

Генерационно-рекомбинационные центры в CdTe:V

© Л.А. Косяченко, С.Ю. Паранчич, Ю.В. Танасюк, В.М. Склярчук,
Е.Ф. Склярчук, Е.Л. Масляничук, В.В. Мотушук

Черновицкий национальный университет,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 6 сентября 2002 г. Принята к печати 4 октября 2002 г.)

Исследованы генерационно-рекомбинационные токи в поверхностно-барьерных структурах на основе CdTe, легированного ванадием. Найдена глубина залегания и сечение захвата уровней, ответственных за эффективную генерацию-рекомбинацию в используемых монокристаллах.

1. Введение

Теллурид кадмия является одним из наиболее изученных полупроводниковых соединений элементов II и VI групп Периодической системы. Обоснована перспективность его применения в фотоприемниках, солнечных элементах, фильтрах для инфракрасной области спектра. Уже несколько десятилетий CdTe и твердые растворы на его основе $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x \approx 0.1$) используются в детекторах рентгеновского и γ -излучения [1,2]. Еще одной важной перспективой является применение CdTe как фоторефрактивного материала для систем оптической памяти и обработки информации.

Одной из ключевых проблем на пути создания приборов на основе CdTe является выяснение параметров уровней энергии для примесей и дефектов в этом полупроводнике, а в случае фоторефрактивных устройств — глубоких уровней ванадия, образующего в запрещенной зоне несколько центров рекомбинации и захвата [3]. Хотя влияние V на свойства CdTe:V и $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x \approx 0.1$) изучались несколькими методами (электрическими, оптическими, люминесцентными и др.), параметры его уровней точно не определены. Это касается и глубоких уровней генерационно-рекомбинационных центров в этом материале. Так, в интервале энергии $(E_g/2) \pm 0.1$ эВ (0.65–0.85 эВ) в работе [4] обнаружено три уровня: 0.75, 0.77 и 0.78 эВ; в работе [5] — 0.76 и 0.79 эВ, а в работе [6] — ни одного. Вполне вероятно, что различные значения энергии относятся не к разным уровням, а обусловлены погрешностью метода измерений.

В данной работе представлены результаты исследования электрических свойств поверхностно-барьерных структур, позволяющие довольно точно (± 0.01 эВ) определить глубину залегания и сечение захвата центров, наиболее эффективно участвующих в генерационно-рекомбинационных процессах в CdTe:V. Самостоятельный интерес представляют, по-видимому, и результаты исследования механизмов переноса заряда, свидетельствующие об очень хорошем совпадении расчета с экспериментом.

2. Образцы

Монокристаллы CdTe:V были выращены вертикальным методом Бриджмена в кварцевом контейнере. Концентрация ванадия, который загружался в ампулу при синтезе вместе с исходными высокочистыми Cd и Te, составляла $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Удельное сопротивление материала в средней части слитка было равным $(2-3) \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, на его концах — $10^2-10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Найденные из измерений эффекта Холла и проводимости концентрация дырок в средней части слитка составляла $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, их подвижность — $70-80 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. При удалении от середины слитка концентрация носителей возрастала вплоть до $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для изготовления диодных структур использовались пластины, вырезанные из низкоомного материала.

Поверхностно-барьерные структуры были получены вакуумным напылением Al на тщательно полированную и химически обработанную поверхность пластины. Омические контакты создавались вакуумным напылением Ni. При напряжении смещения 5 В прямой ток превышал обратный более чем в 10^2 раз, при освещении наблюдалась фотоэдс около 0.5 В.

3. Электрические свойства поверхностно-барьерных диодов

На рис. 1 представлены вольт-амперные характеристики диодов Al-CdTe:V, измеренные при трех температурах.

Как видно, при повышении температуры всего на 33 К как прямой, так и обратный ток возрастает примерно на порядок. Форма зависимости обратного тока от напряжения при этом сохраняется, но только при низких смещениях (рис. 2, а). Характерным является также сублинейная зависимость обратного тока от напряжения при низких смещениях, что наглядно иллюстрируется на рис. 2, б, где показаны обратные ветви диода, нормированные, как и на рис. 2, а, при $V = -0.2$ В. При повышении обратного смещения сублинейная зависимость сменяется сверхлинейной, причем тем раньше, чем ниже температура.

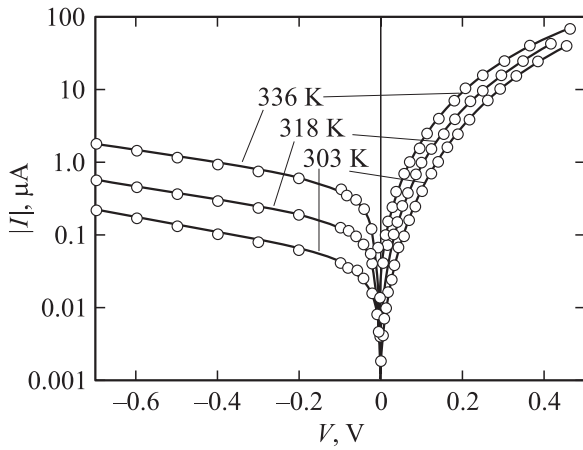


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики диода Al-CdTe:V при разных температурах.

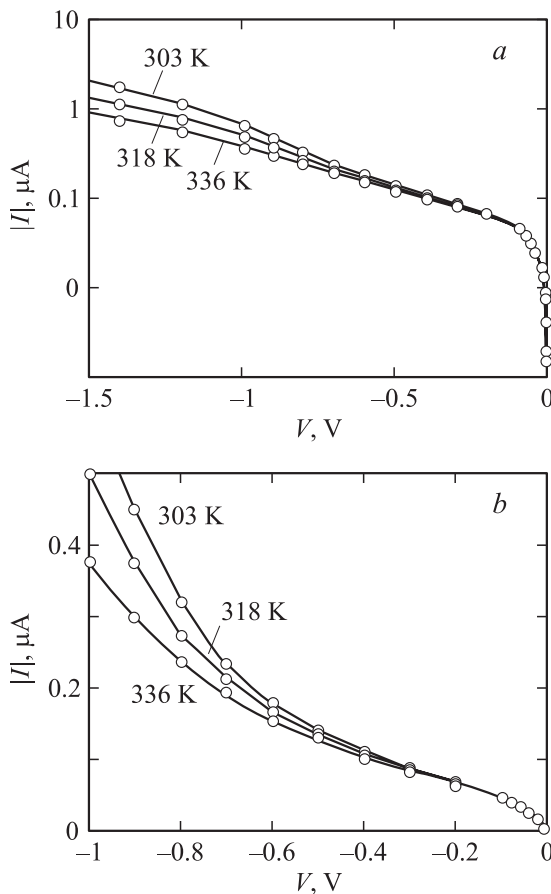


Рис. 2. Измеренные при различных температурах и нормированные в области низких напряжений обратные ветви диода, построенные в полулогарифмических (а) и линейных (б) координатах.

Сублинейный характер возрастания обратного тока с напряжением свидетельствует о его термогенерационной природе (для диффузионного надбарьерного тока должно наблюдаться насыщение). При $|V| > (0.6-0.7)$ В

вступает в игру другой механизм переноса заряда — туннелирование (лавинные процессы при столь низких смещениях в CdTe не могут происходить). Поскольку температурная зависимость термогенерационного тока более резкая по сравнению с туннельным током, вклад последнего при повышении температуры уменьшается.

При прямых смещениях вольт-амперная характеристика в области больших токов искажена из-за падения напряжения на последовательном сопротивлении R_s , всегда присутствующем в диодной структуре. На рис. 3 показана зависимость от напряжения дифференциального сопротивления, откуда следует, что омическое сопротивление R_s в исследуемых диодах составляет 400–1000 Ом (уменьшаясь при понижении температуры). Следует отметить, что области $V > 1$ В соответствует линейный участок характеристики, построенной в линейных координатах. Отсечка на этом графике дает значение $V = 0.55$ В при комнатной температуре, которое увеличивается до 0.59 В при 336 К. Это означает, что искривление зон у поверхности полупроводника (высота барьера) не меньше, чем 0.55–0.59 эВ (полной компенсации барьера не происходит, и какая-то „остаточная“ разность потенциалов на барьере сохраняется).

На рис. 4 представлена вольт-амперная характеристика диода Al-CdTe:V, построенная с учетом падения напряжения на последовательном сопротивлении R_s . Выбор $T = 336$ К обусловлен тем, что при повышении температуры вклад туннелирования при обратных смещениях уменьшается, кроме того, влияние последовательного сопротивления при прямых токах ослабевает.

Из рис. 4 следует, что и с учетом падения на последовательном сопротивлении прямая ветвь вольт-амперной характеристики диода Al-CdTe:V не описывается зависимостью $I \propto \exp(eV/2kT)$, обычно рассматриваемой как свидетельство рекомбинационного механизма тока [7]. Однако следует подчеркнуть, что такая зависимость выполняется только для $p-n$ -перехода и при рекомбинации через уровни, расположенные вблизи се-

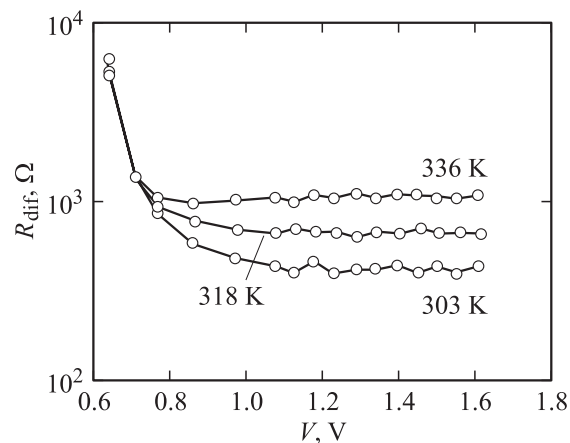


Рис. 3. Зависимость дифференциального сопротивления диода Al-CdTe:V от напряжения смещения при повышенных прямых токах.

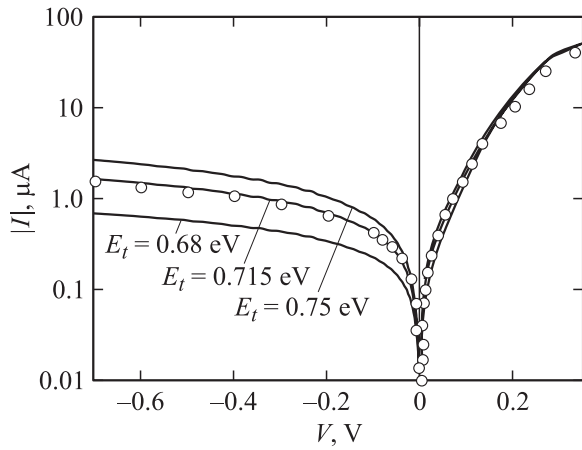


Рис. 4. Сопоставление рассчитанных при различной глубине залегания генерационно-рекомбинационного уровня E_t вольт-амперных характеристик диода Al–CdTe:V (сплошные линии) с экспериментальной кривой (кружки); $T = 336$ К.

редины запрещенной зоны. В случае диода Шоттки, т.е. поверхностно-барьерной структуры, прямая ветвь вольт-амперной характеристики существенно изменяется. Ее ход становится зависимым от высоты барьера, глубины рекомбинационного уровня и других факторов [8].

4. Расчет вольт-амперной характеристики диода

Произведем расчет вольт-амперной ($I-V$) характеристики поверхностно-барьерной структуры Al–CdTe:V на основе теории Саа–Нойса–Шокли аналогично тому, как это сделано в работе [9].

В любом сечении обедненного слоя диодной структуры скорость генерации–рекомбинации определяется выражением

$$U(x, V) = \frac{n(x, V)p(x, V) - n_i^2}{\tau_{p0}[n(x, V) + n_1] + \tau_{n0}[p(x, V) + p_1]}, \quad (1)$$

где $n(x, V)$ и $p(x, V)$ — концентрация свободных носителей соответственно в зоне проводимости и валентной зоне, n_1 и p_1 — их равновесные концентрации при условии, что уровень Ферми совпадает с уровнем центра рекомбинации, n_i — собственная концентрация носителей, τ_{n0} и τ_{p0} — эффективные времена жизни соответственно электронов и дырок в области пространственного заряда (глубина залегания генерационно-рекомбинационного уровня E_t содержится в выражениях для n_1 и p_1).

Будем энергию отсчитывать от потолка валентной зоны в объемной части кристалла, а координату — от границы раздела металл–полупроводник (рис. 5).

Тогда для концентраций $n(x, V)$ и $p(x, V)$ можно записать

$$n(x, V) = N_c \exp \left[-\frac{E_g - \Delta\mu - \varphi(x, V) - eV}{kT} \right], \quad (2)$$

$$p(x, V) = N_v \exp \left[-\frac{\Delta\mu + \varphi(x, V)}{kT} \right], \quad (3)$$

где N_c и N_v — эффективная плотность состояний соответственно в зоне проводимости и валентной зоне (остальные обозначения ясны из рис. 5). Ход потенциальной энергии в области пространственного заряда поверхностно-барьерной структуры описывается выражением

$$\varphi(x, V) = (\varphi_0 - eV) \left(1 - \frac{x}{W} \right)^2, \quad (4)$$

где φ_0 и W — высота барьера и ширина области пространственного заряда.

Генерационно-рекомбинационный ток находится интегрированием величины $U(x, V)$ по всей области пространственного заряда:

$$I = Ae \int_0^W U(x, V) dx, \quad (5)$$

где A — площадь диода, e — заряд электрона.

На рис. 4 сплошными линиями представлены $I-V$ -характеристики диода, рассчитанные по формуле (5) с учетом (1)–(4) при различной высоте барьера φ_0 (при $T = 336$ К). Эффективные массы электронов и дырок приняты равными соответственно $0.11m_0$ и $0.35m_0$. При концентрации дырок $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ необходимое для расчета значение $\Delta\mu = kT \ln(N_v/p)$ равно 0.208 эВ. Чтобы ход зависимости $I(V)$ при прямом смещении наилучшим образом следовал экспериментальной, высоту барьера необходимо положить равной 0.695 эВ, а совпадение токов по величине достигается при $\tau_{n0} = \tau_{p0} = 7 \cdot 10^{-8}$ с.

Результаты расчета обратной ветви $I-V$ -характеристики весьма чувствительны к глубине залегания уровня E_t . Наилучшее согласие результатов расчета с экспериментом достигается, если положить $E_t = 0.715 \pm 0.035$ эВ, однако заметное расхождение с измерениями наблюдается при отклонении значения 0.715 эВ менее чем на ± 0.01 эВ. Принимая для CdTe при 300 К величину E_g равной 1.5 эВ, при $T = 336$ К

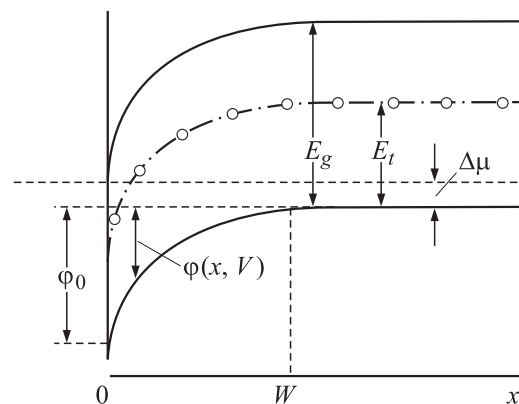


Рис. 5. Энергетическая диаграмма рассматриваемой поверхностно-барьерной структуры.

получим $E_g = 1.5 - 36\gamma = 1.49$ эВ (температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны γ принят равным $4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К) [10]. Таким образом, генерационно-рекомбинационный уровень расположен хоть и близко, но не строго посередине запрещенной зоны ($E_g/2 = 0.745$ эВ). К сожалению, из полученных результатов нельзя определить, от какой зоны уровень E_t удален на 0.715 ± 0.01 эВ [10].

Задаваясь концентрацией ванадия $N_V = 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и используя найденное значение времени жизни носителей τ , можно определить сечение захвата генерационно-рекомбинационного центра $\sigma = 1/v\tau N_V = 2 \cdot 10^{-15}$ см² (v — средняя тепловая скорость носителей, равная $\sim 10^7$ см/с).

5. Заключение

Вакуумным напылением Al на монокристаллы CdTe:V получены выпрямляющие поверхностно-барьерные структуры. Вольт-амперные характеристики, рассчитанные на основе теории генерации-рекомбинации Саа-Нойса-Шокли, хорошо описывают экспериментальные кривые. Сопоставление результатов расчета с экспериментом позволяет найти параметры генерационно-рекомбинационных центров — глубину залегания уровня $E_t = 0.715$ эВ, сечение захвата $\sigma = 2 \cdot 10^{-15}$ см², а также время жизни носителей $\tau = 7 \cdot 10^{-8}$ с.

Список литературы

- [1] Y. Eisen. Nucl. Instr. a. Meth. A, **322**, 596 (1992).
- [2] E.H. Redus, A.C. Huber, J.A. Pantazis. Nucl. Instr. a. Methods. A, **458**, 214 (1992).
- [3] Y. Marfaing. J. Cryst. Growth., **197**, 707 (1999).
- [4] A. Zerrai, G. Marrakchi, G. Bremond et al. Nucl. Instr. a. Meth. A, **161**, 264 (1996).
- [5] A. Castaldini, A. Cavallini, B. Fraboni, P. Fernandez, J. Piqueras. J. Appl. Phys., **83**, 2121 (1998).
- [6] A. Zumbiehl, P. Fougeres, M. Hage-Ali, J.M. Koebel, P. Siffert, A. Zerrai, K. Cherkaoui, G. Marrakchi, G. Bremond. J. Cryst. Growth., **197**, 670 (1999).
- [7] C. Sah, R. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
- [8] Л.А. Косяченко, В.П. Махний, И.В. Потыкевич. Укр. физ. журн., **23**, 279 (1978).
- [9] Л.А. Косяченко, И.М. Раренко, З.И. Захарук, В.М. Склярчук, Е.Ф. Склярчук, И.В. Солончук, И.С. Кабанова. ФТП, **36**, 1480 (2002).
- [10] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).

Редактор Т.А. Полянская

Generation-recombination centers in CdTe:V

L.A. Kosyachenko, S.Yu. Paranchych, Yu. V. Tanasyuk, V.M. Sklyarchuk, Ye.F. Sklyarchuk, Ye.L. Maslyanchuk, V.V. Motushchuk

Chernovtsy National University
58012 Chernovtsy, Ukraine

Abstract Generation-recombination currents in CdTe:V-based surface-barrier structures are investigated. Both the energy depth and the capture cross-section of levels responsible for the most effective generation-recombination in crystals used have been found.