

©1995 г.

К ВОПРОСУ О ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ НЕУПОРЯДОЧЕННОГО СЕЛЕНИДА ЦИНКА

А. П. Беляев

Санкт-Петербургский технологический институт,
Санкт-Петербург, Россия
(Получена 1 июля 1993 г. Принята к печати 22 июня 1994 г.)

Рассмотрена вольт-амперная характеристика гетероструктуры на основе неупорядоченного полупроводника типа $\text{In}_2\text{O}_3\text{-ZnSe-In}$, обладающей асимметрией проводимости. Исследуется случай, когда составляющая внешнего электрического поля внутри полупроводника постоянна на всей толщине слоя. Анализируется положение границы, отделяющей локализованные состояния от делокализованных. Рассматриваются процессы токопереноса по этой границе.

Получено аналитическое выражение для вольт-амперной характеристики, предполагающее в зависимости от внешнего смещения линейную, сублинейную и суперлинейную связь между током и напряжением. Показана возможность на основе экспериментальной вольт-амперной характеристики оценки амплитуды неоднородности случайного потенциала. Проводится сравнение вольт-амперных характеристик, полученной в работе и экспериментальной для гетероструктуры $\text{In}_2\text{O}_3\text{-ZnSe-In}$.

1. Введение

Как известно, конденсированные системы во многих случаях являются неупорядоченными. Наличие неупорядоченности заметно изменяет их физические свойства [1-3]. Не является исключением и селенид цинка. В частности, ряд из этих экспериментально установленных особенностей описан в [4]. Исследовалась гетероструктура (ГС) $\text{In}_2\text{O}_3\text{-ZnSe-In}$ на основе неупорядоченного ZnSe в условиях, когда постоянна на всей толщине слоя. Авторами показано, что проводимость ГС асимметрична, а ее вольт-амперная характеристика (ВАХ) содержит участки линейной, сублинейной и суперлинейной зависимостей тока от напряжения. Указанные свойства не являются тривиальными для неупорядоченных систем, хотя некоторые из них и наблюдались другими исследователями на других неупорядоченных объектах [5].

В связи с этим представляется полезным последовательный теоретический анализ проводимости ГС на основе неупорядоченного полупроводника. Такой анализ может стать основой измерительной методики, позволяющей определять параметры объема и контактов неупорядоченных систем. Особенно перспективной методика подобного рода могла бы стать для исследования высокоомных полупроводников, в том числе и в ходе их фазовых превращений.

В настоящей работе рассмотрена в рамках диффузионной теории ВАХ ГС в условиях, когда составляющая внешнего электрического поля внутри полупроводника постоянна на всей толщине слоя, оценена на основе полученной зависимости и экспериментальной ВАХ амплитуда неоднородности случайного поля слоя селенида цинка в ГС $\text{In}_2\text{O}_3\text{-ZnSe-In}$.

2. Модель гетероструктуры. Основные уравнения. Граничные условия

Рассмотрим ГС, аналогичную изученной в [4]. Считаем, что: структура обладает монополярной проводимостью n -типа; контакты асимметричны; силы изображения на обоих контактах являются независимыми; внутри слоя неупорядоченного полупроводника величина внешней составляющей напряженности электрического поля \mathcal{E}_x постоянна на всей толщине слоя (рис. 1). Полагаем, что токоперенос осуществляется по краю подвижности и выполняются условия, когда применима обычная кинетическая теория.

В рамках диффузионной теории плотность сквозного тока описывается выражением

$$j = e\mu n(x)[\mathcal{E}_x + \mathcal{E}_s(x)] + \mu kT \frac{dn(x)}{dx}, \quad (1)$$

где μ — дрейфовая подвижность электронов, e — заряд электрона, $\mathcal{E}_s(x)$ — электрическое поле сил изображения, $n(x)$ — концентрация электронов на делокализованных состояниях, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, плоскость $x = 0$ соответствует аноду.

При изучении неупорядоченных систем диффузионной составляющей тока, как правило, пренебрегают. Это приводит к результату, не

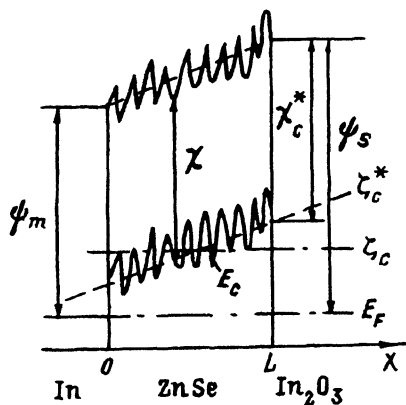


Рис. 1. Энергетическая диаграмма гетероструктуры на основе неупорядоченного полупроводника.

объясняющему наблюдаемую экспериментально [4,5] асимметрию проводимости.

Учтем диффузионную составляющую тока, полагая, что токоперенос осуществляется по некоторому эффективному краю подвижности ζ_c^x , имеющему сдвиг относительно уровня Ферми. Последнее, согласно [2], возможно при ограничении туннелирования между областями с делокализованными состояниями через области с локализованными состояниями.

Решением (1), как можно убедиться простой подстановкой, является

$$n(x) = \exp[-e\mathcal{E}_x x/kT + eU_s(x)/kT] \times \left\{ C + \frac{j}{\mu kT} \int \exp[e\mathcal{E}_x x/kT - eU_s(x)/kT] dx \right\}. \quad (2)$$

Здесь $U_s(x)$ — потенциал сил изображения.

Определим граничные условия для (2). Будем рассматривать контакт металл-полупроводник (или вырожденный полупроводник-полупроводник) как контакт двух материалов, разделенных некоторым зазором d_A (рис. 2). Зазор учитывает экранирование поля в металле и наличие поверхностного слоя в полупроводнике.

Запишем плотности токов из полупроводника в металл j_{sm} и из металла в полупроводник j_{ms} [5] как

$$j_{sm} = \frac{en(0)T(d_A)v_T}{4} + \frac{T(d_A)j}{2}, \quad (3)$$

$$j_{ms} = T(d_A)AT^2 \exp[-e\varphi(0)/kT], \quad (4)$$

где A — эффективная постоянная Ричардсона, v_T — тепловая скорость электрона, $T(d)$ — коэффициент прозрачности границы.

Введением $T(d)$ учитываются квантовые эффекты. Сделано предположение, что $T(d) = \text{const}(E)$ (E — энергия).

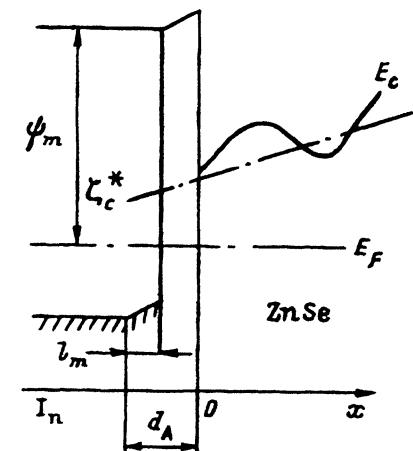


Рис. 2. Модель границы гетероструктуры на основе неупорядоченного полупроводника.

Под работой выхода $e\varphi(0)$ в (4) следует понимать энергетическое расстояние между краем подвижности в неупорядоченном полупроводнике в плоскости $x = 0$ ζ_c^x и уровнем Ферми в металле E_F , т.е.

$$e\varphi(0) = \psi_m - \chi_c^x + ed_A \mathcal{E}(d_A), \quad (5)$$

где последнее слагаемое учитывает изменение энергии носителями внутри зазора d_A , ψ_m — работа выхода электрона из металла, χ_c^x — энергетическое положение эффективного края подвижности в неупорядоченном полупроводнике в плоскости $x = 0$, отсчитанное от уровня вакуума, $\mathcal{E}(d_A)$ — напряженность электрического поля внутри зазора d_A .

Алгебраическая сумма токов (3), (4) и рекомбинации в зазоре $j_R = eR$ даст плотность сквозного тока j :

$$j[1 - T(d_A)/2] = [en(0)T(d_A)v_T]/4 - eR - AT(d_A)T^2 \exp[-e\varphi(0)/kT]. \quad (6)$$

Здесь R — скорость рекомбинации в зазоре d_A .

Полагая, что

$$T(d_A) \ll 1, \quad (7)$$

$$T(d_A)en(0)v_T/4 \gg eR, \quad (8)$$

вторыми слагаемыми слева и справа можно пренебречь. Следовательно,

$$n(0) = \frac{4AT^2}{ev_T} \exp\left[-\frac{e\varphi(0)}{kT}\right] + \frac{4j}{ev_T T(d_A)}. \quad (9)$$

Подставляя (5) в (9) и учитывая, что

$$\varepsilon_A \mathcal{E}(d_A) - \varepsilon \mathcal{E}_x = 4\pi Q, \quad (10)$$

$$\frac{4AT^2}{ev_T} = N_c, \quad (11)$$

где Q — полный заряд в зазоре d_A , N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, ε , ε_A — диэлектрические проницаемости соответственно неупорядоченного полупроводника и зазора d_A , получим:

$$n(0) = N_c \exp\left(\frac{\chi_c^x - \psi_m}{kT}\right) \exp\left[-\left(\frac{ed_A 4\pi Q}{kT\varepsilon_A} + \frac{ed_A \varepsilon \mathcal{E}_x}{kT\varepsilon_A}\right)\right] + \frac{4j}{ev_T T(d_A)}. \quad (12)$$

Принятое выше постоянство \mathcal{E}_x на всей толщине слоя L означает

$$|\mathcal{E}_x| \gg \frac{4\pi}{\varepsilon} |\rho| L, \quad (13)$$

где ρ — плотность объемного заряда в слое неупорядоченного полупроводника. Когда

$$\frac{4\pi |\rho| L}{\varepsilon} \gg \frac{4\pi Q}{\varepsilon}, \quad (14)$$

границное условие для анода приобретает вид

$$n(0) = n_A \exp\left(-\frac{e\epsilon d_A \mathcal{E}_x}{\epsilon_A kT}\right) + \frac{4j}{T(d_A)ev_T}, \quad (15)$$

где

$$n_A = N_c \exp\left(\frac{\chi_c^x - \psi_m}{kT}\right).$$

Неравенства (8) и (14) накладывают относительно не жесткие условия на рекомбинационные и зарядовые свойства зазора d_A , а неравенство (13) отражает условие постоянства внешней составляющей напряженности электрического поля в неупорядоченном полупроводнике \mathcal{E}_x , так как позволяет ограничить разложение \mathcal{E}_x по формуле Тейлора с привлечением уравнения Пуассона первым слагаемым.

Аналогично (5) можно получить граничное условие для катода ($x = L$):

$$n(L) = n_C \exp\left(\frac{e\epsilon d_C \mathcal{E}_x}{\epsilon_C kT}\right) - \frac{4j}{T(d_C)ev_T}, \quad (16)$$

где

$$n_C = N_c \exp\left(\frac{\chi_c^x - \psi_s}{kT}\right).$$

Физический смысл граничных условий (15) и (18) заключается в следующем. В зазорах d_A и d_C электроны изменяют свою энергию за счет электрического поля. Для катода напряженность поля направлена таким образом, что энергия носителей увеличивается, т.е. имеет место понижение термоэлектронного барьера. Вследствие этого в (16) фигурирует множитель $\exp[(e\epsilon d_C \mathcal{E}_x)/(\epsilon_C kT)]$. Для области анода поле уменьшает энергию носителей. Поэтому в (15) входит множитель с отрицательным показателем степени.

Различие знаков вторых слагаемых граничных условий объясняется действием сквозного тока. От катода сквозной ток уносит электроны, поэтому в (15) — знак минус. К аноду, наоборот, подводит и, как следствие, — знак плюс.

3. Вольт-амперная характеристика гетероструктуры

Подставим последовательно (15) при $x = 0$ и (16) при $x = L$ в (2). Силы изображения учтем, включив связанный с ними потенциал в величину χ_c^x . Поскольку силы изображения — относительно короткодействующие, и, следовательно, туннелирование в неупорядоченных системах на этих расстояниях будет существенным, то здесь наверняка справедливо предположение Мотта о единой для всей системы границе локализованных состояний [2]. Значит, силы изображения изменяют только положение эффективного края подвижности ζ_c^x . В результате получим

$$\begin{aligned} n_A \exp\left(-\frac{e\epsilon d_A \mathcal{E}_x}{\epsilon_A kT}\right) + \frac{4j}{T(d_A)ev_T} = \\ = C + \frac{j}{\mu kT} \left[\int \exp\left(\frac{e\mathcal{E}_x x}{kT}\right) dx \right] \Bigg|_{x=0}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$n_C \exp\left(\frac{e\epsilon d_C \mathcal{E}_x}{\epsilon_C kT}\right) - \frac{4j}{T(d_C)ev_T} = C \exp\left(-\frac{e\mathcal{E}_x L}{kT}\right) + \frac{j}{\mu kT} \exp\left(-\frac{e\mathcal{E}_x L}{kT}\right) \left[\int \exp\left(\frac{e\mathcal{E}_x x}{kT}\right) dx \right] \Big|_{x=L} \quad (18)$$

В (17) и (18) n_C и n_A содержат уже новое, учитывающее влияние сил изображения, значение ζ_c^x .

Выразив C из (17) и (18) и приравняв их, имеем

$$n_A \exp\left(-\frac{e\epsilon d_A \mathcal{E}_x}{\epsilon_A kT}\right) + \frac{4j}{T(d_A)ev_T} - \frac{j}{\mu kT} \left[\int \exp\left(\frac{e\mathcal{E}_x x}{kT}\right) dx \right] \Big|_{x=0} = n_C \exp\left(\frac{e\epsilon d_C \mathcal{E}_x}{\epsilon_C kT} + \frac{e\mathcal{E}_x L}{kT}\right) - \frac{4j}{T(d_C)ev_T} \exp\left(\frac{e\mathcal{E}_x L}{kT}\right) - \frac{j}{\mu kT} \left[\int \exp\left(\frac{e\mathcal{E}_x x}{kT}\right) dx \right] \Big|_{x=L} \quad (19)$$

Из (19) легко получить ВАХ. Однако ее аналитическое выражение оказывается довольно сложным и, значит, трудно применимым на практике. Ситуация существенно упрощается, если можно пренебречь концентрацией в области анода (которая приводит к двум первым слагаемым в (19)). Такое приближение возможно, как видно из (19), если

$$\epsilon \mathcal{E}_x L \gg kT. \quad (20)$$

В этом случае из (19) следует вольт-амперная характеристика вида

$$j = en_C^x \mu \frac{U \exp(\epsilon \epsilon U d_C / \epsilon_C kT L)}{L \{1 + [4\mu / v_T L T(d_C)] U\}}, \quad (21)$$

где U — внешнее напряжение, приложенное к ГС;

$$n_C^x = n_C \exp\left[\frac{\epsilon d_C (\psi_s - \psi_m)}{\epsilon_C L kT}\right]. \quad (22)$$

В (21) произведена замена \mathcal{E}_x на U с учетом того, что

$$eU \gg (\psi_s - \psi_m), \quad (23)$$

$$\mathcal{E}_x = \frac{U + (\psi_s - \psi_m)/e}{L + (\epsilon/\epsilon_C)d_C - (\epsilon/\epsilon_A)d_A}, \quad (24)$$

$$L \gg (\epsilon/\epsilon_C)d_C + (\epsilon/\epsilon_A)d_A. \quad (25)$$

4. Расчет модельных параметров гетероструктуры на основе экспериментальной ВАХ

ВАХ (21) содержит характерные точки (j_{\min}, U_{\min}) , обусловленные сменой преобладающего механизма инжекционно-контактных явлений (оттягивание носителей сквозным током от катода или повышение прикатодной концентрации за счет изаменения энергии электронов в зазоре d_C). Вычислив из (21) условия, при которых характерные точки имеют место, вводя аналогично [7] параметр

$$\alpha^x = \frac{U}{j} \frac{dj}{dU}, \quad (26)$$

получим аналитические выражения, позволяющие на основе экспериментальной ВАХ рассчитать модельные параметры ГС:

$$d_C = \frac{\varepsilon_C L k T}{e \varepsilon U_{\min}} (1 - \alpha_{\min}^x)^{0.5} [1 - (1 - \alpha_{\min}^x)^{0.5}], \quad (27)$$

$$T(d_C) = \frac{4U_{\min} \mu}{v_T L} \left[\frac{1 - (1 - \alpha_{\min}^x)^{0.5}}{(1 - \alpha_{\min}^x)^{0.5}} \right], \quad (28)$$

$$n_C^x = \frac{j_{\min} L \exp \{ (1 - \alpha_{\min}^x)^{0.5} [(1 - \alpha_{\min}^x)^{0.5} - 1] \}}{e \mu U_{\min} [1 - (1 - \alpha_{\min}^x)^{0.5}]}, \quad (29)$$

$$\delta \zeta = \frac{1}{A^*} \left[\chi_s - \chi - \frac{\hbar^6}{(2m)^3 (4\pi e d_C)^4} - kT \ln \frac{N_c}{n_C^x} \right], \quad (30)$$

где $\delta \zeta$ и χ — соответственно амплитуда неоднородности случайного потенциала и электронное сродство неупорядоченного полупроводника, m — эффективная масса электрона в материале катода, χ_s — электронное сродство материала катода, A^* — множитель, связывающий $\delta \zeta$ и положение ζ_c^x относительно среднего значения дна зоны проводимости, зависящий от характера случайного поля и функции распределения случайного потенциала. Для случайного поля, полностью исключающего туннелирование, и гауссовой функции распределения случайного потенциала $A^* = 0.97$ [1].

Выражение (30) получено из очевидного соотношения (рис. 1)

$$\chi_c^x - \chi = A^* \delta \zeta. \quad (31)$$

При выводе (30) для определения положения уровня Ферми в вырожденном полупроводнике (материале катода) относительно дна зоны проводимости δE_F использовано предположение $d_C \cong l_s$, где

$$l_s = \frac{1}{4\pi e} \left[\frac{\hbar^3}{(2m)^{1.5} \delta E_F^{0.5}} \right]^{0.5} \quad (32)$$

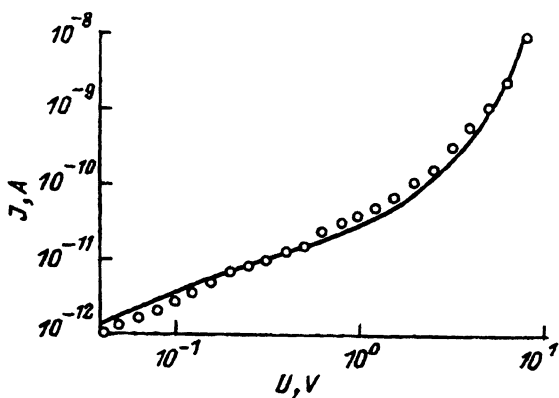


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика гетероструктуры на основе неупорядоченного полупроводника: сплошная линия — расчет в соответствии с формулой (21), точки — эксперимент для неотожженной гетероструктуры $\text{In}_2\text{O}_3\text{-ZnSe-In}$ (катод — In_2O_3).

— глубина проникновения контактного поля в вырожденный полупроводник [6]. Поэтому его применение будет корректным лишь для d_C , составляющих единицы Å .

Для проверки соответствия выведенных аналитических выражений эксперименту проводился расчет модельных параметров ГС $\text{In}_2\text{O}_3\text{-ZnSe-In}$, основные свойства которой описаны в [4]. Результаты расчетов приведены на рис. 3: сплошная кривая соответствует аналитическому выражению (21), точками нанесена экспериментальная ВАХ. Теоретическая ВАХ соответствует модельным параметрам $n_C^x = 1.04 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $T(d_C) = 8.55 \cdot 10^{-5}$, $d_C = 1.58 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $e\varphi(L) = 0.71 \text{ эВ}$, $\delta\zeta = 0.2 \text{ эВ}$, рассчитанным по формулам (27)–(30) с использованием значений [1,8–11] $A^* = 0.97$, $\chi = 4.09 \text{ эВ}$, $m^*/m_e = 0.17$, $m/m_e = 0.43$, $\chi_s = 6.3 \text{ эВ}$, $\epsilon = 9.1$, $\epsilon_C = 1$, $\mu = 0.01 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и данных графического дифференцирования экспериментальной ВАХ $j_{\min} = 4.9 \cdot 10^{-11} \text{ А/см}^2$, $U_{\min} = 0.4 \text{ В}$, $\alpha_{\min}^x = 0.82$.

Экспериментальная кривая соответствует образцу площадью $0.5 \times 0.5 \text{ см}^2$ со слоем ZnSe толщиной 10^{-5} см и получена при $T = 300 \text{ К}$ при использовании в качестве катода слоя оксида индия.

Вычисленные значения $\delta\zeta$ и d_C коррелируют соответственно с шириной полосы фотолюминесценции $2\delta\zeta = 0.43 \text{ эВ}$ [4] и независимыми расчетами d_C по экспериментальной ВАХ, перестроенной в координатах $\lg j-U$ в области, где $U \rightarrow \infty$ ($d_C = 1.98 \cdot 10^{-8} \text{ см}$).

Список литературы

- [1] А.Я. Шик. В кн.: *Неоднородные и примесные полупроводники во внешних полях* (Кишинев, ЭТИИЦА, 1979) с. 22.
- [2] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).
- [3] А.П. Беляев, И.П. Калинин, В.А. Санитаров. *ФТП*, **18**, 1975 (1984).
- [4] А.П. Беляев, В.П. Рубец, Х.А. Тошходжаев, И.П. Калинин. *ФТП*, **26**, 1755 (1992).
- [5] С. Ашмонтас, А. Скучене. *ФТП*, **27**, 307 (1993).
- [6] С.И. Пекар. *ЖЭТФ*, **10**, 1210 (1940).
- [7] А.П. Беляев, В.П. Рубец, Х.А. Тошходжаев. *ФТП*, **26**, 935 (1992).
- [8] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1984).

- [9] А. Милнс, Д. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник* (М., Мир, 1975).
- [10] K.L. Chopra, S. Major, D.K. Pandya. *Thin Sol. Films*, **102**, 1 (1983).
- [11] Р. Бьюб. *Фотопроводимость твердых тел* (М., Иностран. лит., 1962).

Редактор Л.В. Шаронова

About the voltage-current characteristic of the heterostructure on the basis of disordered zinc selenide

A.P. Belayev

Lensoviet Technological Institute, St.-Petersburg, Russia
