

# Концентрационная зависимость радиуса состояния акцепторов в кристаллах $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$

© В.В. Богобаящий

Кременчугский государственный политехнический институт,  
39614 Кременчуг, Украина

(Получена 4 апреля 2000 г. Принята к печати 24 мая 2000 г.)

Исследована прыжковая проводимость нелегированных кристаллов  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ , содержащих собственные двухзарядные акцепторы (вакансии Hg) в количестве от  $10^{16}$  до  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$ . Во всем исследованном диапазоне концентраций при температурах ниже 6–16 К доминирует электропроводность с переменной длиной прыжка. На основе данных измерения ее параметров вычислен радиус состояния акцепторов в зависимости от концентрации вакансий  $N_A$ . Показано, что при  $N_A < 4 \cdot 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$  низкотемпературная проводимость осуществляется по состояниям вакансий, радиус которых не зависит от  $N_A$ . При  $N_A > 5 \cdot 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$  прыжковую проводимость определяют состояния неконтролируемых мелких примесных акцепторов. Радиус состояния этих дефектов растет с ростом  $N_A$  вследствие увеличения эффективной диэлектрической проницаемости среды.

## 1. Введение

Вопрос о поведении атомных волновых функций  $\Psi$  вблизи перехода металл–диэлектрик занимает важное место в проблематике этого явления [1–3]. В частности, интересуются характером изменения радиуса  $a$  примесного состояния в кристаллических полупроводниках по мере приближения характеристического параметра к пороговому значению [1–3], а также влиянием процессов экранирования на локализацию состояний в примесной зоне [4].

В этом плане лучше изучен случай перехода Мотта, когда локализованные и делокализованные зонные состояния существуют одновременно и разделены порогом подвижности  $E_c$ , а энергия Ферми  $F$  электронов может плавно изменяться. Здесь радиус  $a$  локализованного состояния растет по мере приближения его энергии к  $E_c$ , обращаясь при  $F = E_c$  в бесконечность [1–3]. Поведение волновых функций примесей в допороговой области концентраций непосредственно перед появлением первых делокализованных по Андерсону состояний изучено в меньшей степени.

В целях изучения примесных состояний в слабо легированных полупроводниках успешно используется такое явление, как прыжковая проводимость ( $\varepsilon_3$ -проводимость с постоянной энергией активации или проводимость с переменной длиной прыжка), характеристики которой напрямую определяются параметрами волновой функции примеси. В области промежуточного легирования, однако, зачастую доминирует так называемая  $\varepsilon_2$ -проводимость, связываемая с существованием делокализованных отрицательно заряженных состояний доноров (или положительно заряженных состояний акцепторов) [1,2]. По этой причине прямых экспериментальных данных о поведении радиуса  $a$  примесного состояния вблизи перехода Андерсона мало.

В представленной работе изучена концентрационная зависимость удельного сопротивления  $\rho$  нелегированных

кристаллов  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$  с примесной проводимостью, созданной собственными акцепторами — вакансиями ртути  $V_{\text{Hg}}$ .

## 2. Постановка задачи

Кристаллы твердых растворов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  обладают целым рядом качеств, которые делают их изучение весьма привлекательным с точки зрения фундаментальной физики полупроводников [4]. В данном случае интерес к этому материалу вызван следующими обстоятельствами.

Согласно [5,6], в кристаллах  $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ , содержащих большое количество вакансий ртути ( $N_A \sim 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$ ),  $\varepsilon_2$ -проводимость отсутствует, а наблюдается высокотемпературная прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка, подчиняющаяся закону Мотта, и в этом случае температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho(T)$  есть

$$\rho = \rho_0 \exp(T_0/T)^{1/4}. \quad (1)$$

Параметр  $T_0$  закона (1) определяется в данном случае величиной радиуса состояния  $a$  вакансий ртути, количеством которых в  $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$  можно управлять в широких пределах, не затрагивая концентрацию доноров  $N_D$  [6]. В этой ситуации создаются крайне благоприятные условия для исследования зависимости  $a(N_A)$ .

Величина параметра  $T_0$  в законе Мотта (1) определяется также плотностью акцепторных состояний  $g(F)$  в окрестности уровня Ферми при  $T = 0$ . Связь между этими величинами, согласно [2], дается формулой

$$a = \left[ \frac{21.2}{k_B T_0 g(F)} \right]^{1/3}. \quad (2)$$

Поскольку нелегированные кристаллы  $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$  с высокой концентрацией  $V_{\text{Hg}}$  компенсированы слабо [6], можно предположить, что для оценки  $g(F)$  вдали от

перехода Мотта применимо выражение

$$g(F) \approx \frac{\varepsilon N_D}{e^2 N_A^{1/3}}, \quad (3)$$

полученное для такого случая в [2]. Тогда радиус состояния  $V_{\text{Hg}}$  может быть вычислен с помощью соотношений (2), (3), если величины  $T_0$ ,  $N_A$  и  $N_D$  известны из эксперимента.

Количество активных вакансий  $N_A$  в кристаллах узкощелевого  $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$  в условиях слабой компенсации, как известно, легко определить по концентрации свободных дырок при  $T = 77\text{ K}$ .

Концентрацию доноров  $N_D$  в исследуемых кристаллах можно оценить следующим образом. Если проводить измерения на сериях образцов, вырезанных из одной и той же монокристаллической пластины, то значение  $N_D$  в каждой серии будет изменяться слабо и может считаться постоянным. С другой стороны, величину радиуса состояния изолированного акцептора можно рассчитать теоретически. Тогда, измеряя  $T_0$  в образцах с достаточно низкой концентрацией  $V_{\text{Hg}}$ , с помощью соотношений (2), (3) можно найти характерное для данной серии значение  $N_D$ .

При расчете радиуса состояния изолированного акцептора следует учесть, что в алмазоподобных полупроводниках с вырожденной валентной зоной волновая функция  $\Psi$  изолированного акцептора характеризуется двумя размерами [2]. Один из них ( $a_h$ ) описывает спад амплитуды  $\Psi$  вблизи акцептора, а другой ( $a_l$ ) — вдали от него. Для случая однозарядного мелкого центра величины  $a_h$  и  $a_l$  были вычислены методом эффективных масс в [7] и [2] соответственно. В приближении для эффективных масс легких и тяжелых дырок  $m_{lh} \ll m_{hh}$

$$a_h = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_{hh}E_A}}, \quad a_l = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_{lh}E_A}}, \quad (4)$$

где  $E_A$  — энергия ионизации простого акцептора.

Условие  $m_{lh} \ll m_{hh}$  прекрасно выполняется для  $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ , однако вакансии Hg в этом материале являются двухзарядным акцептором, что требует внесения определенных корректив в формулы (4). Они достаточно очевидны: общий вид соотношений (4) не должен изменяться, но место  $E_A$  должна занять энергия связи в нейтральном состоянии акцептора в расчете на одну дырку:

$$a_{h2} = \frac{\hbar}{\sqrt{m_{hh}(E_{A1} + E_{A2})}}, \quad a_{l2} = \frac{\hbar}{\sqrt{m_{lh}(E_{A1} + E_{A2})}} \quad (5)$$

( $E_{A1}$ ,  $E_{A2}$  — потенциалы ионизации вакансии Hg). Вариационный расчет, проведенный по методу Ритца, подтвердил это утверждение с точностью до 1%.

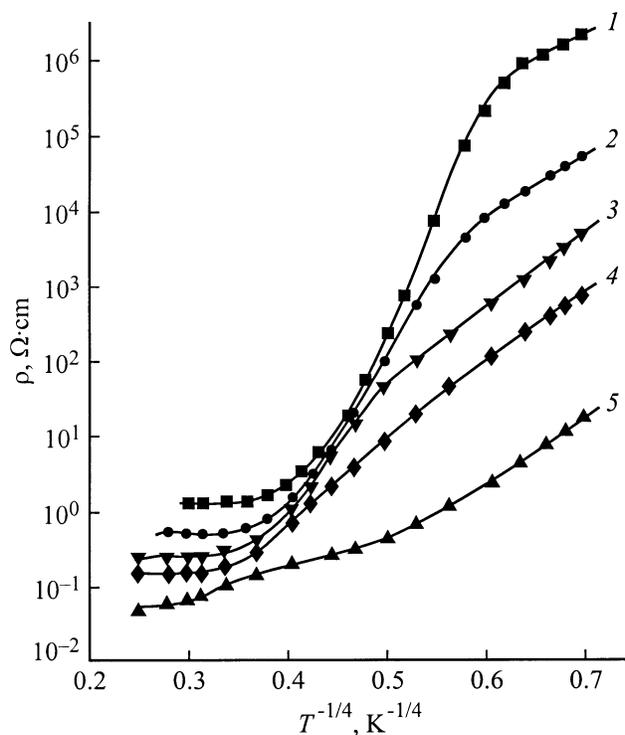
Естественно предположить, что при низких концентрациях  $V_{\text{Hg}}$  роль  $a$  в (2) будет играть величина  $a_{l2}$ , так как средняя длина прыжка в области действия закона Мотта (1) была в условиях эксперимента достаточно большой ( $\sim N_D^{-1/3}$ ).

### 3. Эксперимент

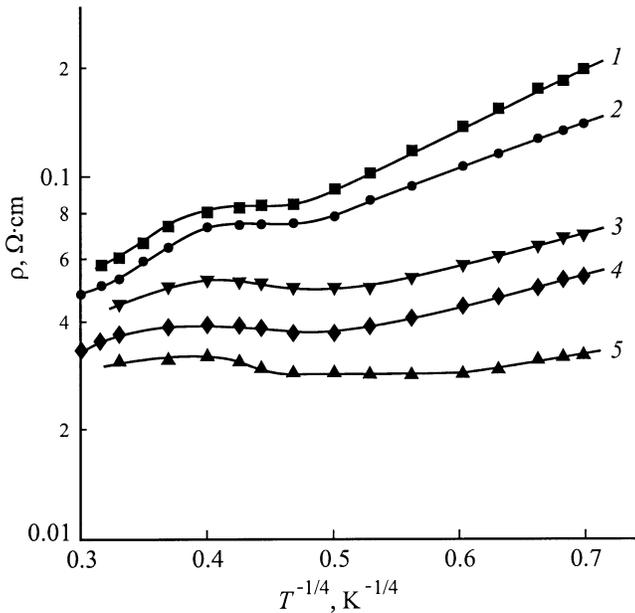
Для эксперимента были выбраны несколько монокристаллических пластин нелегированного  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x = 0.220 \pm 0.005$ ), вырезанных из различных слитков, содержащих  $n = (3 \pm 1) \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-3}$  примесных электронов.

Отобранные пластины были подвергнуты гомогенизирующему отжигу в парах Hg при температуре  $T_a = 600^\circ\text{C}$  и давлении паров 10 атм в течение недели. Затем их разрезали на образцы с размерами  $1.2 \times 0.3 \times 0.1\text{ cm}^3$ . Часть образцов была подвергнута 24-часовому отжигу при  $T_a = 600^\circ\text{C}$  и давлении паров Hg 2.5 атм, а затем — в насыщенных парах  $\text{Te}_2$  при температуре от 240 до  $490^\circ\text{C}$ . Остальные образцы были отожжены в почти насыщенных парах Hg при разных температурах (от 420 до  $505^\circ\text{C}$ ). Длительность последней стадии отжига была достаточной для установления макрооднородного распределения вакансий в образце.

В результате была получена серия кристаллов  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$  с концентрацией электрически активных вакансий Hg от  $10^{16}$  до  $10^{18}\text{ cm}^{-3}$ . Образцы, отжигавшиеся в парах  $\text{Te}_2$ , были гетерофазными и содержали  $\sim 3 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$  избыточного Te в виде включений второй фазы размером 2–3 нм. Образцы, отжигавшиеся в парах Hg, были гомофазными.



**Рис. 1.** Температурная зависимость удельного сопротивления насыщенных теллуrom нелегированных кристаллов  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$  с низкой концентрацией вакансий ртути.  $N_A$ ,  $10^{16}\text{ cm}^{-3}$ : 1 — 1.1, 2 — 5.3, 3 — 10, 4 — 28, 5 — 42.



**Рис. 2.** Температурная зависимость удельного сопротивления насыщенных теллуrom нелегированных кристаллов  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$  с высокой концентрацией вакансий ртути.  $N_A$ ,  $10^{17}\text{ см}^{-3}$ : 1 — 5.9, 2 — 6.7, 3 — 7.0, 4 — 10, 5 — 11.

Концентрация вакансий Hg в полученных образцах была определена по данным измерения концентрации свободных дырок при  $T = 77\text{ К}$  методом Холла в магнитном поле  $B = 1\text{ Тл}$  с учетом данных работ [8,9] по полевой зависимости коэффициента Холла и концентрационной зависимости средней степени ионизации вакансий.

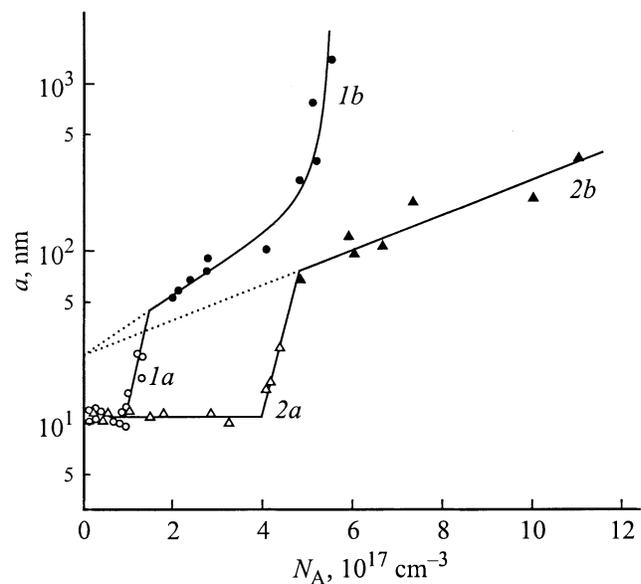
На рис. 1,2 приведены данные измерения зависимости  $\rho(T)$  в диапазоне температур от 4.2 до 250 К для части кристаллов, насыщенных Te. Зависимость  $\rho(T)$  для насыщенных Hg образцов имеет аналогичный вид, но энергия активации  $\varepsilon_1$ -проводимости, обусловленной свободными дырками валентной зоны, в этом случае ниже.

Как следует из рис. 1, при относительно низкой концентрации  $V_{\text{Hg}}$  ( $N_A < 3 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ ) область прыжковой проводимости вида (1) непосредственно примыкает к области вымораживания  $\varepsilon_1$ -проводимости. При  $N_A > 5 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$  вымораживание  $\varepsilon_1$ -проводимости практически не наблюдается, так что проводимость по примесной зоне доминирует во всей области несобственной проводимости (рис. 2). В кристаллах с  $N_A > 6 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$  при промежуточной температуре примесная проводимость имеет явно металлический характер. При более низкой температуре она снова становится активационной, причем по-прежнему описывается законом Мотта (1). Температура, при которой начинается активация, зависит от  $N_A$ , понижаясь от 16 до 7 К при увеличении  $N_A$  от  $5 \cdot 10^{17}$  до  $1.1 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$ . Минимальная металлическая проводимость составляет 10–15 Ом·см, что вполне

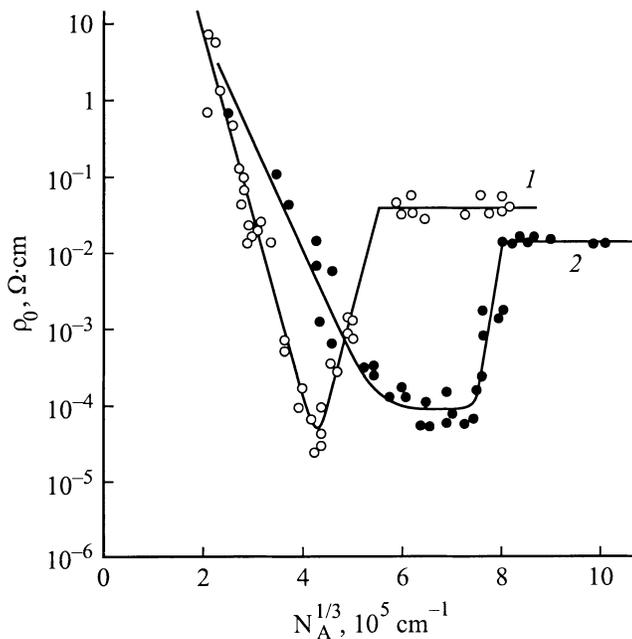
соответствует теории Мотта [1] для легированных полупроводников.

В насыщенных Te образцах температура перехода к закону Мотта (1) достаточно высокая и возрастает с 11 до 15 К при увеличении  $N_A$  от  $4 \cdot 10^{16}$  до  $4 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ . При дальнейшем увеличении  $N_A$  в таких кристаллах она, напротив, убывает. В насыщенных ртутью кристаллах критическая температура на 4–5 К ниже. Величина параметра  $T_0$  существенно зависит от концентрации собственных акцепторов. При малом количестве  $V_{\text{Hg}}$  в кристалле  $T_0$  в среднем несколько растет с ростом  $N_A$ , но затем, начиная с некоторой концентрации  $V_{\text{Hg}}$ , быстро убывает на несколько порядков величины. Тем не менее везде в пределах исследованного интервала концентраций величина  $T_0$  остается конечной и вполне измеримой.

На рис. 3 (кривые 1a, 2a) показана концентрационная зависимость эффективного радиуса состояния вакансии  $a$ , построенная по данным измерения  $T_0$  и  $N_A$  при помощи соотношений (2)–(5). При расчете принималось, что  $E_{A2} = 2E_{A1}$  и что  $E_{A1} = 18.5\text{ мэВ}$  в случае насыщенных Te кристаллов и  $E_{A1} = 15.5\text{ мэВ}$  в случае насыщенных Hg образцов [9]. Видно, что при низкой концентрации вакансий параметры акцепторных состояний совершенно не зависят от  $N_A$ . Однако с ростом  $N_A$  в определенный момент поведение  $a$  принципиально изменяется: в узком интервале концентраций величина  $a$  быстро возрастает в 5–6 раз. Концентрация вакансий в точке излома зависит от условий получения образцов и составляет  $\sim 1 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$  для насыщенных ртутью кристаллов и  $\sim 4 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$  для насыщенных теллуrom гетерофазных образцов.



**Рис. 3.** Концентрационная зависимость эффективного радиуса акцепторного состояния в нелегированных кристаллах  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ . 1a, 1b — насыщенные ртутью кристаллы; 2a, 2b — насыщенные теллуrom кристаллы.



**Рис. 4.** Концентрационная зависимость предэкспоненциального множителя для прыжковой проводимости нелегированных кристаллов  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ . 1 — насыщенные ртутью кристаллы, 2 — насыщенные теллуром кристаллы.

При дальнейшем увеличении  $N_A$  величина  $a$  продолжает возрастать, причем в насыщенных ртутью образцах заметно быстрее. Вначале рост  $a$  идет медленно, но затем резко ускоряется и становится неограниченным. В насыщенных Hg образцах это происходит при  $N_A \approx 5.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; в насыщенных Te кристаллах неограниченный рост  $a$  не наблюдался, вероятно, из-за недостаточно высокой концентрации вакансий в образцах.

Предэкспоненциальный множитель  $\rho_0$  в законе (1) при малых  $N_A$  экспоненциально зависит от концентрации вакансий, быстро убывая с ростом  $N_A$ . После достижения критической точки он почти скачком возрастает на 2 порядка и далее уже не зависит от  $N_A$  (рис. 4).

#### 4. Обсуждение результатов эксперимента

Большинство наблюдавшихся здесь особенностей низкотемпературной проводимости нелегированных кристаллов  $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ , содержащих вакансии Hg, можно объяснить, если учесть многозарядность собственных акцепторов и реальный состав неконтролируемых примесей в исследованном материале. Действительно, судя по данным измерения  $T_0$ , исходные кристаллы  $n\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$  в значительной мере компенсированы (степень компенсации  $K \approx 0.9$ ), т. е. содержат сопоставимое с  $N_D$  количество примесных акцепторов. Этот вывод неплохо согласуется с данными измерения подвижности электронов и дырок. Некоторая часть примесных

акцепторов  $N_{A1}^*$  (скорее всего порядка половины) — это мелкие однозарядные центры, потенциал ионизации  $E_{A1}$  которых вдвое ниже первого потенциала ионизации  $E_A$  собственных акцепторов. По этой причине такие акцепторы, несмотря на малое их количество, будут существенно влиять на положение уровня Ферми электронов при низкой температуре.

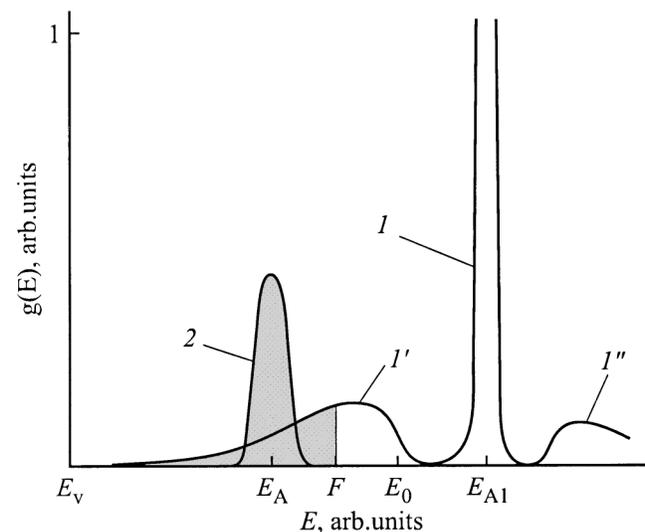
Это наглядно показано на рис. 5. На рисунке схематически изображена структура нижней части акцепторной зоны  $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$  при  $T = 0$  в одноэлектронном приближении применительно к случаю, когда  $N_{A1} \approx N_D$ , а количество вакансий в кристалле умеренное, так что средняя энергия их взаимодействия с заряженными донорами не слишком велика. Видно, что в этой ситуации уровень Ферми  $F$  располагается значительно ниже, чем в отсутствие примесных акцепторов ( $F < F_0$ ). Если к тому же  $E_{A1} < F$ , то величину  $F$  легко вычислить с помощью теории [2], пренебрегая отрицательно заряженными комплексами вакансий и доноров и считая все примесные акцепторы ионизованными:

$$F = E_{A1} - \frac{e^2}{\varepsilon} \left[ \frac{4\pi N_A}{3 \ln(N_D/N_{A1}^*)} \right]^{1/3}. \quad (6)$$

Для сравнения: в отсутствие примесных акцепторов энергия Ферми электронов, согласно [2], была бы равна

$$F_0 \approx E_{A1} - 0.61 \frac{e^2}{\varepsilon} \left[ \frac{4\pi N_A}{3} \right]^{1/3}. \quad (7)$$

В области низких концентраций  $V_{\text{Hg}}$  уровень Ферми  $F$  при  $T = 0$  лежит значительно выше уровня  $E_A$  при-



**Рис. 5.** Схема строения акцепторной зоны кристаллов  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ . 1 — основной пик нижней полосы состояний вакансий ртути; 1' — состояния вакансий ртути, отщепленные полем заряженных доноров; 1'' — состояния вакансий ртути, отщепленные полем заряженных однозарядных акцепторов; 2 — полоса состояний однозарядных примесных акцепторов. Заштрихована область состояний, занятых электронами при  $T = 0$ .

месных акцепторов, поэтому те полностью ионизованы и не принимают участия в переносе заряда. С другой стороны, при  $N_A < 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  интеграл перекрытия вакансионных состояний мал, поэтому их энергия не должна зависеть от  $N_A$ . В этих условиях эффективный радиус состояния  $V_{\text{Hg}}$  также не должен зависеть от  $N_A$ . Именно о таком поведении  $a$  свидетельствует рис. 3.

С ростом концентрации  $V_{\text{Hg}}$  уровень Ферми  $F$ , согласно (6), понижается и в определенный момент достигает значения  $F \approx E_A$ , попадая в область полосы состояний примесных акцепторов. Очевидно, что после вхождения  $F$  в эту полосу прыжковая проводимость будет уже осуществляться преимущественно по состояниям примесных акцепторов, размер и спектральная плотность которых значительно выше. Соответственно эффективный радиус акцепторного состояния, определенный по данным прыжковой проводимости, по этой причине должен скачком уменьшиться в несколько раз. Предэкспоненциальный множитель  $\rho_0$  в этих условиях также должен претерпеть скачок и в дальнейшем перестать зависеть от  $N_A$ , что полностью соответствует данным эксперимента (рис. 4).

Естественно предположить, что наблюдаемые в эксперименте резкие изменения  $a$  и  $\rho_0$  вызваны как раз этими причинами. В пользу этого предположения свидетельствуют, например, следующие оценки. Примем, что  $N_A^* = 0.5N_D$ , и учтем, что  $E_{A1} = 15.5 \text{ мэВ}$  для насыщенных Hg и  $E_{A1} = 18.5 \text{ мэВ}$  для насыщенных Te кристаллов [9]. Тогда концентрации вакансий ртути  $N_A \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в насыщенных Hg и  $N_A \approx 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в насыщенных Te образцах будет соответствовать значению  $F \approx 8 \text{ мэВ}$ , близкое к экспериментальному значению энергии ионизации меди  $E_A \approx 7.5 \text{ мэВ}$  [10].

В этой связи эффективный радиус состояния акцепторов в кристаллах с большой концентрацией вакансий (в области постоянства  $\rho_0$  на рис. 4) вычислялся несколько иначе. Плотность состояний вблизи  $F$  считалась равной

$$g(F) \approx \frac{\varepsilon N_A^*}{e^2 N_D^{1/3}}, \quad (8)$$

поскольку среднее расстояние между примесными акцепторами и донорами, определяющее ширину примесной акцепторной зоны, по порядку величины равно  $N_D^{-1/3}$ . При расчете по-прежнему считалось, что  $N_A^* = 0.5N_D$ .

Результаты вычислений показаны на рис. 3 (кривые 1b и 2b). Видно, что в этой области концентраций величина  $a$  плавно растет с ростом  $N_A$ , причем в пределе  $N_A = 0$  она стремится к значению  $a \approx 25 \text{ нм}$  как в насыщенных Hg, так и в насыщенных Te образцах. Это фактически совпадает с радиусом  $a_l$  состояния изолированного примесного акцептора, который в данном материале, согласно (4), равен 26 нм, если считать  $E_A \approx 7.5 \text{ мэВ}$  [10].

Плавное увеличение радиуса  $a$  примесных акцепторов (см. рис. 3), по мнению автора, вызвано влиянием нейтральных вакансий на эффективную диэлектри-

ческую проницаемость кристалла. Действительно, объем состояния однозарядного акцептора в  $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$  в 15–20 раз больше объема состояния  $V_{\text{Hg}}$ . Поэтому внутри сферы радиуса  $a_l$  вокруг примесного центра уже при  $N_A \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  оказывается  $\sim 10$  вакансий, нейтральных при низкой температуре. Поляризуемость нейтральных вакансий велика ( $\alpha \propto a_{h2}^3$ ). Поэтому они должны вызывать при столь больших значениях  $N_A$  существенный рост эффективной статической диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_0$  кристалла и соответственно  $a_l$ .

Если это предположение верно, то полученные результаты говорят о том, что поляризуемость вакансий в насыщенных Hg кристаллах  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$  в  $\sim 1.5$  раза выше, чем в насыщенных Te образцах. Это вполне согласуется с тем экспериментальным фактом, что энергия ионизации вакансий в последнем случае заметно больше [9]. Тогда аномальный рост радиуса состояния примесных центров при концентрации вакансий  $N_A \approx 5.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  свидетельствует об аномалии статической диэлектрической проницаемости в насыщенных ртутью кристаллах  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$  с такой концентрацией вакансий. В рамках этого предположения из формулы Клаузиуса–Мосотти следует, что поляризуемость  $V_{\text{Hg}}$  равна  $\alpha \approx 3/[4\pi(\varepsilon_0 + 2)N_A^\infty] \approx 2.2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3$ , что составляет для  $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te} \sim 2.5a_{h2}^3$ , т. е. вполне разумную величину.

В то же время  $N_A a_h^3 \ll 1$ , поэтому в сфере радиуса  $a_h$  вакансий практически нет. Соответственно, здесь диэлектрическая проницаемость должна остаться прежней, т. е. вакансии не должны особо влиять на энергию ионизации мелких примесных акцепторов.

Отметим, что предложенный механизм увеличения характерного размера примесного акцепторного состояния не противоречит наблюдающемуся постоянству размеров состояния вакансий, поскольку  $N_A a_{l2}^3 < 1$  при  $N_A < 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Наконец, с учетом примесных акцепторов легко понять появление участка металлической проводимости при промежуточных температурах в кристаллах с  $N_A > 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (см. рис. 2). В таких кристаллах концентрация свободных дырок определяется вакансиями ртути, тогда как низкотемпературная проводимость — примесными акцепторами. С другой стороны, как показано в [9], при  $N_A > 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 77 \text{ К}$  вакансионная зона сливается с валентной зоной в результате экранирования потенциала вакансии свободными дырками. Ясно, что в этих условиях примесные акцепторные состояния будут также делокализованы.

При понижении температуры количество свободных дырок падает, и примесные состояния выходят из валентной зоны; тогда проводимость по ним должна приобретать активационный характер.

Таким образом, приведенные здесь результаты достаточно убедительно свидетельствуют в пользу предложенного объяснения механизма резкого изменения эффективного значения  $a$ . Напротив, такое поведение  $a$  трудно связать с приближением перехода металл–диэлектрик в

акцепторной зоне. Действительно, как показано в [10], в кристаллах  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$  переход металл–диэлектрик определяется критерием Мотта, записанным в виде

$$N_{AM}^{1/3} a_h \approx 0.25. \quad (9)$$

Поскольку в этом материале, согласно (5),  $a_{h2} \approx 2$  нм, то концентрация  $N_A \approx 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , при которой резко меняется величина  $a$  в насыщенных Те образцах, в 5 раз меньше величины критической концентрации  $N_{AM} \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , соответствующей переходу Мотта.

## 5. Заключение

1. В нелегированных кристаллах  $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$  с вакансиями ртути прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка доминирует над  $\varepsilon_2$ - и  $\varepsilon_3$ -проводимостью в широком диапазоне концентраций  $V_{\text{Hg}}$  (начиная по крайней мере от  $N_A \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и выше). При этом даже малые количества примесных однозарядных акцепторов способны коренным образом влиять на низкотемпературную проводимость нелегированных кристаллов  $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$  в области больших концентраций  $V_{\text{Hg}}$ . Причина этого явления заключается в особенностях строения акцепторной зоны такого материала, образованной относительно малым количеством мелких однозарядных примесных акцепторов и большим количеством двухзарядных собственных дефектов  $V_{\text{Hg}}$ , энергия ионизации которых вдвое больше.

2. Характерные размеры нейтрального состояния вакансии ртути в кристалле  $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$  не зависят от концентрации этих дефектов по крайней мере при  $N_A < 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , что составляет  $\sim 1/5$  их концентрации в точке перехода Мотта. В то же время радиус состояния собственного акцептора зависит от условий получения кристалла. В насыщенных теллуrom образцах он заметно меньше, что может свидетельствовать о различии микроструктуры в насыщенных ртутью и теллуrom кристаллах  $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ .

3. Нейтральные электрически активные центры заметно влияют на радиус акцепторного состояния  $a_l$  только при условии, что их концентрация  $N$  удовлетворяет неравенству  $Na_l^3 > 1$ . На величину размера  $a_h$  такие дефекты практически не влияют.

## Список литературы

- [1] Н. Мотт, Е. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982) т. 1.
- [2] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [3] Дж. Займан. *Модели беспорядка* (М., Мир, 1982).
- [4] И.М. Цидильковский, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина. *Примесные состояния и явления переноса в бесцелевых полупроводниках* (Свердловск, 1987).
- [5] А.И. Елизаров, В.И. Иванов-Омский. *ФТП*, **15**(5), 927 (1981).

- [6] А.И. Елизаров, В.В. Богобаящий, Н.Н. Берченко. *ФТП*, **18**(3), 455 (1984).
- [7] Б.Л. Гельмонт, А.Р. Гаджиев, Б.Л. Шкловский, И.С. Шлимак, А.Л. Эфрос. *ФТП*, **8**(12), 2377 (1974).
- [8] V.V. Bogoboyashchiy. *Proc. SPIE*, **3486**, 325 (1997).
- [9] В.В. Богобаящий. В сб.: *Проблемы создания новых машин и технологий* [Науч. тр. Кременчугского гос. политехн. ин-та (Кременчуг, 1999) вып. 1, с. 269].
- [10] В.В. Богобаящий, С.Г. Гасан-заде, Г.А. Шепельский. *ФТП*, **34**(4), 411 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

## Concentration dependence of acceptor state radius in $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ crystals

V.V. Bogoboyashchiy

Kremenchuk State Polytechnical Institute,  
39614 Kremenchuk, Ukraine

**Abstract** Hopping conduction of undoped  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$  crystals containing as-grown double acceptors (mercury vacancies) at concentrations from  $10^{16}$  up to  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  has been investigated. The variable length hopping conduction is dominant below 6–16 K in the whole studied concentration region. Its characteristics having been measured, a radius of the acceptor state is calculated as a function of concentration  $N_A$  of the vacancies. It is shown that at  $N_A < 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  the low temperature conductance occurs due to the vacancy states, of which the radius is independent of  $N_A$ . At  $N_A > 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  the hopping conduction takes place due to states of uncontrolled extrinsic shallow acceptors. The radius increases with the increase in  $N_A$  because the effective dielectric constant of the material is thus enhanced.