кристаллическими свойствами обладают многокомпонентные твердые растворы, в которых ионы Cd заменяются, частично или полностью, ионами других элементов. Наиболее успешно себя зарекомендовали марганецсодержащие тройные и четверные твердые растворы $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (МРТ) и $Hg_{1-x-y}Cd_xMn_yTe$. Введение марганца в кристалл, вследствие большей близости ионных радиусов Mn и Hg, позволило сделать более стабильной и совершенной структуру кристалла и, что особенно важно в данном случае, улучшить его поверхностные свойства. Использование $HgCdMnTe$ и $HgMnTe$ в качестве материала для быстродействующих детекторов ИК-излучения, которыми и являются диоды Шоттки, может стимулировать дальнейшие разработки в этом направлении.

В данной работе сделана попытка последовательного моделирования структуры металла с узкозонным полупроводником с учетом особенностей, присущих данному классу материалов.

Распределение объемного заряда и напряженности электрического поля в контакте "металл—узкозонный полупроводник"

Рассмотрим контакт узкозонного полупроводника n -типа с концентрацией доноров N_d при $x > 0$ и металла при $x < 0$ (см. рис. 1). Будем считать промежуточный диэлектрический слой, который образуется на поверхности полупроводника после обработки, достаточно тонким, чтобы его можно было рассматривать туннельно прозрачным.

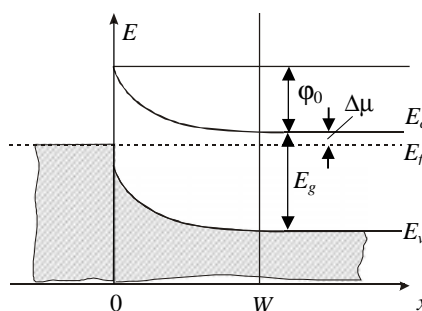


Рис. 1. Модель контакта "металл—полупроводник n -типа", используемая в расчетах

В случае широкозонного полупроводника концентрация свободных носителей резко уменьшается при $x=W$. Поэтому считаем плотность объемного заряда постоянной, равной $-eN_d$ для полупроводника n -типа и eN_a — для полупроводника p -типа. В случае узкозонного полупроводника (как и для $p-n$ -перехода в узкозонном полупроводнике) это не справедливо [1]. Поэтому для расчета действительного распределения объемного заряда, потенциала и напряженности электрического поля необходимо решить уравнение Пуассона, аналогично тому, как это было сделано в [2] для $p-n$ -перехода:

— для полупроводника n -типа

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = \frac{e^2[N_d - n(x) + p(x)]}{\epsilon\epsilon_0}; \quad (1)$$

— для полупроводника p -типа

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

где $\varphi(x)$, $n(x)$ и $p(x)$ — локальные значения потенциальной энергии, концентрации электронов и дырок, соот-

ответственно; N_d и N_a — концентрации доноров и акцепторов. Остальные обозначения традиционны.

Для барьера Шоттки уравнения (1) или (2) для напряженности электрического поля $F(x)$ и потенциала $\phi(x)$ решались методом Рунге—Кутты как система дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{1}{e} \frac{d\phi}{dx} = F(x, \phi); \quad (3)$$

$$\frac{dF}{dx} = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} Q(x, \phi). \quad (4)$$

Считалось, что высота барьера определяется не работой выхода из металла, а поверхностными состояниями. Положение уровня Ферми в глубине полупроводника вычислялось из уравнения электронейтральности для заданного значения N_d или N_a . Все расчеты выполнялись для 77 К, поскольку детекторы ИК-излучения на основе данных материалов работают именно при температуре жидкого азота.

Результаты расчетов плотности объемного заряда в барьере Шоттки на основе МРТ показаны на **рис. 2**. Видно, что "классические" черты распределения заряда не соблюдаются: практически нет участка постоянства заряда, а переходная область с переменным зарядом занимает почти всю область обеднения.

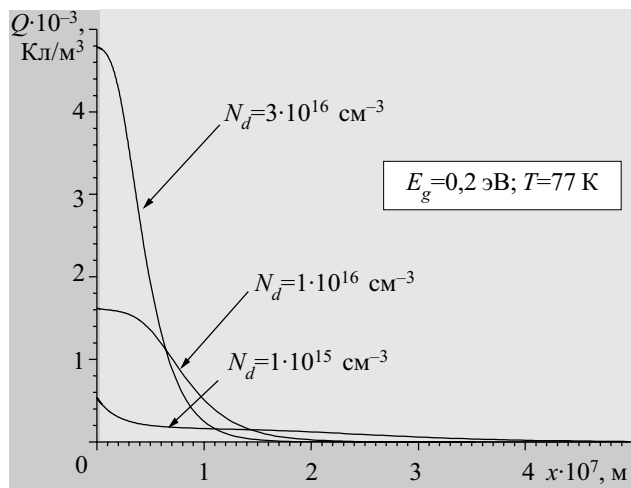


Рис. 2. Распределение плотности заряда в контакте Шоттки на основе МРТ

Так же нестандартно ведет себя и напряженность электрического поля (**рис. 3**). Если при малой концентрации носителей еще можно приблизительно допустить линейность $E(x)$, то уже при $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ кривая далека от линейной зависимости. Необходимо отметить, что используемые при расчетах концентрации свободных носителей являются обычными для узкозонных полупроводников типа КРТ или МРТ, поэтому ситуация близка к реальной.

При изменении высоты барьера на контакте узкозонного полупроводника с металлом распределение заряда демонстрирует иные особенности. На **рис. 4** показано распределение плотности заряда для разной высоты потенциального барьера. Видно, что при высоте барьера $\phi_0 = 0,08 \text{ эВ}$ наблюдается резкий «всплеск» плотности заряда в приконтактной облас-

ти, что свидетельствует об образовании там инверсного слоя. Следует подчеркнуть, что столь высокий барьер может образовываться в реальных диодах Шоттки на основе МРТ.

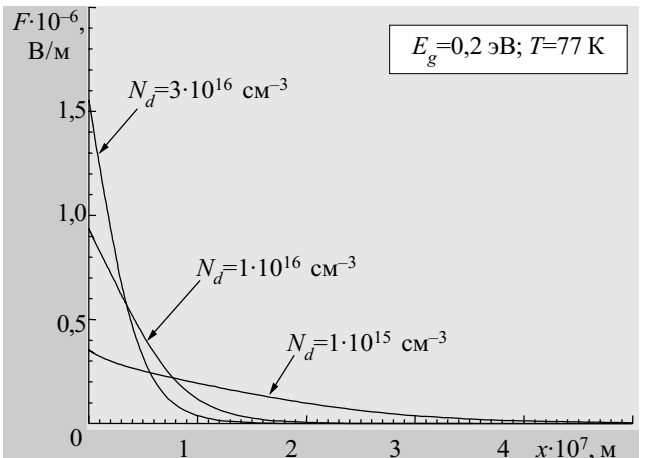


Рис. 3. Распределение напряженности электрического поля в контакте Шоттки для МРТ

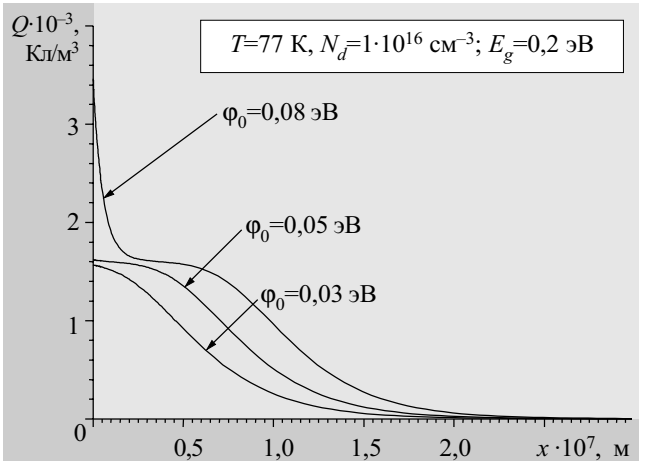


Рис. 4. Распределение плотности заряда в МРТ для разной высоты барьера

Представленные результаты расчета на примере барьера Шоттки в МРТ свидетельствуют о том, что механическое перенесение модели барьера для широкозонного полупроводника на узкозонный не всегда корректно. Особенно это касается процессов, которые зависят от распределения плотности заряда, напряженности электрического поля и потенциала в обедненной области, т. е. процессов туннелирования, токопереноса, емкости и др.

Моделирование токопереноса в барьере Шоттки на основе HgMnTe

Используя рассчитанные распределения плотности заряда, потенциала и напряженности электрического поля, обратимся к механизмам прохождения тока в контакте "металл—узкозонный полупроводник". Как и для $p-n$ -перехода [2], моделирование проводилось для генерационно-рекомбинационного, диффузионного и туннельного токов. Для расчетов генерационно-рекомбинационного тока применялась модель

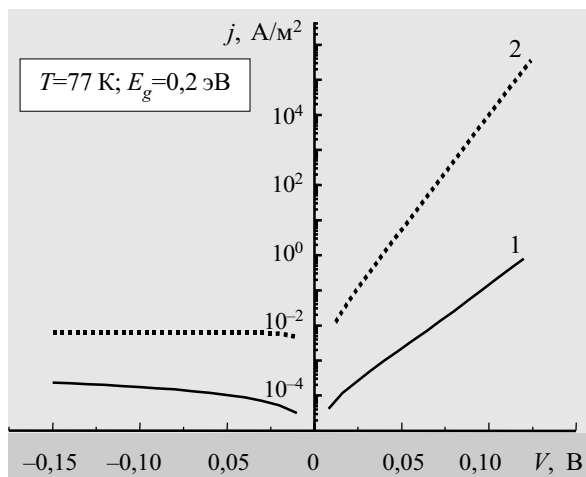


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики для генерационно-рекомбинационного тока (1) в сравнении с диффузионным (2) для контакта Шоттки на основе МРТ

Саа—Нойса—Шокли, диффузионный ток рассчитывался с использованием модели Кроуэлла—Зи, а туннельный — в приближении Вентцеля—Крамера—Бриллюэна [3, 4].

Результаты вычислений диффузионного тока в сравнении с генерационно-рекомбинационным показаны на рис. 5. Как видно из рисунка, генерационно-рекомбинационный ток существенно меньше диффузионного, т. е. токи в контакте Шоттки данного типа материалов не могут определяться явлениями генерации и рекомбинации.

Что касается обратной ветви, то в эксперименте наблюдаются значения, большие даже диффузионного тока. Это позволяет предположить, что при обратных смещениях основную роль играет туннелирование зарядов через барьер и лавинное умножение. Поскольку лавинное умножение играет основную роль при относительно больших обратных смещениях, туннельный ток будем учитывать в области 0—0,2 В.

Результаты расчетов обратной ветви ВАХ для туннелирования в сравнении с экспериментом показаны на рис. 6. Видно, что вблизи $V=0$ теоретические расчеты хорошо совпадают с экспериментом. При смещениях, больших $-0,2$ В, теоретическая кривая также приближается к экспериментальным данным. Однако в диапазоне смещений $V=0,02—0,2$ В согласование теории с экспериментом трудно назвать хорошим. Поэтому в дальнейших расчетах был учтен эффект сил зеркального изображения, возникающих в таких условиях в контакте "металл—полупроводник". Из рисунка видно, что с учетом влияния сил изображения теоретические расчеты хорошо совпадают с экспериментальными данными во всем диапазоне напряжений обратного смещения.

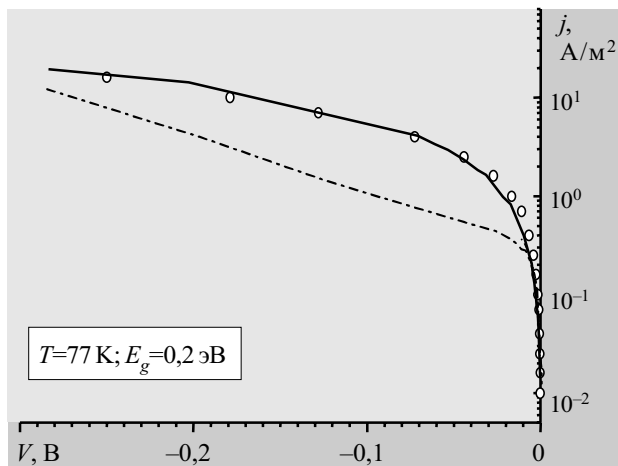


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика диода Шоттки при обратном смещении (○ — эксперимент, штрихпунктирная линия — без учета сил изображения, сплошная — с учетом влияния сил изображения)

Выводы

На основе обобщенной модели контакта "металл—полупроводник" рассмотрено распределение потенциала, плотности заряда и напряженности электрического поля в контакте "металл — узкозонный полупроводник типа КРТ". Показано, что малая ширина запрещенной зоны и большое различие между эффективными массами дырки и электрона приводит к нестандартным соотношениям для указанных величин.

Моделирование токопрохождения в контакте "металл—узкозонный полупроводник" в рамках данной модели позволяет утверждать, что основную роль при прямом смещении играет диффузионный ток, а при обратном — туннельный (в области малых смещений, когда лавинные процессы не проявляются). Учет влияния сил зеркального изображения на обратные токи в диоде Шоттки на основе МРТ позволяет получить хорошее совпадение теоретических расчетов с экспериментальными данными.

Результаты могут быть использованы для расчетов параметров детекторов инфракрасного излучения в диапазонах 3—5 и 8—14 мкм.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Косяченко Л. А., Раренко И. М., Марков А. В., Остапов С. Э. Особенности электрических характеристик $n^+—p$ -перехода на основе узкозонных полупроводников // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2001.— № 3.— С. 11—14.
2. Косяченко Л. А., Марков А. В., Остапов С. Э., Раренко И. М. Генерационно-рекомбинационные и диффузионные токи в $n^+—p$ -переходах HgMnTe // ФТП.— 2001.— Т. 35, № 11.— С. 1326—1334.
3. Пикус Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов.— М.: Наука, 1965.
4. Sze S. M. Physics of semiconductor devices.— New York: Wiley-Interscience, 1981. (Зи С. Физика полупроводниковых приборов.— М.: Мир, 1984.)