

О предэкспоненциальном множителе в законе Мотта для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в слабокомпенсированных кристаллах $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$

© В.В. Богобаяцкий

Кременчугский государственный политехнический университет,
39614 Кременчуг, Украина

(Получена 8 мая 2001 г. Принята к печати 28 июня 2001 г.)

Исследована прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка в нелегированных кристаллах $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ в интервале температур 4.2–125 К и концентраций вакансий Hg от 10^{16} до $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. По результатам исследований определена температурная и концентрационная зависимость множителя ρ_{0M} перед экспонентой в законе Мотта. Обнаружено, что температурная зависимость ρ_{0M} вполне согласуется с выводами теории, полученными в одночастичном приближении. В то же время величина ρ_{0M} существенно зависит от концентрации вакансий Hg и величины T_0 в законе Мотта, что противоречит выводам такой теории. Полученная зависимость является степенной по обоим параметрам; показатель степени равен 2.3–2.4. Считается, что концентрационная зависимость ρ_{0M} является специфической для двухзарядных акцепторов и связана с наличием у вакансии ртути второй связанной дырки.

1. Введение

Исследование прыжковой проводимости представляет собой удобный метод изучения состояний в запрещенной зоне полупроводников. Как показано в работах [1–4], уникальные в этом плане возможности предоставляют кристаллы узкощелевого $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ p -типа. Прыжковая проводимость наблюдается здесь при непривычно высоких температурах (до 10–20 К) и сохраняет активационный характер при значительной концентрации акцепторов (до 10^{17} – 10^{18} см^{-3}), что создает благоприятные условия для ее изучения. Этот материал обладает и другими необычными качествами. Например, характер и параметры прыжковой проводимости кристаллов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ зависят от типа порождающих ее акцепторов. А именно, в случае простых примесных акцепторов (Cu) здесь наблюдается ε_3 -проводимость с постоянной энергией активации, а вероятность прыжка определяется радиусом локализации тяжелой дырки [3]. Напротив, двухзарядные собственные акцепторы (вакансии ртути V_{Hg}) порождают прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка, описываемую законом Мотта [5], а ее параметры определяются радиусом локализации легкой дырки [4]. При этом ни энергия акцепторного состояния, ни его радиус не зависят от концентрации акцепторов вплоть до перехода металл–диэлектрик в примесной зоне [4,6], хотя традиционные представления о поведении волновой функции вблизи такого перехода предполагают обратное [7]. Наблюдающееся противоречие столь серьезно, что его нельзя обойти вниманием и оставить без надлежащего объяснения.

С этой целью исследования прыжковой проводимости нестехиометрических кристаллов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, начатые в [4], были продолжены здесь в направлении изучения концентрационной и температурной зависимости предэкспоненциального множителя в законе Мотта. Обычно этому множителю уделяют мало внимания, отдавая предпочтение изучению показателя экспоненты, хотя

в нем содержится только часть информации о свойствах примесного состояния. К сожалению, исследования, выполненные в [3,4], показали, что в случае $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ показатель экспоненты как в законе Мотта, так и в активационном законе для ε_3 -проводимости ведет себя вполне обычно с точки зрения представлений теории [7,8] и, соответственно, не позволяет объяснить до конца природу необычных свойств этого полупроводника. Поэтому здесь предполагалось, что ответы на поставленные вопросы могут быть найдены путем изучения именно предэкспоненциального фактора.

2. Экспериментальные результаты

Для эксперимента были взяты несколько монокристаллических пластин нелегированного $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.22 \pm 0.005$), вырезанных из различных слитков, содержащих $n = (3 \pm 1) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ электронов.

Отобранные пластины были подвергнуты гомогенизирующему отжигу в парах Hg при температуре 600°C и давлении паров 10 атм в течение недели. Затем часть пластин была отожжена при давлении 2.5 атм в течение 24 ч для получения значительного избытка Te. Далее их разрезали на образцы и подвергали изотермической термообработке в насыщенных парах Te при температуре от 240 до 490°C. Длительность этой стадии отжига была достаточной для установления двухфазного равновесия с преципитатами Te. Остальные пластины также разделялись на образцы, а затем отжигались в парах Hg в интервале температур от 420 до 520°C при различных давлениях в пределах области гомогенности. Длительность отжига была достаточной для установления равновесия с паровой фазой.

Кроме таких образцов, было исследовано большое число не отжигавшихся кристаллов, вырезанных непосредственно из слитков $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.22 \pm 0.02$). Небольшая часть этих слитков была преднамеренно

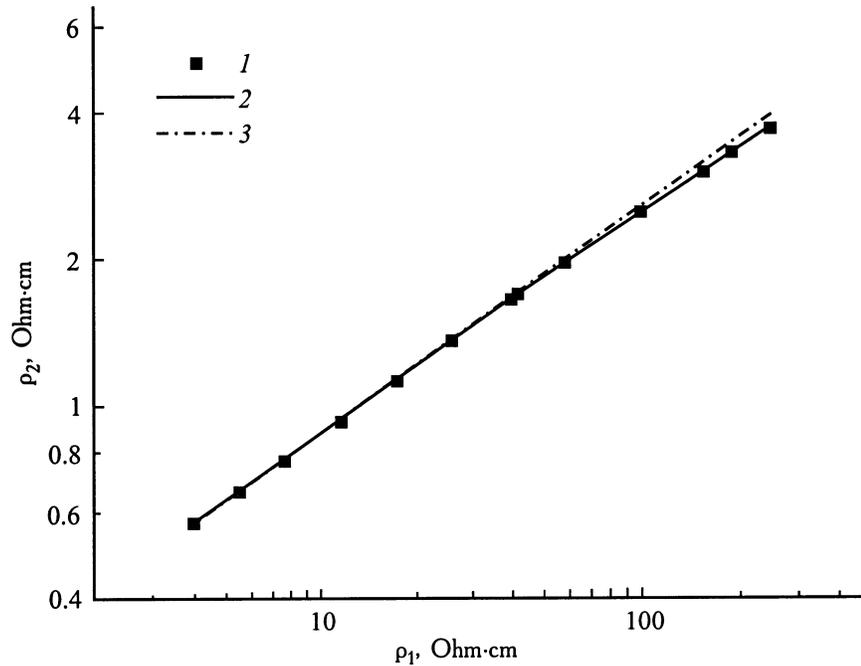


Рис. 1. Параметрическая зависимость сопротивлений двух образцов $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$, полученная путем синхронных измерений. 1 — данные измерений; 2, 3 — данные расчета при $n = 1$ и $n = 0$ соответственно (см. выражение (2)).

легирована In на уровне от 10^{15} до $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, тогда как остальные содержали лишь остаточные примеси.

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 $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Образцы, отожженные в парах Hg, были однофазными. Все остальные кристаллы были гетерофазными и содержали $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ избыточного Te в виде мелких включений второй фазы.

Концентрация вакансий Hg в полученных образцах была определена по данным измерения концентрации свободных дырок при 77 K методом Холла в поле $B = 1 \text{ Тл}$ с учетом полевой зависимости коэффициента Холла и концентрационной зависимости средней степени ионизации вакансий. Методика корректного определения количества V_{Hg} в кристаллах $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ подробно описана в работах [9,10].

Характерный вид зависимости $\rho(T)$ приведен в работах [1,2] и [4] соответственно для не отжигавшихся и отожженных описанным выше способом кристаллов $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ с различной концентрацией V_{Hg} . Во всех этих случаях при низких температурах наблюдалась прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка, подчиняющаяся закону Мотта:

$$\rho = \rho_{0M} \exp(T_0/T)^{1/4}. \quad (1)$$

Как следует из представленных в работе [4] данных, при относительно низкой концентрации V_{Hg} в кристалле ($N_A \equiv [V_{\text{Hg}}] < 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) параметр T_0 слабо растет с увеличением $[V_{\text{Hg}}]$, тогда как удельное сопротивление в целом убывает при этом очень быстро.

Согласно [8], множитель ρ_{0M} в законе (1) в общем случае является степенной функцией температуры, показатель степени которой зависит от вида волновой функции связанного состояния. Зависимость $\rho_{0M}(T)$ довольно слабо влияет на общий вид функции $\rho(T)$, поэтому экспериментальные кривые трудно отличить от закона (1) вследствие наличия систематических погрешностей измерения T , вызванных неточностью градуировки термометра. С другой стороны, пренебрежение этой зависимостью может повлечь за собой появление существенных ошибок при определении ρ_{0M} и T_0 методом экстраполяции к бесконечной температуре, особенно при малых T_0 .

По этой причине здесь был выполнен отдельный эксперимент по определению показателя степени зависимости $\rho_{0M}(T)$. С этой целью были взяты несколько пар образцов, так чтобы значения T_0 для образцов из одной пары отличались на порядок величины. Для каждой такой пары были выполнены синхронные измерения сопротивления в диапазоне температур 4.2–16 K. В этом случае каждая пара экспериментальных точек ρ_1 и ρ_2 соответствовала одному и тому же значению температуры, так что совокупность результатов измерений можно было представить как параметрическую зависимость $\rho_2 = f(\rho_1)$. Тем самым исключалось влияние погрешности измерения T . Чтобы обеспечить достаточную чувствительность метода к $\rho_{0M}(T)$, значения сопротивления фиксировались с точностью до 0.3%.

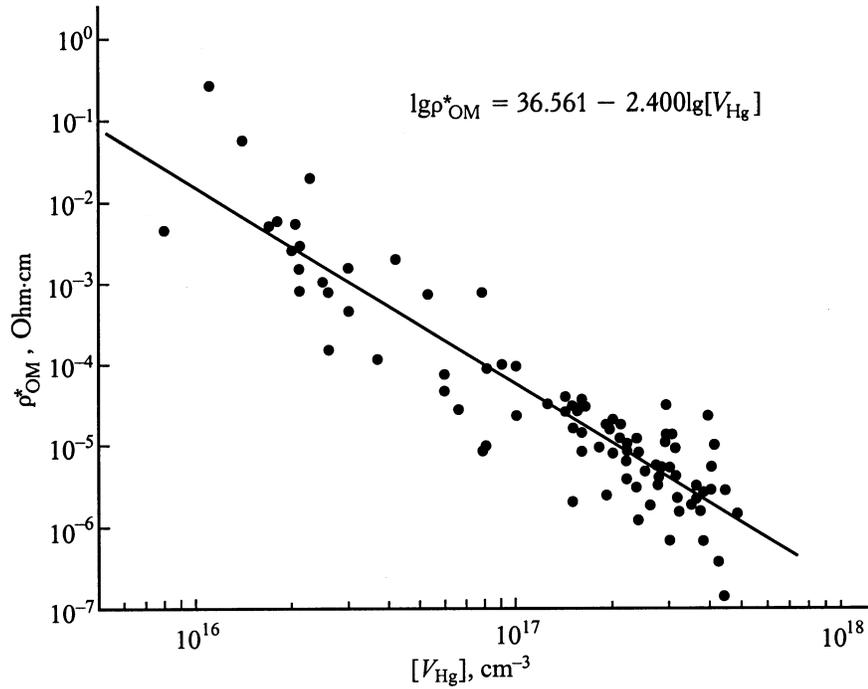


Рис. 2. Концентрационная зависимость множителя ρ_{OM}^* , приведенная к значению $T_0 = 10^5$ К. Точки — данные измерений, прямая — данные интерполяции (интерполяционная формула приведена на рисунке).

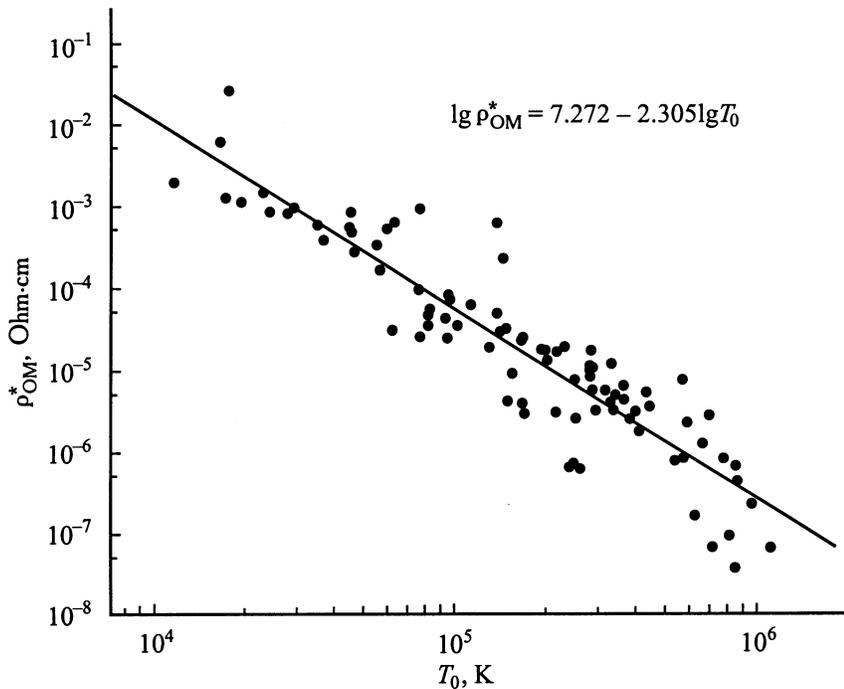


Рис. 3. Зависимость множителя ρ_{OM}^* от параметра T_0 , приведенная к значению $N_A = [V_{Hg}] = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Точки — данные измерений, прямая — данные интерполяции (интерполяционная формула приведена на рисунке).

Легко видеть, что при условии выполнения закона (1) с постоянным множителем ρ_{OM} зависимость $\rho_2(\rho_1)$, построенная в двойном логарифмическом масштабе, будет изображаться прямой линией. Если же ρ_{OM} окажется степенной функцией T , то зависимость "изогнется", и тогда

по величине и знаку прогиба можно будет определить показатель этой функции.

Результаты эксперимента для одной из таких пар представлены на рис. 1 (точки). Видно, что зависимость $\rho_2(\rho_1)$ почти не отличается от линейной. Подгон-

ка, выполненная при помощи функции вида

$$\rho = \rho_{0M}^* (T_0/T)^{n/4} \exp(T_0/T)^{1/4}, \quad (2)$$

дает наилучшее согласие с экспериментом при $n = 1 \pm 0.2$ (рис. 1, кривая 2). Для демонстрации чувствительности этого метода определения n на том же рисунке показана зависимость, построенная для $n = 0$ (прямая 3).

По результатам измерения $\rho(T)$ был определен фактор ρ_{0M}^* для каждого из исследованных образцов. Оказалось, что величина ρ_{0M}^* изменяется в широких пределах, обнаруживая при этом значительную дисперсию зависимости от всех параметров эксперимента: x , $[V_{\text{Hg}}]$, T_0 и др. По этой причине данные измерений были подвергнуты двухфакторному дисперсионному анализу. Предполагалось, что величина ρ_{0M}^* зависит одновременно от концентрации вакансий Hg и характеристической температуры T_0 .

Результаты показаны на рис. 2 и 3 в виде значений ρ_{0M}^* , нормированных с помощью соотношения (2) на определенное значение T_0 (для зависимости ρ_{0M}^* от $[V_{\text{Hg}}]$) или на значение $N_A = [V_{\text{Hg}}]$ (для зависимости ρ_{0M}^* от T_0). Для этого экспериментальные значения ρ_{0M}^* умножались соответственно на $(T_0/T_0^*)^{2.3}$ или на $([V_{\text{Hg}}]/N_A^*)^{2.4}$, где $N_A^* = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T_0^* = 10^5 \text{ К}$. Несмотря на некоторую остаточную дисперсию, наблюдается отчетливая корреляция значений ρ_{0M}^* как с $[V_{\text{Hg}}]$, так и с T_0 . Видно, что обе зависимости можно удовлетворительно аппроксимировать степенными функциями. Применяя к совокупности полученных экспериментальных данных метод наименьших квадратов, получим следующее интерполяционное соотношение:

$$\rho_{0M}^* = 5.7 \cdot 10^{-5} \left(\frac{[V_{\text{Hg}}]}{N_A^*} \right)^{-2.4} \left(\frac{T_0}{T_0^*} \right)^{-2.3} \text{ Ом} \cdot \text{см}. \quad (3)$$

Корреляция значений ρ_{0M}^* с величиной x была слабой и не учитывалась.

3. Теоретическая модель

Принято считать, что величина ρ_{0M} вполне может быть рассчитана с помощью теории протекания [8]. В частности, для полупроводников с водородоподобными центрами такие вычисления выполнены в [8]. К сожалению, эти результаты нельзя использовать непосредственно для сравнения с представленными выше опытными данными, поскольку в алмазоподобных полупроводниках волновая функция акцептора существенно отличается от водородоподобной. В этой связи здесь были выполнены оценочные расчеты величины ρ_{0M} в случае узкощелевого алмазоподобного полупроводника p -типа.

Расчет ρ_{0M} производился при помощи вариационного метода. Пробные волновые функции записывались с учетом двух обстоятельств.

Во-первых, согласно [8], волновая функция акцепторного состояния в алмазоподобном полупроводнике с

существенно различающимися массами дырок характеризуется двумя пространственными масштабами. Часть дырочной плотности сосредоточена вблизи дефекта, образуя остов состояния с характерным масштабом a_h (радиус локализации тяжелой дырки). Другая часть ее образует асимптотический "хвост" состояния, в области которого волновая функция экспоненциально убывает с увеличением расстояния до акцептора. Здесь характерный размер равен $a_l = a_h/\sqrt{\beta}$, где $\beta = m_{lh}/m_{hh}$ — отношение эффективных масс легких (m_{lh}) и тяжелых дырок (m_{hh}). Для двухзарядного собственного акцептора в полупроводнике с $\beta \ll 1$ явный вид a_h и a_l был получен в работе [4]. В частности, для вакансии Hg в узкощелевом $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x = 0.22 \pm 0.005$ ($\beta \approx 0.015$), пользуясь результатами [4], найдем: $a_h \approx 2.0 \text{ нм}$, $a_l \approx 16 \text{ нм}$.

Во-вторых, из-за вырождения валентной зоны радиальная часть волновой функции связанной дырки в алмазоподобном полупроводнике, согласно [8], содержит две составляющие (R_0 и R_2). Эти функции имеют разный вид вблизи акцептора, но на большом удалении от него (при $r \gg a_l$) они идентичны: $R_0 \approx R_2$.

Исходя из перечисленного, искомые пробные радиальные волновые функции изолированного акцептора были записаны в виде

$$R_j = A_j R_{j0} + B \sqrt{2\beta^3/a_h^3} \exp(-r/a_l), \quad (4)$$

где R_{j0} — функция R_j ($j = 0; 2$), соответствующие $\beta = 0$. Вариационный расчет показал, что в этом случае экстремум среднего значения гамильтониана связанной дырки в зависимости от коэффициента B достигается при $B \approx 1$; при этом $A_0 \approx A_2 \approx 1$, если $\beta \ll 1$.

Для оценки интеграла перекрытия I_{ij} пренебрежем угловой зависимостью волновой функции и положим $B = 1$. Тогда при $r_{ij} \gg a_l$, где r_{ij} — расстояние между двумя заданными акцепторами, получим

$$I_{ij} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{\varepsilon_0 a_h} \frac{r_{ij}}{a_h} \exp\left(-\frac{r_{ij}}{a_h}\right) + 2\beta^{3/2} \frac{e^2}{\varepsilon_0 a_h} \exp\left(-\frac{r_{ij}}{a_l}\right). \quad (5)$$

Здесь первое слагаемое описывает перекрытие "остовов", а второе — перекрытие остова одной и хвоста другой волновой функции. Легко подсчитать, что первым слагаемым в (5) и его вкладом в вероятность перескока дырки можно пренебречь, если выполняется соотношение

$$r_{ij}/a_l - \ln(r_{ij}/a_l) > -\ln 3\beta^{3/2}. \quad (6)$$

Полагая, что условие (6) выполнено, и проведя вычисления, аналогичные вычислениям ρ_{0M} в [8], получим следующий результат:

$$\rho_{0M} = \rho_{0M}^* (T_0/T)^{\nu/4} \approx \frac{1}{9} \beta^{-7/2} \rho_0'(T_0/T)^{\nu/4}, \quad (7)$$

где ν — критический индекс ($\nu \approx 0.9$). Множитель ρ_0' вычислен в [8] и зависит только от радиуса остова волновой функции состояния и характеристик самого полупроводника. Для вакансии ртути в $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ эта величина составляет $\rho_0' \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

4. Обсуждение результатов

Полученные выше оценки ρ_{0M} применимы, если перекрытием остовов волновых функций акцепторов можно пренебречь. Для этого расстояние между ними должно быть достаточно велико. В случае $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ $\beta \approx 0.015$, поэтому второе слагаемое в (5) доминирует только при $r_{ij} > 7a_l$. В условиях выполнения закона Мотта (1), когда характерная длина прыжка равна $a_l(T_0/T)^{1/4}$, это неравенство эквивалентно требованию $T_0 > 2500T \approx 10^4$ К. Исследованные здесь кристаллы вполне удовлетворяли такому требованию (рис. 3). В этой связи можно было ожидать неплохого согласия результатов приведенного выше расчета ρ_{0M} и данных эксперимента.

Действительно, в части температурной зависимости величины ρ_{0M} соотношение (7) полностью совпадает с экспериментальной зависимостью (2) в пределах погрешности измерений. Более того, подставляя в (7) типичные для кристаллов узкощелевого $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ значения $\beta \approx 0.015$ и $\rho'_0 \approx 3 \cdot 10^{-8}$ Ом·см, получим $\rho_{0M}^* \approx 0.01$ Ом·см. Это значение по порядку величины вполне соответствует представленным на рис. 2 экспериментальным данным для области низких концентраций вакансий $[V_{\text{Hg}}] \approx 10^{16}$ см $^{-3}$.

С другой стороны, эксперимент обнаруживает сильную концентрационную зависимость ρ_{0M}^* , описываемую эмпирическим соотношением (3), между тем как формула (7) не содержит в явном виде ни $[V_{\text{Hg}}]$, ни T_0 (помимо отношения T_0/T).

Такое поведение ρ_{0M}^* довольно неожиданно. В самом деле, в исследованных кристаллах при низких температурах подавляющее большинство вакансий нейтральны, а их энергетические уровни расположены достаточно высоко над уровнем Ферми. Поэтому присутствие нейтральных вакансий, казалось бы, не должно сказываться на прыжковом переносе заряда. В то же время сильная зависимость ρ_{0M}^* от их концентрации $[V_{\text{Hg}}]$ указывает на непосредственное участие вакансий в этом явлении. Столь же неожиданна зависимость ρ_{0M}^* от T_0 (или же от плотности акцепторных состояний g_F вблизи уровня Ферми, связанной с T_0 отношением обратной пропорциональности).

Согласно [8], величина ρ_{0M}^* определяется радиусом корреляции критической подсетки и предэкспоненциальным множителем в интеграле перекрытия. С другой стороны, как показывает рис. 2, ρ_{0M}^* уменьшается на 4 порядка величины и более при увеличении количества V_{Hg} . Это нельзя объяснить изменением радиуса корреляции, поскольку тот, по определению, не способен уменьшиться столь значительно. В противном случае он стал бы меньше длины прыжка, что лишено смысла (см. [8]). Отсюда следует, что наблюдаемое поведение ρ_{0M}^* вызвано главным образом изменением величины предэкспоненциального множителя в интеграле перекрытия.

Необычность такой ситуации усугубляется тем, что в случае проводимости по простым примесным акцепторам, наблюдавшейся в [4] при $[V_{\text{Hg}}] > 4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$,

величина ρ_{0M}^* не зависит от концентрации вакансий. При этом величина ρ_{0M}^* в среднем равна 0.01 для насыщенных Te и 0.03 Ом·см для насыщенных Hg кристаллов, что близко к значению $\rho_{0M}^* \approx 0.05$ Ом·см, получаемому из (7) для такого случая (т.е. для $a_l \approx 26$ нм).

Напрашивается вывод, что обнаруженное здесь явление — это специфическая особенность проводимости по вакансиям Hg, которые в нейтральном состоянии связывают две дырки, а не одну, как в случае примесных акцепторов. Возможно, что таким способом проявляется взаимное влияние этих дырок при перескоке одной из них на свободную вакансию. В самом деле, истинная волновая функция основного состояния должна обеспечивать наименьшую энергию связи среди всех возможных функций. Поскольку подавляющая часть дырочной плотности сосредоточена в остове акцепторного состояния, его энергия слабо чувствительна к значениям волновой функции в области хвоста. Поэтому даже незначительные проявления взаимодействия связанных дырок могут повлечь существенные изменения дырочной плотности на большом удалении от остова акцептора. Не исключено также, что наблюдаемое поведение ρ_{0M}^* свидетельствует о коллективном характере явления, т.е. что вероятность перескока определяется одновременно всеми дырками, связанными вакансиями, расположенными вдоль пути перехода. В пользу этого предположения свидетельствует зависимость ρ_{0M}^* не только от концентрации $[V_{\text{Hg}}]$, но и от плотности состояний g_F вблизи уровня Ферми.

В любом случае полученные здесь и в [4] экспериментальные данные позволяют достаточно уверенно утверждать, что наблюдаемое уменьшение ρ_{0M}^* вызвано соответствующим увеличением интеграла перекрытия. Если предположить, что это происходит вследствие увеличения дырочной плотности в области "хвоста" акцепторного состояния, и учесть, что она при этом остается малой, то становятся понятными практически все известные особенности прыжковой проводимости кристаллов $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$.

Во-первых, низкая дырочная плотность в области хвоста акцепторного состояния вполне может быть причиной отличий прыжковой проводимости нестехиометрических образцов $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ и кристаллов, легированных медью. В этом материале вероятность прыжка между соседними центрами ($r_{ij} \approx N_A^{-1/3}$; область ϵ_3 -проводимости) определяется исключительно перекрытием остовов волновых функций, если $[V_{\text{Hg}}] > 10^{15}$ см $^{-3}$ или если $N_A > 10^{14}$ см $^{-3}$ для меди, т.е. при всех концентрациях акцепторов, встречающихся в реальном эксперименте. Напротив, в случае проводимости с переменной длиной прыжка, как было показано выше, в соотношении (5) реально преобладает второе слагаемое, а $r_{ij} = a_l(T_0/T)^{1/4}$. В этих условиях вычисления показывают, что при достаточно низких концентрациях акцепторов проводимость с переменной длиной прыжка будет доминировать над ϵ_3 -проводимостью при всех температурах, где зонная проводимость полностью выморожена. Для однозарядного акцептора (меди) исчезновение участка ϵ_3 -проводимости должно наблюдаться при

$N_A \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, тогда как для двухзарядной вакансии, чье состояние более компактно, — при $[V_{\text{Hg}}] \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

В эксперименте (см. [3]) концентрация меди в легированных кристаллах $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ была выше 10^{16} см^{-3} , поэтому там доминировала ε_3 -проводимость. Если бы дырочная плотность в области $r \gg a_l$ оставалась неизменной, то и в нестехиометрических кристаллах с $[V_{\text{Hg}}] > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ также наблюдалась бы ε_3 -проводимость. Однако увеличение дырочной плотности при $r \gg a_l$ приводит к тому, что в таких кристаллах, как и при $[V_{\text{Hg}}] < 10^{17} \text{ см}^{-3}$, по-прежнему превалирует проводимость с переменной длиной прыжка.

Во-вторых, при $[V_{\text{Hg}}] < 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ дырочная плотность в области хвоста все еще мала, поэтому ее увеличение практически не сказывается на остове волновой функции. Соответственно энергия связи дырки, а вместе с ней и оба радиуса (a_h и a_l) также остаются неизменными. Это вполне согласуется с экспериментальными результатами, полученными ранее в работах [3,4].

В-третьих, высокую температуру перехода к прыжковой проводимости, наблюдающуюся в нелегированных кристаллах $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ с вакансиями ртути, легко объяснить малыми значениями ρ_{0M}^* .

В-четвертых, малая дырочная плотность в области асимптотического хвоста волновой функции объясняет высокие значения концентрации акцепторов, соответствующей переходу Мотта в кристаллах $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$. В этом случае перекрытие, вызванное наличием хвостов примесных состояний, мало по величине и не достаточно для образования широкой акцепторной зоны.

5. Заключение

Таким образом, результаты исследования позволяют сделать следующие выводы.

1. Предэкспоненциальный множитель ρ_{0M}^* в законе Мотта для прыжковой проводимости слабокомпенсированных кристаллов $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ сложным образом зависит от концентрации акцепторов и плотности их состояний вблизи уровня Ферми. Температурная зависимость ρ_{0M}^* удовлетворительно описывается в рамках традиционной теории прыжкового переноса заряда. В то же время, вопреки ожиданиям, в эксперименте наблюдается сильная концентрационная зависимость ρ_{0M}^* . По мере увеличения концентрации акцепторов величина ρ_{0M}^* быстро уменьшается в результате роста интеграла перекрытия. Этот эффект предопределяет появление высокотемпературной прыжковой проводимости кристаллов $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ с высокой концентрацией вакансий ртути.

2. В изолированном акцепторе в алмазоподобных полупроводниках с малой массой легкой дырки основная часть дырочной плотности сосредоточена в области остова волновой функции состояния. На область асимптотического хвоста состояния приходится порядка $\beta^{3/2}$ всей дырочной плотности, где $\beta = m_{lh}/m_{hh}$ — отношение эффективных масс легких и тяжелых дырок.

Список литературы

- [1] А.И. Елизаров, В.И. Иванов-Омский. ФТП, **15**, 927 (1981).
- [2] А.И. Елизаров, В.В. Богобойашчий, Н.Н. Берченко. ФТП, **18**, 455 (1984).
- [3] В.В. Богобойашчий, С.Г. Гасан-заде, Г.А. Шепельский. ФТП, **34** (4), 411 (2000).
- [4] В.В. Богобойашчий. ФТП, **35**, 34 (2001).
- [5] N.F. Mott. J. Non-Cryst. Sol., **1**, 1 (1968).
- [6] В.В. Богобойашчий. ФТП, **34**, 955 (2000).
- [7] Н. Мотт, Е. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982) т. 1.
- [8] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [9] V.V. Bogoboyashchiy. Proc. SPIE, **3486**, 325 (1997).
- [10] В.В. Богобойашчий. Конденсированные среды и межфазные границы, **2** (2), 132 (2000).

Редактор Т.А. Полянская

The preexponential factor in Mott's law for variable ranged hopping conductance in low-compensated $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ crystals

V. Bogoboyashchiy

Kremenchuk State Polytechnic University,
39614 Kremenchuk, Ukraine

Abstract Variable ranged hopping conductance both in annealed and in as-grown $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ crystals (undoped or indium doped ones) is studied at 4.2–125 K in the density range $10^{16}–4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Using results obtained in the investigations, the temperature and density dependences of the pre-exponential factor ρ_{0M} in the Mott's law have been found. It is shown that the temperature dependence of ρ_{0M} agrees well with theoretical calculations made in the one-particle approach. On the other hand, ρ_{0M} strongly depends on both the vacancy density and the parameter T_0 in Mott's law, which is in consistent with theory suggested. The dependence has a power-type form; the power index being equal to 2.3–2.4 for both parameters.