

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ n - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК

Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З.

Проведены экспериментальные исследования распространения СВЧ волн ($\omega = 2 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$) в кристаллах n - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в магнитных полях $B \leq 7$ Т при 4.2 К. Установлено, что в магнитных полях, превышающих поле перехода металл—диэлектрик, значения компонент тензора высокочастотной проводимости отличаются от их значений, измеренных на постоянном токе, а диэлектрическая проницаемость возрастает в 1.3—1.8 раза. Сравнение результатов эксперимента и модельного расчета подтверждает схему перехода, основанную на локализации электронов в ямах крупномасштабного флуктуационного потенциала, а также свидетельствует о наличии в материале n -типа включений p -типа (доля объема, занятого последними, ≤ 0.2).

Введение. Наличие флуктуационного потенциала (ФП) в полупроводниковых кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (связанного с обычно присутщими им неоднородностями) приводит к переходу металл—диэлектрик в достаточно сильном магнитном поле B_c , величина которого определяется конкретными параметрами кристалла [1, 2]. Предполагается, что физическая причина этого перехода — квазиклассическая андерсоновская локализация электронов в ФП [3]. Роль магнитного поля заключается в понижении уровня Ферми ϵ_F , который при $B = B_c$ пересекает уровень протекания в неоднородной среде с ФП, так что при $B > B_c$ (и $T = 0$) электроны оказываются локализованными в ямах ФП. После перехода кристалл представляет собой случайно неоднородную среду — совокупность «металлических капелек» в диэлектрической матрице. Размер «капель» достаточно велик (10^{-4} – 10^{-5} см), что позволяет характеризовать их с помощью локальной проводимости. Следствия, к которым приводит такая модель, рассматривались в работе [2], где анализировались результаты измерений гальваномагнитных свойств $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ на постоянном токе. Там же было высказано предположение, что проявляющийся после перехода дополнительный механизм проводимости связан с наличием в образце двух взаимопроникающих кластеров n - и p -типа (см. [4]) и превалирующей ролью проводимости по областям p -типа при $B \gg B_c$.

Ясно, что различия в свойствах однородной (до перехода) и неоднородной (после перехода) сред должны проявляться и на переменном токе, причем наиболее ярко в тех областях частот, где период колебаний электромагнитного поля близок к одному из времен, характеризующих электронную систему [период плазменных колебаний ω_p^{-1} , время релаксации импульса электронов τ , период их циклотронного вращения ω_c^{-1} , или максвелловское время релаксации $\tau_M = (\chi/4\pi\sigma)$; здесь σ — проводимость, а χ — диэлектрическая проницаемость кристалла]. Для типичных параметров $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в магнитном поле $B \sim 1$ Т (характерное поле перехода) имеем $\omega_p \sim 10^{13}$ с $^{-1}$, $\tau^{-1} \sim 10^{12}$ с $^{-1}$, $\omega_c \sim 10^{14}$ с $^{-1}$, $\tau_M^{-1} \sim 10^{11}$ с $^{-1}$. Видно, что с экспериментальной точки зрения наиболее доступно изучение особенностей высокочастотных свойств среды вблизи $\omega \sim \tau_M^{-1} \sim 10^{11}$ с $^{-1}$, что соответствует электромагнитным волнам с длиной волны ~ 1 см. Насколько нам известно, подобные изучения, касающиеся высокочастотных свойств $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ после перехода металл—диэлектрик в магнитном поле, ранее не проводились.

Цель настоящей работы — получение информации о механизме такого перехода и параметрах $Cd_xHg_{1-x}Te$ на основе изучения компонент тензора высокочастотной проводимости этих кристаллов до и после перехода.

Методика и результаты измерений. Измерения компонент σ_{xx} , σ_{yx} тензора комплексной проводимости кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ при 4.2 К в полях до 7 Т проводились с помощью СВЧ интерферометра на частоте $\omega = 2.3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Анализировалось прохождение (вдоль магнитного поля) двух циркулярно-поляризованных (в различных направлениях) волн — гелликона и обыкновенной волны, дисперсионные соотношения для которых имеют вид

$$\chi_{\pm} \equiv (q_{\pm}^2 c^2 / \omega^2) = \chi_0 \pm \frac{4\pi}{\omega} \sigma_{yx}(\omega) + i \frac{4\pi}{\omega} \sigma_{xx}(\omega), \quad (1)$$

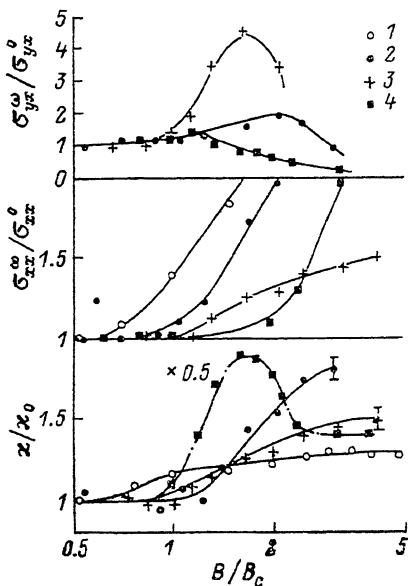


Рис. 1. Зависимости отношения высокочастотных и низкочастотных компонент тензора проводимости $\sigma_{xx}^{\omega}/\sigma_{xx}^0$ и $\sigma_{yx}^{\omega}/\sigma_{yx}^0$, а также диэлектрической проницаемости от магнитного поля.

1—4 — номера образцов (параметры образцов приведены в тексте); для зависимости χ/χ_0 образца 4 масштаб по оси ординат увеличен вдвое.

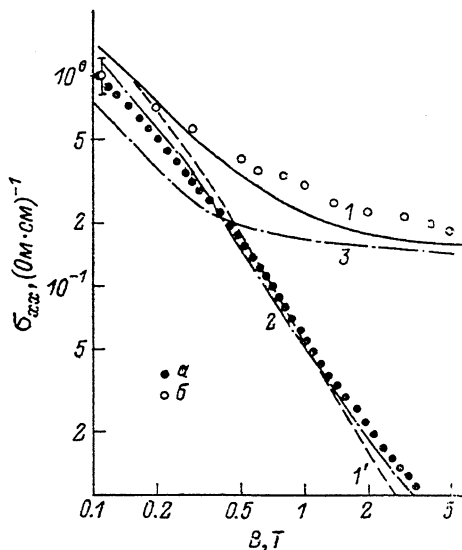


Рис. 2. Зависимости поперечных низкочастотной (а) и высокочастотной (б) проводимостей σ_{xx}^0 , σ_{xx}^{ω} от магнитного поля для образца 1.

Расчетные зависимости: 1 — σ_{xx}^{ω} , 1' — σ_{xx}^0 (модель трехкомпонентной среды, $p_h = 0.2$, $n_h = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\mu_h = 500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$); 2 — σ_{xx}^{ω} , $p_h = 0$; 3 — σ_{xx}^{ω} , $p_h = 0$ (модель двухкомпонентной среды).

где q_{\pm} , ω — волновые числа и частота волн, χ_0 — решеточная диэлектрическая проницаемость [5] (знаки «+» отвечают волнам с различной поляризацией). Образцы представляли собой плоскопараллельные пластины толщиной ~ 1 мм, полностью перекрывавшие сечение цилиндрического волновода. Измеряя амплитуду и фазу прошедших через образец волн, можно определить комплексные значения χ_{\pm} [5], а по ним — величины и магнитополевые зависимости $\text{Re } \sigma_{yx}$, $\text{Im } \sigma_{yx}$, $\text{Re } \sigma_{xx}$, $\chi = \chi_0 + \Delta\chi$, $\Delta\chi = -\text{Im } \sigma_{xx}$.

Результаты, полученные на большом количестве образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$ с различными параметрами, в целом можно охарактеризовать следующим образом (рис. 1).

1) При $B < B_c$ значения σ_{xx}^{ω} , σ_{yx}^{ω} , измеренные на частоте ω , практически совпадают со значениями σ_{xx}^0 , σ_{yx}^0 , измеренными на постоянном токе.

При $B \geq B_c$ σ_{xx}^{ω} , σ_{yx}^{ω} становятся комплексными и начинают значительно отличаться от σ_{xx}^0 , σ_{yx}^0 : $|\text{Re } \sigma_{xx}^{\omega} - \sigma_{xx}^0| \sim \sigma_{xx}^0$, $|\text{Re } \sigma_{yx}^{\omega} - \sigma_{yx}^0| \sim \sigma_{yx}^0$, $\text{Im } \sigma_{xx}^{\omega} > 0$, $\text{Im } \sigma_{yx}^{\omega} \neq 0$ (последняя величина имеет максимум, а в ряде образцов меняет знак с ростом поля).

Прежде чем обсуждать полученные результаты, отметим, что размер областей локализации электронов в модели, где их локализация происходит в ямах крупномасштабного флуктуационного потенциала, составляет величину $l \sim \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ см, поэтому $ql \sim 1$ и в дисперсионные соотношения входят усредненные эффективные характеристики среды. В то же время этот размер достаточно велик [$l \gg l_H = (\hbar c/eB)^{1/2}$, чтобы можно было вводить локальные значения проводимости в этих областях. (Заметим, что нас интересует только проводимость в поперечном магнитному полю направлении. Для рассмотренного в [3] случая квантового экранирования при локализации электронов размер ям ФП вдоль магнитного поля сравним с длиной волны электрона).

Физическая модель. Известно, что переход металл—диэлектрик сопровождается появлением частотной зависимости проводимости и особенностью в диэлектрической проницаемости кристалла [6]. Так, в работе [7] рассматривалось поведение проводимости и диэлектрической проницаемости для случая, когда переход диэлектрик—металл происходит за счет увеличения доли p_M объема, занятого случайно расположенными в диэлектрической среде металлическими участками. В рассматриваемом случае перехода в магнитном поле объем металлических областей меняется под действием магнитного поля. Отличие от [7] заключается в том, что проводимости σ_M и σ_D металлических и диэлектрических областей и соотношение между ними зависят от B (а следовательно, и от p_M), в то время как в [7] величины σ_M и σ_D считаются постоянными.

Характер представленных на рис. 1 экспериментальных результатов согласуется с предсказаниями [7], согласно которым при $p \geq p_c$ должна появиться частотная зависимость σ . Более того, в согласии с приведенным в [7] соотношением $\sigma^\omega = \sigma_M \left(\frac{\sigma_D - i\omega\kappa/4\pi}{\sigma_M} \right)^{0.62}$, справедливым в точке перехода ($p_M = p_c$, или в нашем случае $B = B_c$), отличие $\sigma_{xx}^\omega/\sigma_{xx}^0$ от 1 при $B = B_c$ заметно только для образца I , для которого значение $4\pi\sigma_M/\omega\kappa$ в поле $B = B_c$ меньше, чем для других образцов. (Заметим, что в рассматриваемой модели перехода $\sigma_D/\sigma_M \sim 1$ при $B \simeq B_c$). С другой стороны, хотя, согласно [7], $\kappa = \kappa_0/(p_M - p_c)^\nu$ ($\nu \sim 1$), экспериментальные результаты демонстрируют только рост κ в окрестности $B = B_c$ ($p_M = p_c$), а последующий спад κ до значения κ_0 обычно не наблюдается (рис. 1).

Следует, однако, отметить, что в работе [7] рассмотрен лишь случай нулевого магнитного поля [и поэтому отсутствует анализ $\sigma_{yx}(\omega, p_M)$] и низких частот [$\omega \ll (4\pi\sigma_M/\omega\kappa)$], что не соответствует условиям нашего эксперимента. Эти ограничения отсутствуют в работе [8], где проведен расчет (в рамках теории эффективной среды) тензора комплексной проводимости для двухкомпонентной среды.¹ Поэтому для более подробного анализа результатов эксперимента (следует также обязательно учесть зависимость проводимостей и объема каждой из сред от магнитного поля, что не входило в задачу ни [7], ни [8]) воспользуемся соотношениями, приведенными в [8]. Согласно последним, эффективная проводимость σ_{ik} среды, состоящей из нескольких случайно распределенных компонент, при выборе функции распределения локальных значений $\sigma_{xx}^{лок}$ и $\sigma_{yx}^{лок}$ в виде

$$\rho[\sigma_{xx}^{лок}, \sigma_{yx}^{лок}] = \sum p_i \delta[\sigma_{xx}^{лок} - \sigma_{xx}^i] \delta[\sigma_{yx}^{лок} - \sigma_{yx}^i] \quad (2)$$

определяется соотношениями

$$\sum_i p_i \frac{\sigma_{xx}^i - \sigma_{xx}}{i(3\omega\kappa_0/4\pi) + 2\sigma_{xx} + \sigma_{xx}^i} = 0, \quad (3)$$

$$\sum_i p_i \frac{\sigma_{yx}^i - \sigma_{yx}}{[i(3\omega\kappa_0/4\pi) + 2\sigma_{xx} + \sigma_{xx}^i]^2} = 0.$$

Здесь i — индекс, определяющий компоненту среды, p_i — объемная доля этой компоненты, σ_{xx} , σ_{yx} — комплексные значения тензора эффективной проводимости.

¹ В [8] показано, что все рассматриваемые особенности должны наиболее ярко проявляться при $\omega \sim (4\pi\sigma_M/\kappa_0)$.

мости. Увеличение диэлектрической проницаемости $[\Delta\chi_0 = (4\pi/\omega) \text{Im } \sigma_{xx}]$ происходит за счет поляризации металлических включений.

Для расчета σ_{xx} , σ_{yx} на основе соотношений (3) необходимо знать значения параметров σ_{xx}^i , σ_{yx}^i , p_i для каждой среды. Качественное сравнение с экспериментом возможно при использовании модельных зависимостей σ_{xx}^i , σ_{yx}^i , p_i от магнитного поля при $B > B_c$. Если переход происходит за счет локализации электронов в ямах ФП, при $B > B_c$ среда представляет собой металлические капли в диэлектрической матрице. Поэтому для описания ее проводимости необходимо ввести параметры металла p_M , σ_{xx}^M , σ_{yx}^M и диэлектрика p_D , σ_{xx}^D , σ_{yx}^D .

Величину p_M оценим с помощью соображений, аналогичных приведенным в [9]. Число электронных состояний \mathcal{N}_c в яме глубиной V и радиусом r в сильном магнитном поле есть $\mathcal{N}_c \sim (r^3 V^{1/2} / l_D^2)$, а количество электронов в яме ограничивается избыточным положительным зарядом, созданным флуктуацией в распределении примесей и образующим потенциальную яму, $N_e = (N_I r^3)^{1/2}$.

Принимая во внимание, что глубина ямы $V \sim \frac{(r^3 N_I)^{1/2}}{r} l$, и учитывая неизменность средней концентрации электронов $n_0 = p_M \frac{N_e}{(4\pi/3) r^3}$, можно получить $p_M \sim B^{-6/5}$. Таким образом, при $B > B_c$ доля объема, занятого металлическими каплями, уменьшается по закону, близкому к $1/B$. Учитывая, что переход металл—диэлектрик происходит при $p_M = p_c \sim 1/3$, можно представить зависимость $p_M(B)$ в виде

$$p_M = p_c (B_c/B) = 1/3 B_c/B. \quad (4)$$

Концентрация электронов в диэлектрике экспоненциально зависит от температуры: $n_D = n_0 \exp[-\varepsilon(B)/kT]$ (n_0 — средняя концентрация свободных электронов в материале). Это приводит к активационному характеру температурной зависимости проводимости диэлектрика: $\sigma_{xx}^D = \sigma_{0xx} \exp[-\varepsilon(B)/kT]$. При $B > B_c$ последняя определяет проводимость всего кристалла на постоянном токе ($\sigma = \sigma_D [p_c - p_M]^{-2}$ [7]), поэтому величина энергии активации $\varepsilon(B)$ может быть найдена из данных гальваномангнитных измерений. Как показывают результаты наших экспериментов, для всех узкощелевых ($x > 0.17$) образцов можно в первом приближении считать, что $\varepsilon(B) \sim \varepsilon_0 \ln(B_c/B)$, где $\varepsilon_0 \sim 0.2 \div 0.22$ мэВ. Тогда для n_D имеем

$$n_D = n_0 (B_c/3B)^a, \quad a = \varepsilon_0/kT. \quad (5)$$

Эффективная подвижность электронов, если судить по магнитолевой зависимости предэкспоненциального множителя ρ_{0xx} [2], уменьшается с магнитным полем как B^{-1} . Следовательно, зависимость σ_{xx}^D от B можно представить в виде

$$\sigma_{xx}^D = \sigma_{0xx} (B_c) (B_c/3B)^{a+1}. \quad (6)$$

Концентрацию электронов в «металлических» областях можно определить из условия $n_M p_M + n_D p_D = n_0 = \text{const}(B)$, а также используя зависимости $n_D(B)$ и $p_M(B)$. Принимая во внимание уменьшение эффективной подвижности электронов, можно оценить величину σ_{xx}^M :

$$\sigma_{xx}^M = \sigma_{0xx} (B_c) (n_M/n_0) (B_c/3B). \quad (7)$$

Холловская компонента тензора проводимости определяется лишь концентрацией носителей:

$$\sigma_{yx}^D = n_D e c / B, \quad \sigma_{yx}^M = n_M e c / B. \quad (8)$$

Входящие в соотношения (3)—(8) величины α , B_c , n_0 , $\sigma_{0xx}(B_c)$ известны из данных гальваномангнитных измерений. Таким образом, соотношения (3)—(8) определяют магнитолевые зависимости всех измеряемых величин σ_{xx}^0 , σ_{yx}^0 , σ_{xx}^M , σ_{yx}^M , $\Delta\chi_0$, $\text{Im } \sigma_{yx}^0$ в рамках модели двухкомпонентной среды без использова-

ния каких-либо подгоночных параметров. Известно, однако, что образцы $Cd_xHg_{1-x}Te$ сильно неоднородны: в материале n -типа встречаются отдельные области p -типа, и наоборот [4]. Тот факт, что в сильных магнитных полях в n - $Cd_xHg_{1-x}Te$ существенную роль может играть проводимость по областям p -типа, отмечался еще при анализе результатов гальваномагнитных измерений в [2].² Поэтому в расчетах эффективной проводимости использовалась модель трехкомпонентной среды, в которой были учтены дырочные включения, характеризующиеся параметрами p_h, μ_h, n_h (использовались типичные значения подвижности дырок $\mu_h = 5 \cdot 10^2 \div 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и их концентрации $n_h = 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Компоненты тензора проводимости дырочных областей вычислялись по обычным формулам

$$\sigma_{xx} = n_h e \mu_h \left[1 + \left(\frac{\mu_h B}{c} \right)^2 \right]^{-1}, \quad \sigma_{yx} = -\sigma_{xx} \frac{\mu_h B}{c},$$

которыми следует дополнить соотношения (3)–(8).

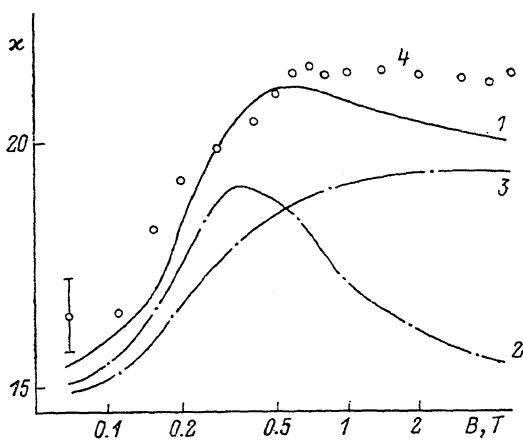


Рис. 3. Зависимость диэлектрической проницаемости $k(B)$ от магнитного поля для образца I.

Расчетные зависимости: 1 — модель трехкомпонентной среды ($p_h=0.2, n_h=1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \mu_h=500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$); 2 — $p_h=0$; 3 — $p_h=0$ (модель двухкомпонентной среды); 4 — экспериментальные точки.

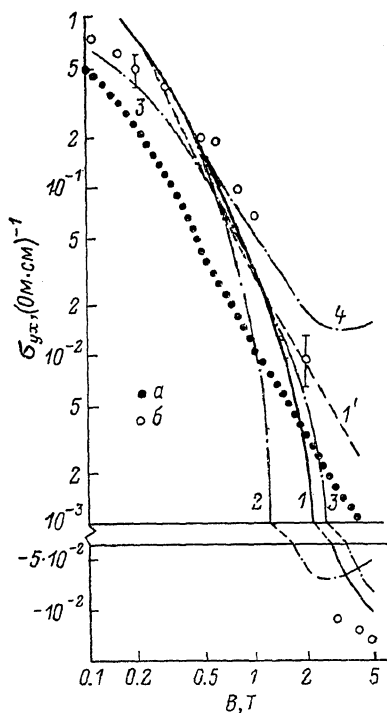


Рис. 4. Зависимости холловских низкочастотной (а) и высокочастотной (б) компонент тензора проводимости $\sigma_{yx}^0, \sigma_{yx}^\omega$ от магнитного поля для образца I.

Расчетные зависимости: 1 — σ_{yx}^0 , 1' — σ_{yx}^ω (модель трехкомпонентной среды, $p_h=0.2, n_h=1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \mu_h=500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$); 2 — $\sigma_{yx}^0, p_h=0$; 3 — $\sigma_{yx}^\omega, p_h=0$ (модель двухкомпонентной среды); 4 — в третьей компоненте (индекс h) электронный тип проводимости (трехкомпонентная среда).

Сравнение расчета и экспериментальных результатов. Результаты расчетов магнитополевых зависимостей $\sigma_{xx}^0, \sigma_{xx}^\omega, \sigma_{yx}^0, \sigma_{yx}^\omega, k$ находятся в согласии с экспериментом при соответствующем выборе значений p_h, μ_h, n_h и представлены на рис. 2–4. Там же показаны соответствующие экспериментальные зависимости, полученные для образца I ($Cd_xHg_{1-x}Te, x=0.195, n=2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}, B_c = 0.2 \text{ Т}$) при 4.2 К ($\alpha=0.8$). Видно, что экспериментальные зависимости $k(B), \sigma_{xx}^0(B), \sigma_{xx}^\omega(B)$ хорошо согласуются с расчетом (сплошные кривые) при $p_h=0.2, n_h=1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \mu_h=500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а для $\sigma_{yx}^0(B)$ и $\sigma_{yx}^\omega(B)$ имеется качественное согласие.³

² О присутствии областей p -типа в образцах n -типа говорит и (не имеющая места в рассматриваемых образцах) часто наблюдавшаяся в $Cd_xHg_{1-x}Te$ инверсия знака постоянной Холла R_H в сильных магнитных полях при гелиевых температурах.

³ Более чем на качественное согласие расчетных экспериментальных зависимостей σ_{yx}^ω рассчитывать не приходится, так как соотношения (3) получены в приближениях $\sigma_{yx}^\omega < \sigma_{xx}^\omega$. Однако для электронов при $B \gg B_c, \sigma_{xx}^\omega < \sigma_{yx}^\omega$.

Аналогичные результаты получены для других образцов. Так, для образца 2 ($\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, $x=0.18$, $n=7.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $B_c=2 \text{ Т}$, $\alpha=0.7$) согласие экспериментальных и расчетных кривых достигается при $p_h=0.18$, $n_h=4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\mu_h=500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Надо отметить, что результаты расчетов не очень чувствительны к значениям параметров n_h и μ_h ; их изменение в 2 раза не приводит к серьезному рассогласованию расчета с экспериментом. В то же время результаты весьма чувствительны к величине p_h . (Вариация параметров производилась в диапазоне $n_h=5 \cdot 10^{15} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\mu_h=10^2 \div 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; $p_h=0 \div 0.3$, за пределами этого диапазона достичь разумного согласия экспериментальных и расчетных кривых не удается).

Наряду с расчетами магнитополевых зависимостей χ , σ_{xx} , σ_{yx} в рамках трехкомпонентной модели были проведены расчеты в предположении $p_M=0$ (т. е. в отсутствие электронных капель в ямах крупномасштабного ФП). Как видно из рис. 2—4, при этом наблюдается гораздо худшее согласие расчета и эксперимента, чем в случае трехкомпонентной модели. Последнее обстоятельство служит подтверждением рассматриваемой модели перехода.

Не согласуются с экспериментом (рис. 2—4) и расчеты для случая $p_h=0$ (отсутствуют включения p -типа). Поскольку знак σ_{yx}^w зависит не только от знака носителей, но и от соотношения между параметрами χ , ω , p_i , σ_{xx}^i , были проведены расчеты в предположении, что дополнительная третья компонента среды (индекс h) состоит из металлических включений n -типа. Необходимость такого расчета связана с тем, что вид магнитополевых величин χ и σ_{xx} от знака носителей не зависит и их можно было бы объяснить даже в этом предположении. Однако характер зависимости σ_{yx} (B) такому предположению противоречит (рис. 4, кривая 4).

Итак, сопоставляя расчетные и экспериментальные данные, представленные на рис. 2—4, можно сделать вывод, что в образцах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ имеются включения с проводимостью p -типа, объем которых не превышает 15—20 % от объема образца.

Заметим, что высокочастотные компоненты тензора проводимости гораздо более чувствительны к наличию областей с другим типом проводимости, чем низкочастотные. Действительно, пока $p_h < 0.3$, т. е. кластер p -типа не связан, его влияние на низкочастотную проводимость не очень существенно (в пределе $\sigma_{xx}^h=0$ дело сводится к эффективному изменению объема образца). Именно поэтому на рис. 2—4 не приведены расчетные кривые для σ_{xx}^0 , σ_{yx}^0 , полученные в предположении $p_h=0$ и $p_M=0$, хотя их согласие с экспериментальными результатами также заметно хуже, чем в случае расчета по трехкомпонентной модели.

Переход металл—диэлектрик также наблюдается и в бесщелевых образцах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x < 0.165$). В этом случае существенную роль играет вымораживание электронов на акцепторный уровень, выходящий в магнитном поле из зоны проводимости. Последнее сопровождается либо локализацией электронов в ямах крупномасштабного ФП (если $N_D < N_A$ и на акцепторы вымораживается лишь часть электронов), либо переходом к проводимости p -типа (если $N_A > N_D$) [10]. Как видно из рис. 1 (образец 3, $x=0.125$, $B_c=1.1 \text{ Т}$, $n=8.9 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$; образец 4, $x=0.08$, $B_c=1.3 \text{ Т}$, $n=1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), поведение высокочастотных компонент тензора проводимости при $B > B_c$ в этих случаях сходно с поведением χ , σ_{xx} , σ_{yx} в магнитном поле для узкощелевых кристаллов (образцы 1, 2). Единственное существенное различие заключается в том, что для образца 4, где $p_n < p_h$ (p_n — доля объема с $N_D > N_A$), наблюдается инверсия знака константы Холла R_H , измеренной на постоянном токе, в то время как в образце 3, где $p_n > p_h$, подобной инверсии не происходит. Однако количественный анализ зависимостей $\chi(B)$, $\sigma_{xx}(B)$, $\sigma_{yx}(B)$ в случае бесщелевых кристаллов затруднен, так как доля локализуемых на акцепторах электронов для них неизвестна.

В заключение отметим, что в ряде образцов наблюдается максимум в зависимости $\chi(B)$ в соответствии с [7]. Последнее связано с тем, что в этом случае объем и (или) проводимость дополнительных металлических включений (третья компонента среды) малы и поляризация этих включений не играет существенной

роли. В частности, это имеет место в образце 4 (рис. 1), где $p_h > p_n$, $\sigma_{xx}^h > \sigma_{xx}^n$, и включения n -типа существенной роли не играют.

Таким образом, результаты работы подтверждают флуктуационную модель индуцированного магнитным полем перехода, а также свидетельствуют о наличии областей p -типа в кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ n -типа.

Л и т е р а т у р а

- [1] Арапов Ю. Т., Давыдов А. Б., Зверева М. Л., Стафеев В. И., Цидильковский И. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1392—1396. Цидильковский И. М. // УФН. 1987. Т. 152. В. 4. С. 583—622.
- [2] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 8. С. 1457—1462.
- [3] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. В. 6. С. 2222—2231.
- [4] Елизаров А. И., Иванов-Омский В. Л., Корниш А. А., Петряков В. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 201—205.
- [5] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З. и др. // ЖЭТФ. Т. 87. В. 6. С. 2075—2084.
- [6] Castner T. G. // *Phyl. Mag.* В. 1980. V. 42. N 6. P. 873—893.
- [7] Efros A. L., Shklovskii B. I. // *Phys. St. Sol. (b)*. 1976. V. 76. N 2. P. 475—485.
- [8] Фицук И. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 7. С. 1189—1193.
- [9] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [10] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З., Горбатюк И. Н., Радченко И. М., Гальянский Э. Б. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. В. 1 (7). С. 126—133.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Получена 4.05.1988
Принята к печати 27.10.1988