

## Магнитосопротивление и эффект Холла магнитного полупроводника $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ в сильных магнитных полях

© Н.И. Солин, Н.М. Чеботаев

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 12 ноября 1996 г.)

В модели нескольких типов носителей заряда (дырки в валентной зоне, локализованные в примесных центрах типа ферронов электроны, гибридные в примесной зоне и зоне проводимости электроны) обсуждаются гигантское (более 200 раз) уменьшение электросопротивления  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  в магнитном поле, обусловленное изменениями подвижности и концентрации носителей заряда, квадратичные зависимости магнитосопротивления и нормальной постоянной Холла от магнитной индукции в парамагнитной области, а также отклонения от них при приближении к температуре Кюри.

Соединение  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  — ферромагнитный полупроводник, в котором обнаружены самые значительные эффекты взаимодействия магнитной и электронной систем [1]. В  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  меняется тип проводимости при магнитном упорядочении [2], обнаружены уменьшение затухания магнитостатических волн [3,4], возникновение сверхвысокочастотных (СВЧ) колебаний [5], изменение СВЧ-диэлектрической проницаемости [6] в сильном электрическом поле. Природа этих и некоторых других свойств  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  не до конца ясна и обусловлена, по-видимому, особенностями механизмов электропроводности этого магнитного полупроводника.

Электропроводность  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  исследована во многих работах [7–12]. Природа ее не ясна особенно в образцах [7], имеющих полупроводниковый характер электропроводности в парамагнитной области температур и металлический в ферромагнитной. Именно на таких образцах обнаружены сильные эффекты электрон-магнитного взаимодействия [1, 3–6]. В связи с этим мы провели исследования электропроводности  $\sigma$  и постоянной Холла  $R_0$  в магнитных полях до 12 Т в температурном интервале 1.8–200 (300) К кристаллов  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ , имеющих резкий минимум  $\sigma$  около температуры Кюри  $T_C \cong 106$  К и переход типа полупроводник–металл при понижении температуры (рис. 1). Образцы были приготовлены по технологии [13], некоторые из них дополнительно отжигались при малых (обычно  $\leq 1-2$  атм) давлениях паров ртути. Исследования эффекта Холла и электропроводности на постоянном токе проводились пятиконтактным методом на образцах в виде пластин, вырезанных в плоскости [111]. Магнитное поле, направленное вдоль оси  $\langle 111 \rangle$ , создавалось сверхпроводящим соленоидом. Напряжения на потенциальных и холловских контактах определялись после усреднения данных при противоположных направлениях тока и магнитного поля.

В магнитных материалах ЭДС Холла обычно имеет вид [14]

$$V_H = (R_0 B + R_S M) I / t. \quad (1)$$

Здесь  $M$  — намагниченность,  $B = H_i + 4\pi M$ ,  $H_i = H_0 - N4\pi M$  — внутреннее поле,  $H_0$  — напряжен-

ность внешнего магнитного поля,  $N$  — фактор размагничивания ( $\cong 1$  в нашем эксперименте),  $I$  — величина тока,  $t$  — толщина пластины,  $R_0$  и  $R_S$  — нормальная и спонтанная постоянные Холла.

Мы анализируем результаты своих исследований, предполагая, что  $R_S M \ll R_0 B$ . При участии в проводимости нескольких типов носителей заряда особенности поведения  $R_0$  от  $B$  могут быть объяснены изменениями их концентрации и подвижности от  $B$ .

### 1. Результаты эксперимента

На рис. 1 представлены температурные зависимости электропроводности и постоянной Холла образцов  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  при некоторых фиксированных значениях внешнего магнитного поля. Температурные зависимости  $\sigma$  в парамагнитной области имеют активационный характер и могут быть описаны выражением

$$\sigma = \sigma_1 \exp(-\varepsilon_1/kT) + \sigma_2 \exp(-\varepsilon_2/kT). \quad (2)$$

В ферромагнитной области зависимость  $\sigma(T)$  имеет металлический характер:  $\sigma$  увеличивается с уменьшением температуры. Интересно отметить, что  $\sigma$  образца № 2 имеет минимум при  $T \cong 5-6$  К, далее с понижением температуры до 1.8 К  $\sigma$  уменьшается.

В парамагнитной области, где  $\sigma$  описывается  $\exp(-\varepsilon_1/kT)$ , температурная зависимость постоянной Холла  $R_0$  имеет активационный характер и описывается этой же экспонентой с  $\varepsilon_1 = 0.15-0.2$  эВ. В области температур, где  $\sigma$  описывается  $\exp(-\varepsilon_2/kT)$  ( $\varepsilon_2 = 0.01-0.02$  эВ), значение  $R_0$  слабо уменьшается с понижением температуры, а при  $T \cong 100$  К  $R_0$  резко уменьшается и меняет знак. Это соответствует изменению типа проводимости с  $p$ -типа в парамагнитной на  $n$ -тип в ферромагнитной области температур. Характер и порядок изменений  $R_0$  и  $\sigma$  ниже  $T_C$  в разных образцах согласуются друг с другом: сильному изменению  $\sigma(T)$  соответствует сильное изменение  $R_0(T)$ . Видна сильная зависимость  $\sigma$  от магнитного поля. Обнаружено соответствие между зависимостями  $\sigma(H)$  и  $\sigma(T)$ : чем сильнее увеличивается  $\sigma(T)$

при переходе от полупроводникового характера к металлическому, тем сильнее изменяется  $\sigma$  от  $H$ . В образцах № 1 и 2 при  $T \cong 80$  К в магнитном поле  $H = 12$  Т  $\sigma$  увеличивается в  $\sim 300$  и 25 раз соответственно. Температура инверсии типа носителей заряда увеличивается на 30–35 К при изменении магнитного поля до 12 Т.

Поперечное магнитосопротивление  $\Delta\rho = \rho_B - \rho_0$  (где  $\rho_B$  и  $\rho_0$  — удельные электросопротивления в поле с индукцией  $B$  и  $B = 0$ ) положительно в парамагнитной области (рис. 2). Оно достигает максимума и начинает уменьшаться при температуре  $T$ , при которой становится заметной проводимость, описываемая выражением  $\exp(-\varepsilon_2/kT)$ . В малых магнитных полях  $\Delta\rho$  меняет знак

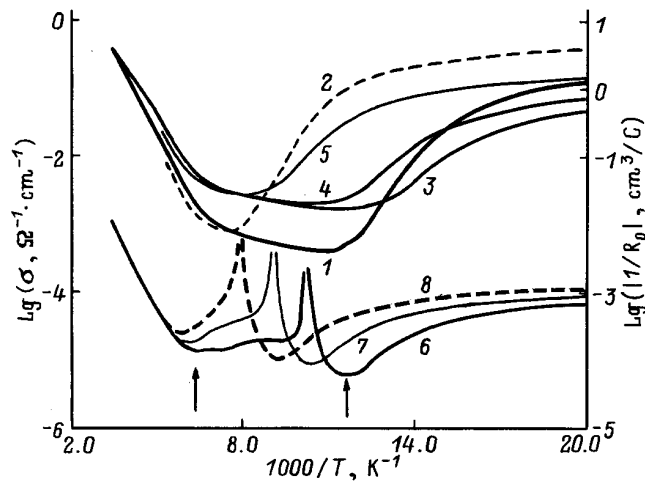


Рис. 1. Температурные зависимости электропроводности  $\sigma$  (1–5) и нормальной постоянной Холла  $R_0$  (6–8) образцов  $HgCr_2Se_4$  № 1 (1, 2) и № 2 (3–8) в магнитных полях 0 (1, 3), 2 (4, 6), 6 (7) и 12 Т (2, 8).

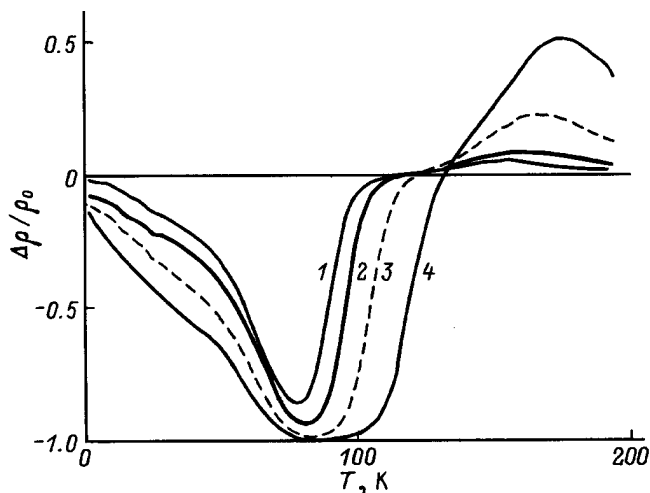


Рис. 2. Температурные зависимости поперечного магнитосопротивления образца  $\Delta\rho/\rho_0$   $HgCr_2Se_4$  № 1 в магнитных полях 2 (1), 3 (2), 6 (3) и 12 Т (4).

при  $T$  немного выше  $T_C$ . С увеличением магнитного поля эта температура также возрастает.

При высоких температурах наблюдаются приблизительно квадратичные зависимости магнитосопротивления (рис. 3) и нормальной постоянной Холла (рис. 4) от магнитной индукции. При приближении к  $T_C$  наблюдаются отклонения  $R_B$  и  $\Delta\rho$  от квадратичной зависимости  $B$ , причем чем ближе  $T$  к  $T_C$ , тем в меньших магнитных полях наблюдаются эти отклонения.

Полагая, что вдали от экстремумов  $R_0$  (отмеченных стрелками на рис. 1) преобладает один тип носителей заряда. В парамагнитной области с уменьшением температуры концентрация дырок экспоненциально уменьшается, а подвижность их слабо повышается (рис. 5).

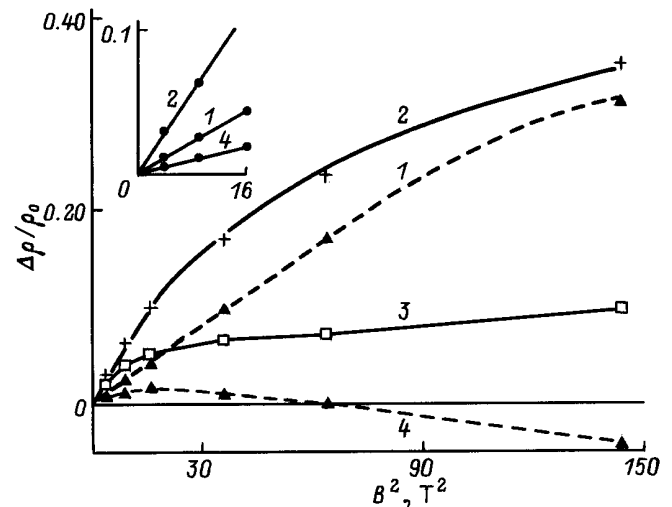


Рис. 3. Зависимость поперечного магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho_0$  образца  $HgCr_2Se_4$  № 2 от магнитной индукции при 194 (1), 164 (2), 140 (3) и 124 К (4). На вставке — зависимости  $\Delta\rho/\rho_0$  при малых  $B$ .

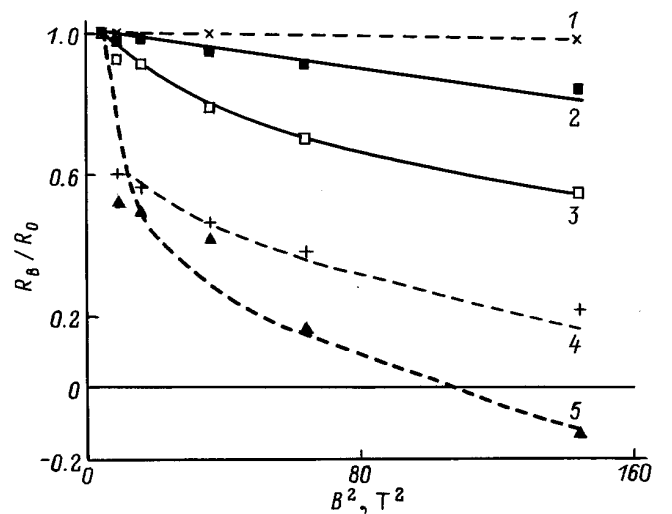


Рис. 4. Зависимость относительных значений нормальной постоянной Холла  $R_B/R_0$  образца  $HgCr_2Se_4$  № 2 от магнитной индукции ( $R_0 \equiv R_B$ ) при  $H_0 = 2$  Т при 194 (1), 180 (2), 164 (3), 140 (4) и 124 К (5).

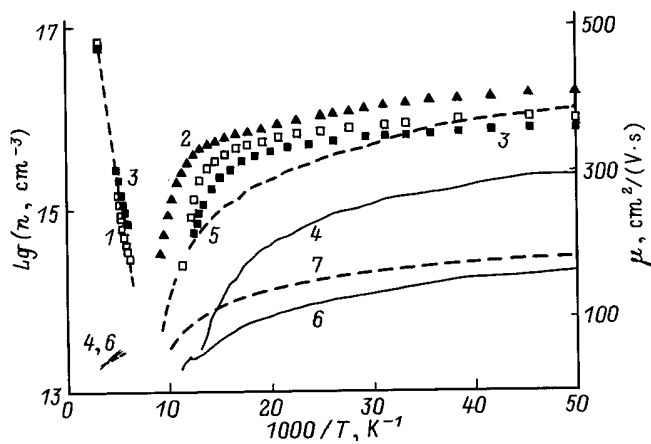


Рис. 5. Температурные зависимости концентрации  $n$  (1–3) и подвижности  $\mu$  (4–7) носителей заряда образцов  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  № 1 (1, 2, 4, 5) и № 2 (3, 6, 7) в магнитном поле 2 (1, 3, 4, 6) и 12 Т (2, 5, 7).

В ферромагнитной области концентрации электронов  $n$  обоих образцов при низких температурах слабо, а при приближении к  $T_C$  экспоненциально уменьшаются с ростом температуры. Подвижность электронов также сильнее уменьшается при приближении к  $T_C$ . С увеличением напряженности магнитного поля увеличиваются как  $n$ , так и  $\mu$  электронов. Причем магнитное поле как бы увеличивает температуру перехода.

## 2. Обсуждение результатов

Гигантские магниторезистивные эффекты характерны для магнитных полупроводников типа  $\text{EuO}$  и  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  [15–17]. Природа этих аномалий объясняется эффектом красного смещения дна зоны проводимости и локализацией носителей заряда в примесных состояниях типа феррон [15]. Признано [10], что транспортные свойства нелегированных монокристаллов  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  обусловлены более нестехиометрией состава по Hg и Se, нежели наличием неконтролируемой примеси. Из рентгеновских исследований [13] следует, что в нелегированных кристаллах  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  вакансий в подрешетке (доноров) больше, чем вакансий в подрешетке Hg,  $V_{\text{Hg}}$  (акцепторов). Для объяснения  $p$ -типа проводимости нужно предположить, что в парамагнитной области часть электронов доноров находится в связанном состоянии (в ловушках). Связанные состояния в  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  могут иметь следующую природу. Каждая вакансия  $V_{\text{Se}}$  освобождает два электрона, любой из них может уходить в зону проводимости, либо они могут локализоваться между тремя ближайшими ионами хрома в октапозиции шпинели и участвовать только в прыжковой проводимости с образованием иона промежуточной валентности  $\text{Cr}^{+2} \rightarrow \text{Cr}^{+3} + e$ . Известно, что симметрия окружения иона хрома в октапозиции шпинели содержит заметную тригональную компоненту, что должно при-

вести к особенностям спектра ферромагнитного резонанса [18]. Однако такой спектр наблюдался в редких случаях [18,19], он не обнаружен даже в отожженных в Hg образцах [20]. Результаты можно объяснить тем, что в ферромагнитной области электроны делокализируются. Это равносильно увеличению концентрации доноров, что приводит также к изменению типа проводимости. Это — модель спин-поляронов, ферронов, магнитопримесных состояний и т.п. [15,16], используемая для объяснения аномалий  $\sigma$  магнитных полупроводников около  $T_C$ .

Обычно полагают, что эта примесная зона узкая. Однако, по оценкам [15], ширина примесной зоны из-за переноса заряда между ионами хрома в  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  может составить величину  $\sim 1$  eV. Из оптических исследований следует, что в  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  на расстоянии 0.3–0.4 eV от зоны проводимости имеется дублет III–IV с шириной 0.2–0.4 eV, приписываемый вакансиям  $V_{\text{Se}}$  [21].

Качественно наши результаты можно понять в рамках зонной структуры  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  [10], в которой предполагается наличие в запрещенной зоне между валентной зоной и зоной проводимости единой примесной зоны  $R$ , обусловленной вакансиями  $V_{\text{Se}}$  и  $V_{\text{Hg}}$ . Предполагается, что случайные возмущения периодического потенциала могут удовлетворить критерию андерсоновской локализации, и поэтому представляется оправданным введение порога подвижности.

Проводимость в парамагнитной области определяется дырками в валентной зоне и электронами в примесной зоне. Поскольку подвижность электронов в валентной зоне значительно превышает подвижность электронов в зоне  $R$ , до  $T \cong 150$  К наблюдается дырочная проводимость с энергией активации 0.16–0.2 eV. При более низких температурах, по-видимому, начинает преобладать проводимость в примесной зоне. Этому соответствует слабая температурная зависимость  $R_0$  (рис. 1). При приближении к  $T_C$  дно зоны проводимости опускается (в  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  на  $\sim 0.5$  eV [7]), приближается к примесному уровню (или даже пересекает его), и может происходить их гибридизация [10], т.е. электрон может находиться одновременно в зоне проводимости и в примесной зоне. Взаимное положение зоны проводимости и примесной зоны определяет степень их гибридизации [22], от которой зависит подвижность носителей заряда [10]. Очевидно, от взаимного положения зоны проводимости и примесной зоны должна зависеть и концентрация электронов, что объясняет экспоненциальное уменьшение их при подходе к  $T_C$  (рис. 5).

Зависимость  $n$  и  $\mu$  электронов от напряженности магнитного поля и от температуры, а также изменения их от образца к образцу (рис. 5) также свидетельствуют в пользу этой модели. Дно зоны проводимости  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  вблизи  $T_C$  сильно зависит, как и в других магнитных полупроводниках [15], от магнитного поля [23]. Понижение дна зоны проводимости в магнитном поле увеличивает долю проводимости в зоне проводимости и приводит к увеличению  $n$  и  $\mu$  электронов.

В интервале температур 170–110 К полевые зависимости  $\Delta\rho$  и  $R_B$   $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  хорошо описываются выражениями вида  $\rho/\Delta\rho = uB^{-2} + t$  и  $R/\Delta R = aB^{-2} + s$  [24], характерными для полупроводников с двумя типами носителей заряда. Однако оценки  $n$  и  $\mu$  показали большую погрешность этого метода для определения параметров носителей заряда, по-видимому, вследствие зависимости  $n$  и  $\mu$  электронов от  $B$ .

Для невырожденных полупроводников с двумя типами носителей заряда в слабых магнитных полях ( $\mu B \ll 1$ ) полевые зависимости магнитосопротивления и нормальной постоянной Холла имеют вид [25,26].

$$R_B = R_0 \left\{ 1 - \mu_1^2 B^2 [D/A(1 \mp xb^4)/(1 \mp xb^2) + A^2(1 \mp xb^2)^2/(1 + xb)^2 - 2C(1 + xb^3)/(1 + xb)] \right\}, \quad (3)$$

$$\Delta\rho/\rho_0 = (\rho_B - \rho_0)/\rho_0 = HB^2, \quad (4)$$

где

$$H = \mu_1^2 [C(1 + xb^3)/(1 + xb) - A^2(1 + xb^2)^2/(1 + xb)^2], \quad (5)$$

$$R_0 = \lim_{B \rightarrow 0} R_B = A(1 \mp xb^2)/[en_1(1 + xb)^2], \quad (6)$$

$x = n_1/n_2$ ,  $b = \mu_1/\mu_2$ ,  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  — дрейфовые скорости носителей заряда типа 1 и 2,  $n_1$  и  $n_2$  — их концентрации. Верхний знак (–) в выражениях (3)–(6) соответствует проводимости с разными типами, а нижний (+) — с одинаковыми типами носителей заряда.

Для случая с одним типом носителей из (3) имеем [25]

$$R_B = R_0 \{ 1 - \mu_p^2 B^2 [D/A + A^2 - 2C] \}. \quad (7)$$

В этом случае зависимость  $R_B$  от  $B^2$  определяется величиной  $D/A + A^2 - 2C$ , характеризующей механизмы рассеяния. Из значения холловской подвижности дырок  $\mu_p = 66 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  при 194 К можно оценить значение  $D/A + A^2 - 2C \cong 3-6$ , что близко к значению 2.98 при рассеянии носителей на ионах примесей [24].

В случае с несколькими типами носителей заряда зависимости  $R_B$  от  $B$  и  $T$  определяются значениями  $x$  и  $b$ , знаком  $\mp$  в (3), (6). Например, только электроны (верхний знак (–) в выражении (3)) могут объяснить увеличение наклона в зависимости  $R_B$  от  $B^2$  при низких температурах (рис. 4). Поскольку концентрация электронов в зоне проводимости мала, нужно предположить наличие в запрещенной зоне примесной зоны. Если бы изменение наклона  $\lg \sigma(1/T)$  в парамагнитной области (рис. 1) было связано с появлением высокоподвижных электронов с  $b \cong 1$ , то это привело бы к быстрому (по температуре) изменению знака  $R_0$  в соответствии с (6). Сравнительно слабая зависимость  $R_0$  ( $\cong R_B$  при 2 Т) от температуры в интервале 160–110 К (рис. 1) может быть объяснена только появлением сравнительно малоподвижных ( $0.5-5 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) носителей с концентрацией  $\sim 10^{15}-10^{16} \text{ cm}^{-3}$  на фоне дырок с подвижностью  $\sim 50 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Можно также

отметить, что в высокосовершенных as grow кристаллах (в которых мал вклад в проводимость примесной зоны и изменение знака происходит при  $T \cong 20 \text{ К}$  [9]) значения  $n$  и  $\mu$  дырок, вычисленные в однозонном приближении, имеют такие же значения. Резкое уменьшение  $R_B$  при малых  $B$  (рис. 4) согласуется с резким уменьшением запрещенной зоны  $\Delta E_g$  в зависимости от  $B$  около  $T_C$  [23].

При высоких температурах в области с одним типом носителей заряда (дырок) магнитосопротивление имеет вид [25]

$$\Delta\rho/\rho_0 = \mu_p^2 B^2 [C - A^2]. \quad (8)$$

Здесь увеличение  $\Delta\rho/\rho_0$  с понижением температуры согласуется с возрастанием подвижности (рис. 5). Оценки дают значения  $C - A^2 \cong 50-100$ , заметно превышающие, например, значение  $C - A^2 = 5.9$ , характерное для механизма рассеяния на ионах примеси [25]. В as grow кристаллах  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  [27] в парамагнитной области при сравнительно малых значениях подвижностей также обнаружено большое положительное магнитосопротивление. Результаты можно объяснить тем, что в магнитном поле электроны освобождаются из вакансий  $V_{\text{Se}}$  и происходит компенсация дырок.

Известно [25,26], что в классических полупроводниках магнитосопротивление есть следствие энергетической дисперсии времен релаксации  $\tau$ , а коэффициенты  $A$ ,  $C$  и  $D$  в (3) и (5) есть функции усредненных по энергии значений  $\langle \tau \rangle$ ,  $\langle \tau^2 \rangle$ ,  $\langle \tau^3 \rangle$ . Природа положительного магнитосопротивления, описываемого выражениями (4), обусловлена удлинением пути, пройденного носителями вследствие "закручивания" их в магнитном поле, а также компенсирующим действием поля Холла (ограниченностью размеров образца). В магнитных полупроводниках магнитосопротивление кроме этого обусловлено изменением концентрации и подвижности носителей заряда в магнитном поле, т.е.  $\Delta\rho/\rho_0 = HB^2 + \Delta(n\mu)/n\mu$ .

В малых магнитных полях ( $\leq 4 \text{ Т}$ ) выполняется квадратичная зависимость магнитосопротивления от  $B^2$  (рис. 3). Отклонения от зависимости типа (4) наблюдаются в более высоких полях, причем чем выше температура, тем выше и поле. В рамках обсуждаемой модели это соответствует тому, что в достаточно сильном магнитном поле происходит освобождение электронов из примесных центров и увеличение концентрации носителей, что приводит к отрицательному магнитосопротивлению. Значение  $H$  в (4) с понижением температуры до 165 К возрастает (см. вставку к рис. 3). Это согласуется с увеличением  $\mu_p$  (рис. 5). При дальнейшем понижении температуры с переходом в область проводимости в примесной зоне значение  $H$  в (3) уменьшается (вставка к рис. 3). Из выражения (4) следует, что при  $b < 1$ ,  $xb > 1$  значение  $H$  должно уменьшаться,

$$H \cong \mu_p^2 [C/xb - A^2/(xb)^2]. \quad (9)$$

Такие же рассуждения объясняют и температурные зависимости  $\Delta\rho/\rho_0$  при  $B = \text{const}$  (рис. 2).

По-видимому, исследованные кристаллы в парамагнитной области являются сильнокомпенсированными полупроводниками  $p$ -типа, поэтому и состояния электронов в примесных состояниях, весьма чувствительны к изменениям зонной структуры, происходящим в  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  около  $T_C$ .

В заключение отметим, что нелинейную зависимость напряжения Холла от магнитной индукции (или аномальную ЭДС Холла)  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  вблизи  $T_C$  можно объяснить влиянием носителей заряда нескольких типов. Из (3) и (5) видно, что при нескольких типах носителей заряда изменения  $n$  и  $\mu$  от магнитного поля могут вызвать весьма заметные изменения  $R(B)$ . В парамагнитной области, как отмечено в [28], и при наличии  $R_B$  должна наблюдаться, как следует из (1), линейная зависимость  $V_H$  от  $H$ , так как  $M \sim \chi H$  ( $\chi$  — магнитная восприимчивость). Теоретические оценки (см. Приложение II [15]) также показывают, что постоянная спонтанного эффекта Холла в полупроводниках должна быть меньше, чем в металлах.

Выражаем благодарность А.А. Самохвалову за поддержку данной работы и замечания, Ю.Г. Арапову, Г.Л. Штрапенину и Н.А. Городилову за содействие и исследования в сильных магнитных полях, Л.Д. Фальковской и Б.А. Гижевскому за плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 94-02-06172-а).

## Список литературы

- [1] A.A. Samokhvalov, V.V. Osipov, N.I. Solin, I.Ya. Korenblit, A.P. Galdicas. *J. Magn. Magn. Mater.* **46**, 191 (1984); A.A. Samokhvalov, N.I. Solin, N.A. Viglin, V.V. Osipov. *Phys. Stat. Sol. (b)* **169**, K93 (1992); I.Ya. Korenblit, A.A. Samokhvalov, V.V. Osipov. *Sov. Sci. Rev. A. Phys.* **8**, 447 (1987).
- [2] H.W. Lehmann, F.P. Emmenegger. *Solid State Commun.* **7**, 965 (1969).
- [3] Н.А. Виглин, В.В. Осипов, А.А. Самохвалов. *ФТТ*, **33**, 9, 2695 (1991).
- [4] Н.И. Солин, Б.Н. Филиппов, И.Ю. Шумилов, А.А. Самохвалов. *ФТТ* **35**, 6, 1613 (1993).
- [5] В.В. Осипов, А.А. Самохвалов, В.А. Костылев. *ФТТ* **29**, 9, 2809 (1987).
- [6] Н.И. Солин, А.А. Самохвалов, С.В. Наумов. *ФТТ* **37**, 7, 2100 (1995).
- [7] A. Selmi, A. Mauger, M. Heritier. *J. Magn. Magn. Mater.* **66**, 295 (1987).
- [8] K. Minematsu, K. Miyatani, T. Takahashi. *J. Phys. Soc. Jap.* **31**, 1, 123 (1971).
- [9] Б.А. Гижевский, А.А. Самохвалов, В.А. Костылев, Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, Т.И. Арбузова, Н.М. Чеботаев. *ФТТ* **26**, 9, 2647 (1984); В.А. Костылев, Б.А. Гижевский, А.А. Самохвалов, Н.М. Чеботаев. *ФТТ* **32**, 1, 38 (1990).
- [10] В.Г. Веселаго, К.М. Голант, И.С. Ковалева, И.М. Юрин. *ЖЭТФ* **86**, 5, 1857 (1984).
- [11] V.A. Kostylev, V.A. Gizhevskii, A.A. Samokhvalov, M.I. Auslender, N.G. Bebenin. *Phys. Stat. Sol. (b)* **158**, 307 (1990).
- [12] В.А. Гавричков, С.Г. Овчинников. В сб.: Магнитные полупроводники и их свойства. ИФ СО АН СССР. Красноярск. (1980). С. 3–23; Н.Б. Иванова, В.К. Чернов. В сб.: Магнитные полупроводники и их свойства. ИФ СО АН СССР, Красноярск, (1987). С. 15–29.
- [13] Н.М. Чеботаев, М.И. Симонова, Т.И. Арбузова, Б.А. Гижевский. *Изв. АН СССР. Неорган. материалы.* **21**, 9, 1468 (1985).
- [14] С.В. Вонсовский. *Магнетизм.* М. (1971). 1032 с.
- [15] Э.Л. Нагаев. *Физика магнитных полупроводников.* М. (1979). 432 с.
- [16] Y. Shapira, S. Foner, T.V. Reed. *Phys. Rev.* **B8**, 2299 (1973).
- [17] К.П. Белов, Л.И. Королева, С.Д. Баторова. *ЖЭТФ* **73**, 1, 141 (1976); К.П. Белов, Л.И. Королева, Л.Н. Товмасын. *ЖЭТФ* **70**, 6, 2309 (1973).
- [18] V. Hoekstra, van Staple. *Phys. Stat. Sol. (b)* **55**, 2, 607 (1973).
- [19] Н.И. Солин, Л.Д. Фальковская, А.А. Самохвалов. *ФТТ* **36**, 10, 3090 (1994).
- [20] Л.Г. Никифоров, Л.Я. Пасенко, Л.М. Эмирян, А.Г. Гуревич. *ФТТ* **27**, 1, 229 (1985).
- [21] Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, Б.Н. Гижевский, Н.М. Чеботаев, М.И. Симонова, А.А. Самохвалов. *ФТТ* **29**, 7, 2231 (1987).
- [22] М.Ш. Ерухимов, С.Г. Овчинников. *ФТТ* **21**, 2, 351 (1979).
- [23] И.К. Больных, Г.Н. Север. *ФТТ* **37**, 2, 570 (1995); И.К. Больных, А.В. Головин, Г.Н. Север. *Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия* **36**, 2, 100 (1995).
- [24] C.C.Y. Kwan, J. Basinski, J.C. Wooley. *Phys. Stat. Sol. (b)* **48**, 2, 699 (1971).
- [25] П.С. Киреев. *Физика полупроводников.* М. (1975). 584 с.
- [26] Ф. Блатт. *Физика электронной проводимости в твердых телах.* М. (1971). 470 с.
- [27] L. Goldstein, P. Gibart, A. Selmi. *J. Appl. Phys.* **49**, 3, 1474 (1978).
- [28] A. Amith, L. Friedman. *Phys. Rev.* **B2**, 2, 434 (1970).