

Механизмы прохождения тока в гетеропереходах теллурид–селенид цинка

© В.Е. Баранюк, В.П. Махний

Черновицкий государственный университет им. Ю. Федьковича,
274012 Черновцы, Украина

(Получена 22 марта 1996 г. Принята к печати 14 ноября 1996 г.)

Исследованы электрические свойства гетеропереходов теллурид–селенид цинка, полученных методом реакций твердофазного замещения. Установлено, что прямой ток определяется туннельно-рекомбинационными процессами при низких смещениях и диффузией носителей над барьером — при высоких. Начальные участки обратных ветвей вольт-амперных характеристик описываются в рамках модели туннельного прохождения носителей с участием глубоких уровней. При больших обратных смещениях наблюдается резкое увеличение тока вследствие процессов ударной ионизации.

Варизонные гетеропереходы (ГП) в системе теллурид–селенид цинка уже находят применение в различных оптоэлектронных приборах [1,2]. Дальнейшее улучшение их эксплуатационных параметров невозможно без глубокого понимания физических процессов, определяющих характеристики ГП. В данном сообщении приводятся результаты исследований электрических свойств гетероструктур $p\text{-ZnTe-n-ZnSe}$ с целью выяснения механизмов токопрохождения.

Технология получения ГП описана в работах [3,4]. Токовое напряжение отсечки V_t при 300 К находится в пределах 1.2–1.4 В, а температурный коэффициент его изменения составляет $\gamma \approx 3.5 \cdot 10^{-3}$ В/К. Плотность поверхностных состояний N_S на границе раздела, определенная из емкостных измерений, равна $\sim 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, что на несколько порядков меньше расчетной ($N_S \approx 1.5 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ [5]). Таким образом, исследуемые ГП обладают достаточно совершенной границей раздела и соответствуют модели Андерсона.

Для таких структур в общем случае прямой ток является суммой надбарьерного I_d , рекомбинационного в области пространственного заряда (ОПЗ) I_{gr} , и туннельного I_t [5]:

$$I = I_d + I_{gr} + I_t = I_0 \exp(eV/kT) + I_{gr}^0 \exp(eV/2kT) + I_t^0 \exp(\alpha V + \beta T), \quad (1)$$

где I_0 , I_{gr}^0 и I_t^0 — токи отсечки при напряжении на барьере $V = 0$, α и β — параметры, не зависящие от напряжения и температуры, остальные обозначения общепринятые.

Как следует из рис. 1, при низких смещениях доминирует рекомбинационный ток. Температурная зависимость I_{gr}^0 в координатах $\ln I_{gr}^0$ от $10^3/T$ аппроксимируется прямой линией, а определенная из ее наклона энергия активации E_a равна 0.65 ± 0.05 эВ. Эта величина значительно меньше ожидаемой из теории Саа–Нойса–Шокли [6], согласно которой $E_a = E_g/2 \approx 1.05$ эВ, если считать, что рекомбинация происходит в слое твердого раствора $\text{ZnTe}_x\text{Se}_{1-x}$ даже с наименьшей шириной запрещенной зоны $E_g \approx 2.1$ эВ [7]. При увеличении прямого смещения рекомбинационный ток сменяется туннельным,

причем экспериментальные значения параметров α и β равны 5 В^{-1} и $2.5 \cdot 10^{-2} \text{ К}^{-1}$ соответственно.

Анализ зависимостей $I(V, T)$ приводит к выводу, что прямой ток в рассматриваемом диапазоне изменения V и T обусловлен последовательными туннельно-рекомбинационными переходами через ряд уровней в ОПЗ структуры. Согласно принятой модели, полный ток (при каждом конкретном значении V и T) будет ограничиваться менее вероятным процессом — туннелированием или рекомбинацией. Поскольку в нашем случае $T_t^0 \gg I_{gr}^0$, при малых V прямой ток будет контролироваться рекомбинацией в ОПЗ. При повышении напряжения ввиду более резкой зависимости I_{gr} от V рекомбинационный ток будет ограничиваться туннельным, что и наблюдается на опыте (рис. 1). Таким образом данная модель качественно неплохо описывает наблюдаемые вольт-амперные характеристики (ВАХ) в области низких смещений.

При дальнейшем увеличении прямого напряжения доминирующим становится процесс надбарьерного прохождения носителей (рис. 1). Экспериментальная зависимость $\ln I_S$ от $10^3/T$ аппроксимируется прямой с наклоном $eV_0 \approx 2.4$ эВ, что соответствует E_g теллурида цинка при 0 К [7]. При 300 К (с учетом экспериментального значения γ) диффузионный потенциал $V_0 \approx 1.35$ эВ, что близко к опытной величине токового напряжения отсечки в области комнатных температур. Ток насыщения I_S , согласно [5], описывается выражением

$$I_S = SPN_{d2}(D_{n1}/\tau_{n1})^{1/2} \exp(-eV_0/kT), \quad (2)$$

где S — площадь диода, N_{d2} — концентрация доноров в электронном полупроводнике, P — коэффициент пропускания носителей через границу раздела, D_{n1} и τ_{n1} — коэффициент диффузии и время жизни электронов в материале p -типа. Принимая для исследуемых структур $S \approx 0.1$ см 2 , $N_{d2} \approx 10^{16}$ см $^{-3}$, $D_{n1} \approx 1$ см 2 /с, $\tau_{n1} \approx 10^{-8}$ с и $V_0 \approx 1.4$ эВ, получим при 300 К величину $I_S \approx P \cdot 10^{-19}$ А. Опытное значение тока насыщения составляет около 10^{-19} А. Из приведенных оценок следует, что $P \approx 1$, т.е. влияние на прохождение носителей "пика" потенциала на гетерогранице можно не учитывать.

Отметим также, что поскольку потенциальный барьер со стороны ZnSe намного ниже, чем со стороны ZnTe, то надбарьерный ток в основном электронный.

Логично допустить, что рассмотренные выше механизмы токопрохождения при прямом смещении могут реализоваться и при обратном. Их анализ приводит к следующим выводам. Во-первых, при надбарьерном прохождении носителей обратный ток I_R по порядку величины должен равняться I_S . Однако в исследуемом температурном диапазоне величина I_S не превышает 10^{-15} А, что на много порядков меньше измеряемого (рис. 2). Вследствие этого вклад надбарьерной составляющей в обратный ток пренебрежимо мал и ее можно не учитывать. Во-вторых, туннельно-генерационный ток, как уже отмечалось, при низких V должен определяться менее вероятным процессом генерации и ОПЗ. В этом случае $I_R \approx I_{gr}^0 \sim \exp(E_a/2kT)$, что подтверждается на опыте (см. вставку на рис. 2). При дальнейшем повышении напряжения измеряемый I_R растет заметно быстрее, чем требуется для генерационного, поскольку для последнего должна наблюдаться зависимость $I_R \sim \sqrt{V_0 - V}$ [5]. При этом обратные ветви ВАХ в достаточно широком изменении V описываются выражением, характерным для туннельного тока [5],

$$I = a_1 \exp\left(-b_1/\sqrt{\varphi_0 - eV}\right), \quad (3)$$

где $\varphi_0 = eV_0$, а b_1 — параметр, не зависящий от V . Его величина определяется параметрами ГП и видом туннельных переходов. Параметр a_1 учитывает степень заполнения энергетических уровней, с которых происходит туннелирование. Независимость (в пределах ошибки эксперимента) параметра a_1 от T свидетельствует в пользу того, что электронные туннельные переходы совершаются в валентной зоне ZnTe в зону проводимости ZnSe. Однако, поскольку расчетные значения b_1

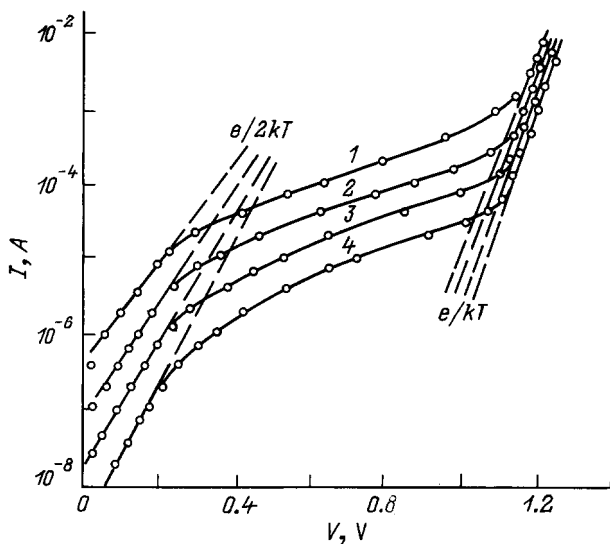


Рис. 1. Прямые ветви ВАХ при разных температурах К: 1 — 410, 2 — 380, 3 — 340, 4 — 300.

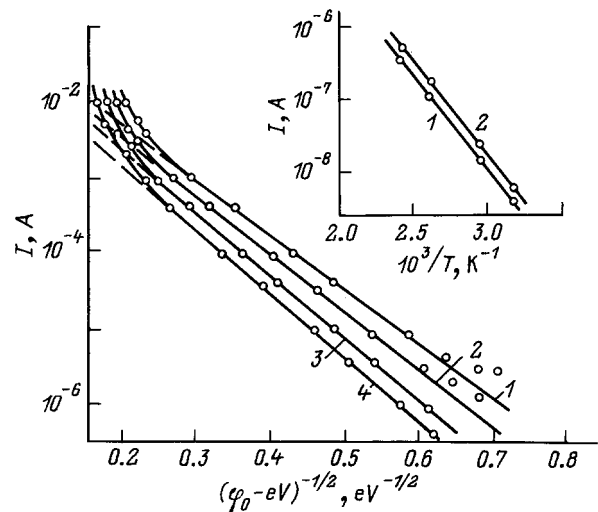


Рис. 2. Сопоставление зависимостей $I_R(V)$ с выражением (3). T, K : 1 — 410, 2 — 380, 3 — 340, 4 — 300. На вставке — температурная зависимость прямого тока отсечки $I_g^0(I)$ и обратного тока (2) при $V = -0.2$ В.

для прямого межзонного туннелирования в данных ГП намного больше опытных, следует предположить участие в туннельных переходах глубоких примесных уровней. Отсутствие информации об их параметрах, к сожалению, затрудняет проведение количественных расчетов. Вместе с тем данная модель качественно объясняет наблюдаемые зависимости $I_R(V)$ в той области V и T , где преобладают туннельные процессы. Отклонение опытных ВАХ от зависимости (3) в области низких V обусловлено вкладом в I_R генерационного тока.

Более резкий рост I_R по сравнению с (3) при высоких V связан с лавинным размножением носителей заряда вследствие процессов ударной ионизации. Это подтверждается также умножением фототока. Анализ зависимостей коэффициента умножения M от обратного напряжения свидетельствует о сильном различии коэффициентов ударной ионизации для электронов и дырок. Поскольку вводимый в область сильного поля ток электронный, ионизацию производят преимущественно электроны в селениде цинка. Экспериментальная величина пороговой энергии ударной ионизации E_i , найденной из зависимостей $M(V)$, при 300 К составляет 3 эВ. С другой стороны, для прямозонного полупроводника E_i определяется выражением [8]

$$E_i = E_g \left[1 + m_n^*/(m_n^* + m_p^*)\right]. \quad (4)$$

Подставляя в (4) известные значения E_g , m_n^* и m_p^* для ZnSe [7], получим при 300 К для $E_i \approx 3.2$ эВ, что близко к экспериментальной величине пороговой энергии ударной ионизации.

Авторы выражают благодарность В.Д. Рыжикову за предоставленные кристаллы селенида цинка.

Список литературы

- [1] О.П. Вербицкий, Л.А. Косяченко, В.П. Махний, В.Д. Рыжиков. Письма ЖТФ, **14**, 702 (1988).
- [2] L.A. Kosyachenko, V.P. Makhniy. J. Cryst. Growth, **110**, 523 (1991).
- [3] В.П. Махний. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **27**, 619 (1991).
- [4] В.П. Махний. Электрон. техн. Материалы, **4**, (258), 30 (1991).
- [5] Б.Л. Шарма, Р.К. Пурохит. *Полупроводниковые гетеропереходы* (М., Сов. радио, 1979).
- [6] C. Sah, R. Neyses, W. Shockley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
- [7] Н.Н. Берченко, В.Е. Креве, В.Г. Средин. *Полупроводниковые твердые растворы и их применение* (М., Воениздат, 1982).
- [8] И.К. Верещагин. *Электролюминесценция кристаллов* (М., Наука, 1974).

Редактор В.В. Чалдышев

Mechanisms of the passing current in zine telluride–selenide heterojunctions

V.E. Baran'uk, V.P. Makhniy

Chernovtsy State University,
274012 Chernovtsy, the Ukraine

Abstract Electrical properties of zine telluride–selenide heterojunctions, which are obtained by solid solution substitutional reactions method are investigated. Established that forward-biased current is determined by tunnel-recombination processes at the low bias and diffusion of carriers over barrier at the high bias. The initial sites of reverse curves of voltage-current characteristics within the limits of the tunneling passing model of carriers with the participation of deep levels are described. At the high reverse biases sharp the increase of current in consequence of collision ionization processes are shown.