

УДК 621.315.592

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОПОЛЕВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ
ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ
В КВАНТУЮЩИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

© О.Г.Балев, О.П.Городничий, П.И.Чернега

Киевский институт военно-воздушных сил,
252186 Киев, Украина

(Получена 21 февраля 1995 г. Принята к печати 4 сентября 1995 г.)

Проведен численный расчет зависимостей от магнитного поля B и температуры компонент тензора проводимости $\sigma_{xx}(B)$, $\sigma_{xy}(B)$ и $\sigma_{zz}(B)$ в квантовом пределе с учетом степени вырождения электронного газа и изменения условия «сильного магнитного поля» при варьировании B . Вычисленные зависимости $\rho_{\perp}(B)$ для поперечного магнитосопротивления оказались качественно подобными таким же экспериментальным зависимостям, измеряемым на узкозонных образцах (Gd, Hg)Te в соответствующих полях и температурах. Можно сказать, что большинство из наблюдаемых на экспериментальных кривых $\rho_{\perp}(B)$ и $\rho_{\parallel}(B)$ особенностей, связываемых обычно с отклонениями от теории Адамса для проводимости в квантовых магнитных полях, на самом деле не противоречат ей и могут непосредственно следовать из этой теории.

В работах, посвященных исследованиям узкозонных полупроводников (Cd, Hg)Te, большое внимание уделено особенностям их проводимости в квантовом пределе по магнитному полю, когда уровень Ферми в кристаллах с вырожденным электронным газом опускается ниже предпоследнего уровня Ландау. К этим особенностям обычно относят: более слабую, чем предсказано теоретически, зависимость поперечного ρ_{\perp} и продольного ρ_{\parallel} магнитосопротивления от магнитного поля B (из работ [1,2] следует, что для кристаллов с вырожденным электронным газом и ионным механизмом рассеяния ρ_{\perp} и ρ_{\parallel} должны быть пропорциональны B^{γ} с $\gamma = 3$, а в эксперименте $\gamma = 1.5 \div 2.7$), перегибы на зависимостях $\lg \rho_{\perp} = f(\lg B)$ (возможность которых не обсуждалась в [1,2]) и температурную зависимость $\rho_{\perp}(B)$, которая появляется, начиная с некоторых критических значений магнитного поля B^{cr} . В большинстве опубликованных работ все это связывалось с различного рода переходами металл-неметалл, магнитным вымораживанием носителей, дополнительными каналами проводимости и др. (см., например, [3-7]).

Однако в этих работах при анализе магнитополевых зависимостей ρ_{\perp} и ρ_{\parallel} в узкозонных полупроводниках, проводившемся на основании теории [1,2], не учитывалось возможное влияние на процессы переноса

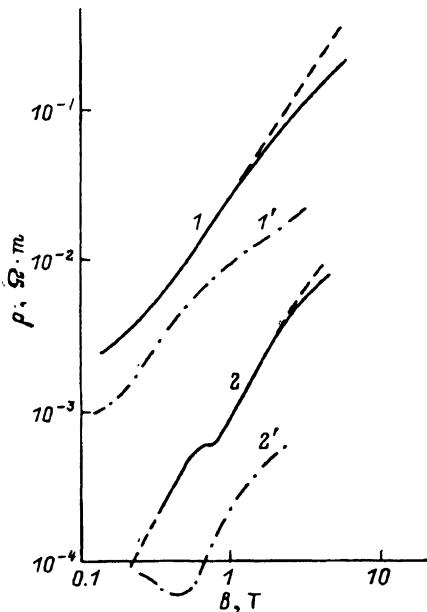


Рис. 1. Экспериментальные зависимости: 1, 2 — $\rho_{\perp}(B)$, 1', 2' — $\rho_{\parallel}(B)$, измеренные на образцах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0.2$) с суммарной концентрацией примесей $N_I \approx (2.5 \div 2.7) \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ и с концентрациями носителей n_e , 10^{20} м^{-3} : 1, 1' — 1.8 (образец 1); 2, 2' — 24 (образец 2). Сплошные кривые — $T = 4.2 \text{ К}$, штриховые — $T = 2.7 \text{ К}$.

двух факторов, проявляющихся в ультраквантовых магнитных полях: уменьшение степени вырождения электронного газа и ухудшение условия «сильного магнитного поля» с ростом магнитного поля. Кроме того, не принималось во внимание, что существующие в кристаллах $(\text{Cd}, \text{Hg})\text{Te}$ различного вида неоднородности также могут исказить вид измеряемых зависимостей.

В данной работе предпринята попытка учета этих факторов в расчетах компонент тензора проводимости $\sigma_{xx}(B)$, $\sigma_{xy}(B)$ и $\sigma_{zz}(B)$, с помощью которых затем были найдены значения $\rho_{\perp}(B)$ и $\rho_{\parallel}(B)$ по известным формулам:

$$\rho_{\perp} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad \rho_{\parallel} = \frac{1}{\sigma_{zz}}. \quad (1)$$

При этом мы исходили из наиболее общих выражений для σ_{xx} и σ_{zz} , приведенных в [1] виде квадратур (см. Приложение).

Расчетные кривые сравнивались с экспериментальными, полученными при измерении двух образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x \approx 0.2$ при $T = 4.2$ и 2.7 К с концентрацией носителей $n_{e1} = 1.8 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (образец 1) и $n_{e2} = 2.4 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ (образец 2). На рис. 1 представлены измеренные зависимости $\rho_{\perp}(B)$ и $\rho_{\parallel}(B)$. На них хорошо видны упомянутые выше особенности: наклоны кривых $\lg \rho_{\perp} = f(\lg B)$ в начальной области ультраквантовых магнитных полей (которые начинаются с $B_1 \approx 0.2 \text{ Тл}$ для образца 1 и с $B_2 \approx 0.8 \text{ Тл}$, после последней осилляции Шубникова-де-Гааза, — для образца 2) являются разными для

каждого из образцов и описываются степенными функциями с показателями $\gamma_1 \simeq 1.6$ и $\gamma_2 \simeq 1.9$ соответственно; зависимости $\lg \rho_{\parallel} = f(\lg B)$ также заметно слабее, чем теоретическая $\rho_{\parallel} \sim B^3$; хорошо просматриваются перегибы кривых $\lg \rho_{\perp} = f(\lg B)$ при $B_1^{cr} \sim 1$ Тл для образца 1 и $B_2^{cr} \simeq 2$ Тл для образца 2; с этих же значений магнитного поля наблюдается температурная зависимость $\rho_{\perp}(B)$. Эти особенности не следуют из упрощенной интерпретации выражений для $\rho_{\perp}(B)$ и $\rho_{\parallel}(B)$, представленной в [1]. При более строгом анализе этих зависимостей необходимо учесть, что в ультраквантовом пределе по магнитному полю положение уровня Ферми относительно последнего уровня Ландау зависит от магнитного поля и может быть оценено с помощью выражения [1]

$$\varepsilon_F(B) \simeq \frac{L}{g} \left(\frac{n_B}{n_0} \right)^2 \frac{\varepsilon_F(0)}{[\hbar\omega_c/\varepsilon_F(0)]^2} = \frac{4}{9} \frac{[\varepsilon_F(0)]^3}{[\hbar\omega_c]^2}, \quad (2)$$

где n_B — концентрация носителей в магнитном поле, которую мы полагали неизменной и равной $n_B = n_0 = n_e$. Поэтому при увеличении магнитного поля степень вырождения электронного газа (т.е. отношение $\varepsilon_F(B)/kT$) начинает снижаться, и возможно уменьшение показателя γ , так как для невырожденного электронного газа $\rho_{\perp}, \rho_{\parallel} \sim B^0$ [1].

Кроме того, легко показать с помощью (1), что при достаточно сильном вырождении и сильных магнитных полях, когда $\rho_{\perp} \sim B^3$, а $\sigma_{xy} \sim B^{-1}$, компонента тензора проводимости σ_{xx} будет увеличиваться с магнитным полем пропорционально B . Поэтому может возникнуть ситуация, когда σ_{xx} станет больше σ_{xy} и условие сильного магнитного поля (при котором только и справедливы выводы [1]) будет нарушено. Ясно, что при проявлении хотя бы одного из упомянутых факторов характер зависимостей $\rho_{\perp}(B)$ и $\rho_{\parallel}(B)$ может измениться. Представляется интересным провести численный расчет этих зависимостей в рамках модели, позволяющей учесть влияние перечисленных факторов. Для определения значений компонент тензора проводимости в области квантующих магнитных полей мы использовали подход, предложенный в [1]. Расчет основывался на параметрах двух измеренных образцов.

На рис. 2 представлены результаты этих расчетов в виде зависимостей σ_{xx} , σ_{xy} и σ_{zz} от B . Видно, что в соответствии с выводами [1] зависимости $\sigma_{xx} \sim B^1$, а $\sigma_{zz} \sim B^{-3}$ справедливы до тех пор, пока сохраняется сильное вырождение электронного газа, т.е. в области $0.14 \text{ Тл} \lesssim B \lesssim 0.4 \text{ Тл}$ для образца 1 и в области $0.8 \text{ Тл} \lesssim B \lesssim 3 \text{ Тл}$ для образца 2. Здесь отношение $\varepsilon_F(B)/kT$, рассчитанное из (ПЗ), остается больше 3. Когда же при увеличении B вырождение электронного газа начинает сниматься, ход кривых $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{zz}(B)$ также изменяется, а зависимости приближаются к соотношениям $\sigma_{xx} \sim B^{-2}$ и $\sigma_{zz} \sim B^0$. Видно также, что параметры образца 1 таковы, что условие сильного поля при $T = 4.2 \text{ К}$ нарушается в нем уже в полях порядка 0.5 Тл , в то время как в образце 2 это условие выполняется во всей исследованной области B . Как и следовало ожидать, в рамках рассматриваемой модели уменьшение температуры до 2.7 К увеличивает степень вырождения и отодвигает область его снятия в более высокие магнитные поля. Из

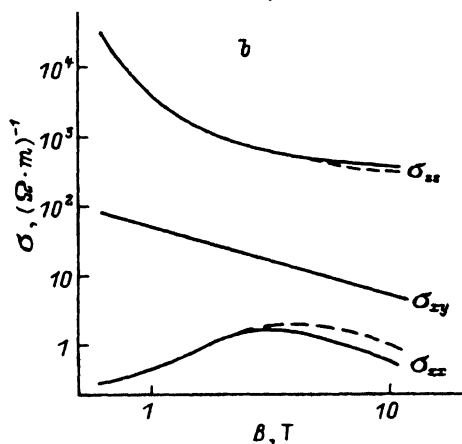
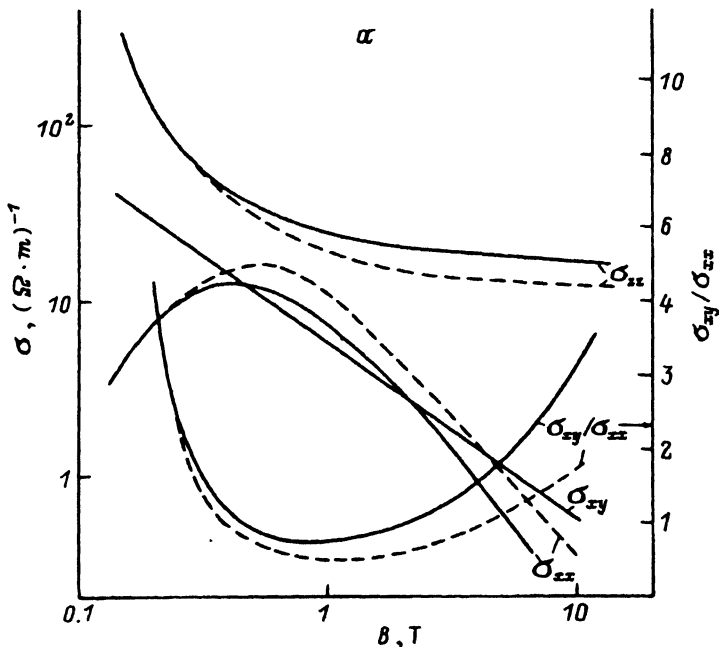


Рис. 2. Зависимости $\sigma_{xx}(B)$, $\sigma_{xy}(B)$, $\sigma_{zz}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)/\sigma_{xx}(B)$, рассчитанные для значения $N_I = 2.5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ и двух температур: 4.2 К — сплошные кривые, 2.7 К — штриховые. Концентрация электронов: а — $n_{e1} = 1.8 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, б — $n_{e2} = 2.4 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$.

представленных на рис. 2, а для образца 1 зависимостей $\sigma_{xx}(B)$, $\sigma_{xy}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)/\sigma_{xx}(B)$ также видно, что с понижением T область, в которой нарушается условие сильного поля увеличивается. Здесь нарушаются критерии применимости теории [1] и, строго говоря, теряется физический смысл рассчитанных нами для образца 1 зависимостей σ_{xx} , σ_{xy} и σ_{zz} от B . В то же время для образца 2 теория [1] может быть использована, во всей исследованной области магнитных полей и температур, так как критерий сильного поля для этого образца не нарушается (см. рисунок 2, б).

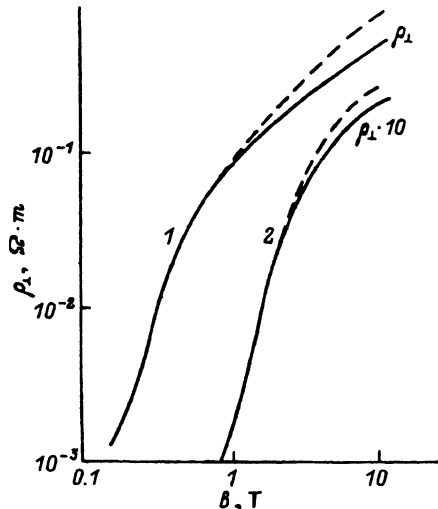


Рис. 3. Зависимости $\rho_L(B)$, полученные из расчетных данных, приведенных на рис. 2: 1 — для образца 1, 2 — для образца 2. Сплошные кривые — $T = 4.2$ К, штриховые — $T = 2.7$ К.

Используя (1), мы рассчитали также и значение ρ_L в той же области магнитных полей. Полученные результаты приведены на рис. 3 в виде зависимостей $\rho_L(B)$. Хорошо видно, что, во-первых, снятие вырождения и изменение характера зависимости от B компоненты σ_{xx} в обоих образцах приводит к заметному перегибу зависимости $\lg \rho_L = f(\lg B)$ в области тех же полей, где это происходит в эксперименте. Во-вторых, с понижением температуры происходит увеличение значений ρ_L в области B , где вырождение начинает сниматься, т.е. появляется зависимость $\rho_L(T)$. Таким образом, можно сказать, что в $(\text{Cd}, \text{Hg})\text{Te}$ большинство из наблюдаемых на кривых $\rho_L(B)$ особенностей, связываемых до сих пор с отклонениями от обычных представлений о проводимости в квантовых магнитных полях, на самом деле ей не противоречат и могут непосредственно следовать из теории [1]. Из рис. 3 также видно, что наклоны расчетных зависимостей $\lg \rho_L = f(\lg B)$ для обоих образцов (в области магнитных полей, в которой электронный газ достаточно сильно вырожден) совершенно одинаковы и соответствуют зависимости $\rho_L \sim B^3$, несмотря на большие отличия в концентрации свободных электронов n_e , в значениях подвижностей и в степени компенсации. Можно сказать, что только величиной показателя γ расчетные кривые и отличаются качественно от экспериментальных, представленных на рис. 1. По нашему мнению, отступление от теории и различная величина наклонов в различных образцах в этой области B объясняются разным количеством неоднородностей в этих образцах и их разным влиянием на измеряемые эффекты.

В заключение обратим внимание еще на одно, на наш взгляд, интересное обстоятельство, следующее из наших расчетов. Даже для тех образцов, у которых в некоторой области магнитных полей наблюдается нарушение условия сильного поля, при больших значениях B появляется еще одна область сильного поля (см. рис. 2, а), что в принципе позволяет снова использовать теорию [1] для исследования условий проводимости этих кристаллов.

В соответствие с теорией [1] в ультраквантовых магнитных полях, когда заселен лишь нижайший спиновый уровень Ландау с $N = 0$,

$$\sigma_{xy} = \frac{en_e}{B},$$

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 N_I m_e}{64\pi^3 B \kappa_L^2 \hbar^3 \epsilon_0} \int_0^\infty \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \varepsilon} \right) \left\{ \left[e^{(\varepsilon_s / \hbar \omega_c)} E_1 \left(\frac{\varepsilon_s}{\hbar \omega_c} \right) \left(1 + \frac{\varepsilon_s}{\hbar \omega_c} \right) - 1 \right] + \left[\left(1 + \frac{\varepsilon_s + 4\varepsilon}{\hbar \omega_c} \right) e^{(\varepsilon_s + 4\varepsilon) / \hbar \omega_c} E_1 \left(\frac{\varepsilon_s + 4\varepsilon}{\hbar \omega_c} \right) - 1 \right] \right\}, \quad (\text{П.1})$$

$$\sigma_{zz} = \frac{4\kappa_L^2 B^2 \varepsilon_0^2}{\pi \hbar m_e N_I} \int_0^\infty d\varepsilon \varepsilon \left(-\frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \varepsilon} \right) \frac{\gamma(\varepsilon)}{I[\gamma(\varepsilon)]}. \quad (\text{П.2})$$

Здесь N_I — концентрация примесных ионов (доноров и акцепторов), κ_L — диэлектрическая проницаемость, B — индукция магнитного поля, направленного по оси z , $\omega_c = eB/m_e$ — циклотронная частота, ε_0 — электрическая постоянная. Далее

$$\varepsilon_s = \frac{\hbar^2 k_s^2}{2m_e} = \frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{e^2 n_e}{2\varepsilon_0 \kappa_L \varepsilon_F(B)},$$

где $k_s(B)$ — обратная длина экранирования, которая тоже изменяется с магнитным полем [1], а энергия Ферми $\varepsilon_F(B)$, отсчитанная от дна уровня Ландау $N = 0$, определяется из соотношения

$$n_e = \frac{1}{2(2\pi)^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \hbar \omega_c \int_0^\infty d\varepsilon \varepsilon^{1/2} f_{\alpha 0}(\varepsilon), \quad (\text{П.3})$$

$$f_{\alpha 0}(\varepsilon) = \left[1 + \exp \left(\frac{2 - \varepsilon_F(B)}{kT} \right) \right]^{-1}$$

$$\gamma(B) = \frac{\varepsilon_s(B)}{\hbar \omega_c} \left(1 + \frac{2\varepsilon}{\varepsilon_s(B)} \right),$$

$$I(\gamma) = 1 - \gamma e^\gamma E_1(\gamma),$$

где $E_1(\gamma) = -E_i(-\gamma)$ — интегральная показательная функция.

Аналогично [8] мы учитываем изменение величины $\varepsilon_s(B)$ лишь до полей $B = B_{sF}$, при которых $\varepsilon_s(B_{sF}) = 4\varepsilon_F(B_{sF})$, после чего считаем ее неизменной и равной $\varepsilon_s(B_{sF})$. Отметим также, что при $T \rightarrow 0$ из (П.3) следует формула (2).

- [1] E.N. Adams, T.D. Holstein. *J. Phys. Chem. Sol.*, **10**, 254 (1959).
- [2] P.N. Argires, E.N. Adams. *Phys. Rev.*, **104**, 900 (1956).
- [3] Ю.Г. Арапов, А.Б. Давыдов, Н.А. Зверева, В.И. Стафеев, И.М. Цидильковский. *ФТП*, **17**, 1392 (1983).
- [4] В.А. Аронзон, А.В. Копылов, Е.Э. Мейликов, И.Н. Горбатик, И.М. Раренко. *ЖЭТФ*, **89**, 126 (1985).
- [5] О.Г. Балев, П.И. Баранский, Г.В. Бекетов, Р.М. Винецкий, О.П. Городничий. *ФТП*, **21**, 1021 (1987).
- [6] P.I. Baranskii, A.E. Belyaev, O.P. Gorodnichii. *Phys. St. Sol. (b)*, **160**, 291 (1990).
- [7] J.M. Tsidilkovskii, Yu.G. Arapov, N.G. Gluzman, N.K. Lerinman, L.D. Sabersjanova, M.L. Zvereva. *Phys. St. Sol. (b)*, **160**, K141 (1990).
- [8] R. Gerhard, J. Hajdu. *J. Phys.*, **245**, 126 (1971).

Редактор Т.А. Полянская

Particularities of magneto-field function of galvanomagnetic coefficients in quantizing magnetic fields

O.G. Balev, O.P. Gorodnichi, P.I. Chernega

Kiev Institute of Air Forces, 252186 Kiev, the Ukraine
