

## Особенности примесного электросопротивления в ферромагнетиках с малой концентрацией носителей

© В.А. Гавричков, С.Г. Овчинников

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036 Красноярск, Россия

E-mail: gav@iph.krasnoyarsk.su

(Поступила в Редакцию 10 апреля 1998 г.)

При переходе от простых полупроводников к более сложным химическим составам мы сталкиваемся в основном с нестехиометричными или специально-нелегированными соединениями. В сочетании с другими особенностями  $d(f)$ -соединений это может приводить наряду с обычным для магнитных полупроводников рассеянием на спиновом беспорядке, к необычному примесному вкладу в общее рассеяние носителей даже в беспрмесных полупроводниках. На основе модельного гамильтониана предложена единая схема расчета энергетической структуры дна зоны проводимости ферромагнитного полупроводника, температурных и полевых зависимостей примесного вклада в электросопротивление. Вычисленное магниторезистивное отношение отрицательно и имеет максимум в районе  $T_c$ . Проведено качественное сравнение результатов с экспериментальными зависимостями холловской подвижности и магниторезистивного отношения от температуры в тройном полупроводнике  $n$ -HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>, не обладающего стехиометрией по халькогену. Для выделения не наблюдавшихся ранее температурных осцилляций электросопротивления проделана тщательная обработка низкотемпературной части электросопротивления с помощью полученных формул.

1. Многие соединения, по характеру связи относящиеся к промежуточным ионно-ковалентным, образуют протяженные концентрационные области со своими компонентами, часто бертолидного типа [1]. Этому способствуют особенности электронного строения оболочек переходных, редкоземельных и актиноидных элементов. Обращает на себя внимание, что в этих случаях эффекты нестехиометрии и сильных кулоновских корреляций сопутствуют друг другу. В свою очередь стехиометрия таких соединений представляет собой лишь частный случай или же вообще недостижима, если ордината соединения, соответствующая наибольшей упорядоченности в размещении ионов, лежит вне области существования этих фаз. Особый интерес вызывает нестехиометрия в полупроводниковых соединениях, где основным катионом является  $d$ -элемент, так как соединения переходных элементов образуют самую обширную группу полупроводниковых веществ [2,3].

Нас интересуют соединения  $d(f)$ -элементов, на уровне Ферми которых имеется вклад не только диффузных  $sp$ -состояний, формирующих широкие зоны, но и более локализованных  $d(f)$ -состояний, формирующих узкие зоны. Обычно в рамках двухзонной модели несложно вычислить транспортное время релаксации, пользуясь золотым правилом Ферми для расчета вероятностей квантовых переходов. Но для веществ с достаточно сильной локализацией  $d(f)$ -электронов электронные корреляции не позволяют воспользоваться простой двухзонной моделью, так как корреляции перенормируют не только параметры закона дисперсии носителей в узкой зоне (ширину зоны и эффективную массу), но и параметры гибридизации состояний широкой и узкой зон. К подобным материалам относятся соединения с переменной валентностью, тяжелыми фермионами, магнитные

полупроводники. Открытие колоссального магнитосопротивления в перовскитах  $\text{La}_{1-x}(\text{Ca}, \text{Sr}, \text{Pb}, \text{Ba})_x\text{MnO}_y$  [4] добавило внимания к рассматриваемой проблеме, так как микроскопический механизм колоссального магнитосопротивления до сих пор не ясен.

В магнитоупорядоченных веществах благодаря обменному взаимодействию законы дисперсии носителей зависят и от температуры, и от магнитного поля. Это дает дополнительный вклад в температурную и полевую зависимости электросопротивления. Многие физические свойства проводящих магнетиков описываются в рамках узкозонной  $s-d(f)$ -модели [2,3], где носителем является спиновый полярон — квазичастица, движение которой подобно движению "неправильного спина  $S \pm 1/2$  на фоне решетки правильных спинов  $S$ ". Данная модель применима там, где  $d(f)$ -электроны хорошо локализованы и их вклад в плотность состояний на уровне Ферми равен нулю. Эта наивная картина непригодна в случае частичной делокализации  $d(f)$ -электронов, когда необходимо явно учитывать узкие  $d$ -зоны наряду с эффектами сильных электронных корреляций и гибридизации с более диффузными  $sp$ -состояниями. Синтез  $s-d(f)$ -модели и периодической модели Андерсона позволяет это сделать и будет использован в данной работе для расчета температурной и полевой зависимости электросопротивления. Результаты расчета будут сравниваться с экспериментальными данными по магнитным полупроводникам  $n$ -HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>.

План работы следующий: в разделе 2 описана электронная структура вырожденного полупроводника в периодической модели Андерсона с учетом  $s-d$ -обмена и рассеяния на примесях и собственных дефектах, в разделе 3 вычисляется электропроводность, в разделе 4 кратко перечислены экспериментальные результаты,

относящиеся к настоящему расчету, и проведено их сравнение с полученными зависимостями.

2. Рассмотрим многоэлектронную модель магнитного полупроводника с учетом реальной многоэлектронной орбитальной структуры  $3d$ -состояний [5]. Следуя этой модели, гамильтониан можно записать в виде суперпозиции периодической модели Андерсона и  $sd$ -обменной модели

$$H = H_0 + H_1 + H_2 + H_3;$$

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \xi_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\sigma}^+ c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{f}} [(E_n - n\mu) \sum_{\gamma} X_{\mathbf{f}}^{\gamma\gamma} + (E_{n+1} - (n+1)\mu) \sum_{\Gamma} X_{\mathbf{f}}^{\Gamma\Gamma}];$$

$$H_1 = \sum_{\mathbf{f}} \left\{ -J\sigma_{\mathbf{f}} S_{\mathbf{f}} + V \sum_{\sigma} (c_{\mathbf{f}\sigma}^+ d_{\mathbf{f}\sigma} + h.c.) \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $c_{\mathbf{k}\sigma}$ -оператор уничтожения  $c$ -электрона с импульсом  $\mathbf{k}$ , спином  $\sigma$  и энергией  $\xi_{\mathbf{k}} = \varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu$ , отсчитанной от химпотенциала  $\mu$ . Считается, что  $c$ -зона образована в основном  $4s$ -состояниями магнитного иона.  $X_{\mathbf{f}}^{pq} = |\mathbf{f}p\rangle\langle\mathbf{f}q|$  — операторы Хаббарда, описывающие переход магнитного иона на узле решетки  $\mathbf{f}$  из локализованного состояния  $|q\rangle$  в состояние  $|p\rangle$ ;  $E_n$  и  $E_{n+1}$  — энергии основных конфигураций  $d^n$  и  $d^{n+1}$  магнитного иона; индексы  $\gamma$  и  $\Gamma$  относятся к орбитальному вырождению этих термов;  $S_{\mathbf{f}}$  и  $\sigma_{\mathbf{f}}$  — операторы спина  $d$ -иона и  $c$ -электронов проводимости;  $V$  и  $J$  — параметры гибридизации и обменного взаимодействия  $c$ - и  $d$ -электронов. Одноэлектронные операторы  $d_{\mathbf{f}\sigma}$  выражаются через операторы Хаббарда стандартным образом:  $d_{\mathbf{f}\sigma} = \sum_{pq} \langle p|d_{\mathbf{f}\sigma}|q\rangle X_{\mathbf{f}}^{pq}$ .

При конкретных расчетах будем рассматривать только  $d^3$ - и  $d^4$ -конфигурации. Это позволяет сопоставить результаты с экспериментальными данными по полупроводнику  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ , где основное состояние  $^4A_2$  иона  $\text{Cr}^{3+}$  орбитально невырождено и соответствует спину  $S = 3/2$ . При переносе "лишнего" электрона — носителя тока по многоэлектронным  $^4A_2$ -состояниям образуются ионы  $\text{Cr}^{2+}(d^4)$ . Для хрома энергии термов  $^3T_1(d^4)$  и  $^5E(d^4)$  могут конкурировать между собой, что свидетельствует о возможном наличии в этом соединении двух типов донорных одночастичных возбуждений различной симметрии с энергиями  $E(^3T_1) - E(^3A_2)$  и  $E(^5E) - E(^3A_2)$ . Здесь мы ограничимся последним случаем, хотя метод вычисления линейного отклика, изложенный ниже, позволяет, где это важно, учесть возбужденные состояния  $\text{Cr}^{2+}$  и  $\text{Cr}^{4+}$  (для валентной зоны), как это сделано в [5] при вычислении коэффициентов поглощения. В случае когда  $^5E$  является основным состоянием иона  $\text{Cr}^{2+}$ ,

$$d_{\uparrow} = X_{\mathbf{f}}^{1.5} + \frac{\sqrt{3}}{2} X_{\mathbf{f}}^{2.6} + \frac{1}{\sqrt{2}} X_{\mathbf{f}}^{3.7} + \frac{1}{2} X_{\mathbf{f}}^{4.8};$$

$$d_{\downarrow} = X_{\mathbf{f}}^{4.9} + \frac{\sqrt{3}}{2} X_{\mathbf{f}}^{3.8} + \frac{1}{\sqrt{2}} X_{\mathbf{f}}^{2.7} + \frac{1}{2} X_{\mathbf{f}}^{1.6};$$

где верхние индексы нумеруют состояния ионов  $\text{Cr}^{3+}$  и  $\text{Cr}^{2+}$ :

$$\text{Cr}^{3+}: |1\rangle = \left| S = \frac{3}{2}; S_z = \frac{3}{2} \right\rangle; \quad |2\rangle = \left| \frac{3}{2}; \frac{1}{2} \right\rangle;$$

$$|3\rangle = \left| \frac{3}{2}; -\frac{1}{2} \right\rangle; \quad |4\rangle = \left| \frac{3}{2}; -\frac{3}{2} \right\rangle;$$

$$\text{Cr}^{2+}: |5\rangle = |2, 2\rangle; \quad |6\rangle = |2; 1\rangle;$$

$$|7\rangle = |2; 0\rangle; \quad |8\rangle = |2; -1\rangle; \quad |9\rangle = |2; -2\rangle.$$

Операторы  $d_{\mathbf{f}\sigma}$  в таком представлении являются квазифермиевскими, что связано с неучетом высших возбужденных состояний хрома и соответствует одноэлектронному переходу  $^2A_2 \leftrightarrow ^5E$ . Обратим также внимание на существование аналогичных понятий в теории дефектов в полупроводниках, относящихся к "уровням локальной заселенности" [6]. Присутствие гибридизационного члена в гамильтониане обусловлено возможным перепутыванием  $c$ - и  $d$ -состояний под действием дальних координационных сфер (тригональные добавки к кристаллическому полю в случае  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ ). Из различных процессов рассеяния электронов на примесях мы примем в расчет обычное потенциальное рассеяние носителей в  $c$ -состояниях и флуктуации энергий  $d$ -уровня

$$H_2 = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{p}\mathbf{f}\mathbf{q}} p_{1\mathbf{f}} \Delta_1(\mathbf{k} - \mathbf{q}) e^{-i\mathbf{f}(\mathbf{k} - \mathbf{q})} c_{\mathbf{k}\sigma}^+ c_{\mathbf{q}\sigma} + \sum_{\mathbf{f}\sigma} p_{2\mathbf{f}} \Delta_2(\mathbf{f}) d_{\mathbf{f}\sigma}^+ d_{\mathbf{f}\sigma}. \quad (2)$$

Здесь  $p_{1\mathbf{f}}$  и  $p_{2\mathbf{f}}$  проекционные операторы, равные нулю в отсутствие примесей и единице в ближайшей окрестности атома примеси или дефекта. Второе слагаемое в  $H_2$  предполагает случайные флуктуации величины кристаллического поля без изменения его симметрии. Вид гамильтониана взаимодействия с примесями  $H_2$  выбран нами с целью иллюстрировать особенности потенциального рассеяния в многокомпонентных полупроводниках.

В зависимости от конкретной физической ситуации возможны: случай независимых флуктуаций примесных параметров  $p_{1\mathbf{f}} \cdot p_{2\mathbf{f}} = 0$  либо случай коррелированных флуктуаций  $p_{1\mathbf{f}} \cdot p_{2\mathbf{f}} = p_{\mathbf{f}}$ . Обратимся к первому случаю, который в дальнейшем будет идентифицирован нами с наличием собственных дефектов по подрешеткам как  $A$ -катионов, так и  $B$ -анионов. Для неусредненных по примесям двухвременных функций Грина

$$G_{11} = \langle\langle c_{\mathbf{k}\sigma} | c_{\mathbf{k}\sigma}^+ \rangle\rangle, \quad G_{22} = \langle\langle d_{\mathbf{k}\sigma} | d_{\mathbf{k}\sigma}^+ \rangle\rangle, \quad G_{12} = \langle\langle c_{\mathbf{k}\sigma} | d_{\mathbf{k}\sigma}^+ \rangle\rangle$$

система уравнений получается стандартным образом [7]

$$\begin{aligned}
 G_{11}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') &= G_{11}^{(0)} \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \\
 &+ G_{11}^{(0)} \sum_{\mathbf{q}} p_{1f} \Delta_1(\mathbf{k} - \mathbf{q}) e^{i\mathbf{f}(\mathbf{q}-\mathbf{k})} G_{11}(\mathbf{q}, \mathbf{k}') \\
 &+ G_{12}^{(0)} \sum_{\mathbf{q}} p_{2f} \Delta_{2f} e^{i\mathbf{f}(\mathbf{q}-\mathbf{k})} G_{21}(\mathbf{q}, \mathbf{k}'), \\
 G_{21}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') &= G_{21}^{(0)} \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \\
 &+ G_{21}^{(0)} \sum_{\mathbf{q}} p_{f1} e^{i\mathbf{f}(\mathbf{q}-\mathbf{k})} \Delta_1(\mathbf{k} - \mathbf{q}) G_{11}(\mathbf{q}, \mathbf{k}') \\
 &+ G_{22}^{(0)} \sum_{\mathbf{q}} p_{2f} \Delta_{2f} e^{i\mathbf{f}(\mathbf{q}-\mathbf{k})} G_{21}(\mathbf{q}, \mathbf{k}'). \quad (3)
 \end{aligned}$$

Вторая пара уравнений получается заменой индексов  $1 \leftrightarrow 2$ . Здесь затравочные функции Грина описывают  $c$ - и  $d$ -состояния в обобщенном приближении Хартри-Фока

$$\begin{aligned}
 G_{11}^{(0)} &= \frac{E - \Omega}{(E - \tilde{\xi}_{\mathbf{k}})(E - \Omega) - K_{\sigma} V^2}, \\
 G_{12}^{(0)} &= \frac{\sqrt{K_{\sigma} V}}{(E - \tilde{\xi}_{\mathbf{k}})(E - \Omega) - K_{\sigma} V^2}, \\
 G_{22}^{(0)} &= \frac{K_{\sigma}(E - \tilde{\xi}_{\mathbf{k}})}{(E - \tilde{\xi}_{\mathbf{k}})(E - \Omega) - K_{\sigma} V^2}, \quad (4)
 \end{aligned}$$

а  $\Omega = E_4 - E_3 - \mu$  — энергия перехода между термами  $d^4$  и  $d^3$  конфигураций,  $\tilde{\xi}_{\mathbf{k}} = \xi_{\mathbf{k}} - \sigma J \langle S_z \rangle$ ,  $K_{\sigma} = \langle d_{\mathbf{k}\sigma}^+ d_{\mathbf{k}\sigma} + d_{\mathbf{k}\sigma} d_{\mathbf{k}\sigma}^+ \rangle = 1/4(5/2 + 2\sigma \langle S_z \rangle)$  [5],  $\sigma = \pm 1/2$ ,  $\langle S_z \rangle$  — среднее значение спина иона  $\text{Cr}^{3+}$ . Спектр зон  $E_{\mathbf{k}\sigma}^+$ , представляется следующим выражением:

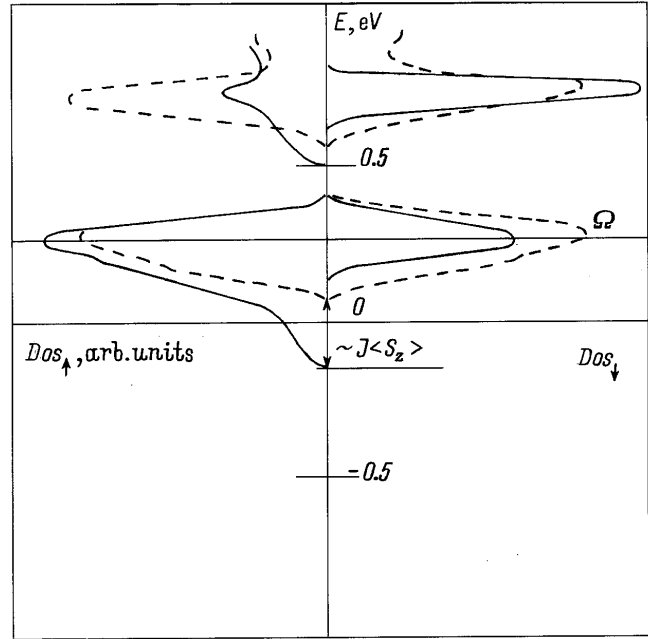
$$E_{\mathbf{k}\sigma}^+ = \frac{1}{2} \left( \tilde{\xi}_{\mathbf{k}} + \Omega \pm \sqrt{(\tilde{\xi}_{\mathbf{k}} - \Omega)^2 + 4K_{\sigma} V^2} \right).$$

Обратим внимание на то, что сильные корреляции не только определяют энергию локализованного  $d$ -уровня  $\Omega$ , но и перенормируют гибридизацию. В случае отсутствия корреляций  $K_{\sigma} = 1$  и гибридизация определяется параметром  $V$ . Из-за ограничений, налагаемых сильными корреляциями на гильбертово пространство,  $K_{\sigma} = 1$  и эффективная гибридизация  $V K_{\sigma}^{1/2}$  зависит как от  $T$ , так и от  $H$  за счет  $\langle S_z \rangle$  и различается для спиновых подзон.

Функции (4) позволяют построить график плотности состояний в области дна зоны проводимости полупроводника. На рис. 1 приведен график плотности состояний, полученный в предположении полуэллиптической плотности состояний для затравочной  $c$ -зоны.

$$g_0(\varepsilon) = \frac{2}{\pi W} \left[ 1 - \left( \frac{\varepsilon}{W} \right)^2 \right]^{1/2},$$

где  $W$  — ширина затравочной  $c$ -зоны.



**Рис. 1.** Плотность состояний в области дна зоны проводимости соединения  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  [5] для  $T = 4.2$  (сплошная линия) и  $300$  К (штриховая линия). Символом  $\Omega$  обозначен затравочный  $d$ -уровень:  $E(^5E) - E(^3A_2)\mu$ .

В зонной теории, как известно, влияние магнитного порядка сводится к раздвижке спиновых подзон. В нашем подходе амплитуда  $d$ -пика  $\Omega$ , соответствующего одноэлектронному переходу  $^2A_2 \leftrightarrow ^5E$ , меняется без изменения энергии  $d$ -состояний. Поскольку в полупроводнике с полностью заполненной валентной зоной и пустой зоной проводимости зонный вклад в намагниченность  $\langle \sigma_i \rangle = 0$ , сдвиги пика  $\Omega$  возможны лишь за счет гейзенберговского обмена, но они порядка  $T_c \approx 0.01$  eV и много меньше  $sd$ -обменного взаимодействия, являющегося причиной расщепления по спину  $c$ -зоны. Различия в температурном поведении плотности  $c$ - и  $d$ -состояний является ключевым для дальнейшего понимания, поэтому поясним подробнее физические причины этого в нашем подходе к соединению  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ . В парафазе, как легко понять, все состояния  $|i\rangle$  ( $i = 1-4$ ) иона  $\text{Cr}^{3+}$ , отличающиеся проекцией спина, являются равновероятными. Однако при понижении температуры в феррофазе происходит преимущественное заселение состояния  $|1\rangle$  с максимальной проекцией спина  $S_z = 3/2$  и одночастичная плотность  $d$ -состояний теряет симметрию к перевороту спина, так как  $d_{\uparrow}^+$  и  $d_{\downarrow}^+$ , действуя на одно и то же исходное состояние  $|1\rangle$ , помещают носитель в совершенно различные четырехчастичные ( $d^4$ ) состояния  $|5\rangle$  и  $|6\rangle$  соответственно. Различия между этими многоэлектронными состояниями могут приводить к нулевой плотности состояний при  $T \rightarrow 0$  К для носителя с одной из проекций спина, как это, например, имеет место в случае симметрии  $^3T_1$  основного состояния для  $\text{Cr}^{2+}$  (рис. 1). Отметим, что в нашем подходе нет никакой необходимости вводить

гигантское расщепление по спину  $d$ -зон, которое все же не может описать наличие большого спина на ионе  $\text{Cr}^{3+}$  в парафазе (закон Кюри–Вейсса). Аналогичные особенности плотности состояний отмечаются и в других магнитных полупроводниках — как ферромагнитных, так и антиферромагнитных [8].

Для выполнения конфигурационного усреднения воспользуемся примесной диаграммной техникой [7]. Усреднение каждого члена ряда системы (3) будем производить по правилам

$$\left\langle \sum_{\mathbf{f}} Z_{\mathbf{f}} p_{\mathbf{f}} e^{i\mathbf{f}(\mathbf{k}' - \mathbf{k})} \right\rangle = c_i Z \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}; \quad i = 1, 2,$$

где  $c_1$  и  $c_2$  — концентрации дефектов первого и второго видов. При записи соответствующих уравнений были опущены пересекающиеся графики. Это справедливо лишь в случае вырожденного полупроводника  $\mu \hbar / \tau$ , где уровень Ферми находится в зоне проводимости и замена  $\text{KT} \Leftrightarrow \mu$  имеет смысл. В результате для усредненных функций Грина  $G_{11}$  и  $G_{12}$  решение этих уравнений имеет вид

$$G_{11}^{\sigma}(\mathbf{k}, E) = \left\{ E - \tilde{\xi}_{\mathbf{k}} + \frac{i}{2\tau_1^{\sigma}} \text{sign}(\tilde{E}) - \frac{K_{\sigma} V^2}{E - \Omega + \frac{i}{2\tau_2^{\sigma}} \frac{(K_{\sigma} V)^2}{(E - \Omega)^2} \text{sign}(\tilde{E})} \right\}^{-1},$$

$$G_{22}^{\sigma}(\mathbf{k}, E) = K_{\sigma} \left\{ E - \Omega + \frac{i}{2\tau_2^{\sigma}} \frac{(K_{\sigma} V)^2}{(E - \Omega)^2} \text{sign}(\tilde{E}) - \frac{K_{\sigma} V^2}{E - \tilde{\xi}_{\mathbf{k}} + \frac{i}{2\tau_1^{\sigma}} \text{sign}(\tilde{E})} \right\}^{-1}. \quad (5)$$

Здесь  $(\tau_i^{\sigma})^{-1} = c_i g_0^{\sigma} \int d\omega |\Delta_i(\theta)|^2 / 4\pi$ ;  $\tilde{E} = E - K_{\sigma} V^2 / (E - \Omega)$ ,  $g_0^{\sigma}$  — плотность состояний в затравочной  $c$ -зоне на уровне Ферми. Функции Грина (5) имеют двухполюсную структуру. Для вырожденного полупроводника можно пренебречь вкладом верхней зоны  $E_{\mathbf{k}\sigma}^{+}$  и ограничиться однополюсным выражением

$$G_{11}^{\sigma}(\mathbf{k}, E) = \frac{u_{\mathbf{k}\sigma}^2}{D_{\mathbf{k}\sigma}}; \quad G_{22}^{\sigma}(\mathbf{k}, E) = \frac{K_{\sigma} v_{\mathbf{k}\sigma}^2}{D_{\mathbf{k}\sigma}};$$

$$G_{12}^{\sigma}(\mathbf{k}, E) = \frac{u_{\mathbf{k}\sigma}^2 v_{\mathbf{k}\sigma} \sqrt{K_{\sigma}}}{D_{\mathbf{k}\sigma}};$$

$$D_{\mathbf{k}\sigma} = E - E_{\mathbf{k}\sigma}^{-} + i \left( \frac{u_{\mathbf{k}\sigma}^2}{2\tau_1^{\sigma}} + \frac{K_{\sigma} v_{\mathbf{k}\sigma}^2}{2\tau_d^{\sigma}} \right) \text{sign}(E). \quad (6)$$

$u_{\mathbf{k}\sigma}^2$  и  $v_{\mathbf{k}\sigma}^2$  определяют вероятность нахождения квазичастицы-носителя нижней зоны проводимости  $E_{\mathbf{k}\sigma}$  в  $c$ - и

$d$ -каналах релаксации

$$u_{\mathbf{k}\sigma}^2 = \frac{\partial E_{\mathbf{k}\sigma}^{-}}{\partial \tilde{\xi}_{\mathbf{k}}} = \frac{(\Omega - E_{\mathbf{k}\sigma})}{(E_{\mathbf{k}\sigma}^{+} - E_{\mathbf{k}\sigma}^{-})}; \quad v_{\mathbf{k}\sigma}^2 = 1 - u_{\mathbf{k}\sigma}^2;$$

$$(u_{\mathbf{k}\sigma} v_{\mathbf{k}\sigma})^2 = \frac{K_{\sigma} V^2}{(E_{\mathbf{k}\sigma}^{+} - E_{\mathbf{k}\sigma}^{-})^2},$$

$\frac{1}{\tau_d^{\sigma}} = \frac{K_{\sigma} v_{\mathbf{k}\sigma}^2}{u_{\mathbf{k}\sigma}^2} \frac{1}{\tau_2^{\sigma}}$  — эффективная скорость релаксации носителя в  $d$ -канале. В частности, при расположении  $\Omega$ -уровня много ниже  $c$ -зоны диффузных состояний  $u_{\sigma}^2|_{\mathbf{k}=\mathbf{k}_F} \rightarrow 0$  и в соответствии с большой плотностью состояний на  $\Omega$ -уровне эффективная скорость релаксации  $\frac{1}{\tau_d^{\sigma}} \rightarrow \infty$ .

В пределе  $\Omega \rightarrow \infty$ , когда пустой  $d$ -уровень лежит высоко по сравнению с энергией Ферми, для  $E_{\mathbf{k}\sigma} \rightarrow \tilde{\xi}_{\mathbf{k}}$ ,  $v_{\mathbf{k}\sigma}^2 \rightarrow 0$  и функция Грина  $G_{11}$  принимает обычный для однозонной модели вид

$$G_{11}^{\sigma}(\mathbf{k}, E) = \left( E - \tilde{\xi}_{\sigma} + \frac{i}{2\tau_{\sigma}} \text{sign}(E) \right)^{-1}. \quad (7)$$

Здесь мы не обсуждаем конкретный вид дисперсионной зависимости  $\xi_{\mathbf{k}}$ , так как дальнейшие вычисления, касающиеся проводимости, позволяют держать ее в общем виде. В последствии мы обратимся к частному случаю квадратичного закона дисперсии в окрестности дна затравочной  $c$ -зоны и приведем соответствующую этому случаю формулу для проводимости.

3. Судя по законам дисперсии гибридных зон  $E_{\mathbf{k}\sigma}^{\pm}$ , может сложиться впечатление, что задача о вычислении электропроводности сводится к стандартной для простой двухзонной модели. В этом случае можно было бы использовать золотое правило Ферми для расчета вероятностей квантовых переходов и легко записать транспортное время релаксации. В данной задаче есть одно обстоятельство, заставляющее использовать более сложный метод расчета через функции Грина, а именно локализация  $d$ -электронов благодаря сильным электронным корреляциям. Эффекты сильных корреляций приводят к перенормировке параметра гибридизации  $V^2 \rightarrow K_{\sigma} V^2$ , где  $K_{\sigma}$  определяется намагниченностью и зависит как от температуры, так и от величины приложенного магнитного поля. Именно перенормированный параметр гибридизации входит в эффективное время релаксации. В остальном же картина действительно похожа на модель двух зон для квазичастиц с зонной структурой, зависящей от концентрации носителей, температуры и магнитного поля.

В силу исходного атомного описания  $3d$ -состояний, входящих в состав нижней зоны проводимости  $E_{\mathbf{k}\sigma}$ , ширина затравочной  $d$ -зоны равна нулю, проводимость по этой зоне осуществляется переносом заряда по  $c$ -состояниям. Выражение для плотности тока может

быть записано в виде [7]

$$j_\alpha(\mathbf{q}, \nu) = -\frac{e^2}{2c} \sum_{\mathbf{k}\sigma} \int \frac{dE}{2\pi} \rho_\alpha^\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k} + \mathbf{q}) \times \prod_{\beta}^{\alpha} (\mathbf{k} + \mathbf{q}, \mathbf{k}, E + \nu, E) A^\beta(\mathbf{q}, \nu), \quad (8)$$

$$\prod_{\beta}^{\sigma} (\mathbf{k} + \mathbf{q}, \mathbf{k}, E + \nu, E) = \sum_p \langle G_{11}^\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{p}, E) \rho_\beta^\sigma(\mathbf{p}, \mathbf{p} + \mathbf{q}) \times G_{11}^\sigma(\mathbf{k} + \mathbf{q}, \mathbf{p} + \mathbf{q}, E + \nu) \rangle, \quad (9)$$

где  $A^\beta(\mathbf{q}, \nu) = i\nu E^\beta(\mathbf{q}, \nu)/c$ ,  $\rho_\alpha^\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k} + \mathbf{q}) = \frac{\partial \tilde{\xi}_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}_\alpha} + \frac{\partial \tilde{\xi}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{\partial (\mathbf{k}+\mathbf{q})_\alpha}$ ,  $E(\mathbf{q}, \nu)$  — напряженность внешнего электромагнитного поля. Вершинная часть (9) может быть найдена в лестничном приближении из системы уравнений

$$\prod_{11}^{\sigma} (\mathbf{k}, E + \nu, E) = \frac{\partial \tilde{\xi}_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} \left\{ G_{11}^\sigma(\mathbf{k}, E) G_{11}^\sigma(\mathbf{k}, E + \nu) \times (1 + \Lambda_{11}^\sigma(E, \nu)) + G_{12}^\sigma(\mathbf{k}, E) \times G_{21}^\sigma(\mathbf{k}, E + \nu) \Lambda_{22}^\sigma(E, \nu) \right\},$$

$$\prod_{22}^{\sigma} (\mathbf{k}, E + \nu, E) = \frac{\partial \tilde{\xi}_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} \left\{ G_{21}^\sigma(\mathbf{k}, E) G_{12}^\sigma(\mathbf{k}, E + \nu) \times (1 + \Lambda_{11}^\sigma(E, \nu)) + G_{22}^\sigma(\mathbf{k}, E) \times G_{22}^\sigma(\mathbf{k}, E + \nu) \Lambda_{22}^\sigma(E, \nu) \right\}, \quad (10)$$

где отграничиваясь случаем нормального скин-эффекта  $\nu(q) \ll 1/\tau$ , мы ввели обозначения

$$\mathbf{k} \Lambda_{ii}^\sigma(E, \nu) = \frac{c_i}{2\pi} \int |\Delta_i(\mathbf{k} - \mathbf{k}')|^2 \Pi_{ii}^2(\mathbf{k}', E + \nu, E) d\mathbf{k}'. \quad (11)$$

Поскольку примесный потенциал  $\Delta_2$  не зависит в нашей модели от импульса, интегрирование по углам приводит к  $\Delta_{22} = 0$ , поэтому транспортное время релаксации для  $d$ -состояний не возникает. Для  $c$ -электронов транспортное время релаксации равно

$$\tau_{tr}^{-1} = c_1 g_0^\sigma \int d\Omega |\Delta_1(\theta)|^2 (1 - \cos(\theta)) / 4\pi.$$

В результате для статистической проводимости имеем

$$\sigma = e^2 \sum_{\sigma} g_0^\sigma \int \frac{d\Omega}{4\pi} \left( \frac{\partial \tilde{\xi}_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{k}} \right)^2 u_{\mathbf{k}\sigma}^2 \tau_{\text{eff}}^\sigma \Big|_{\mathbf{k}=\mathbf{k}_F}, \quad (12)$$

где эффективная скорость релаксации (все обозначения, относящиеся к импульсам на поверхности Ферми, далее опускаются)

$$(\tau_{\text{eff}}^\sigma)^{-1} = \frac{u_\sigma^2}{\tau_r} + \frac{K_\sigma v_\sigma^2}{\tau_d}. \quad (13)$$

В частном случае квадратичного закона дисперсии для  $c$ -зоны

$$\sigma = \frac{e^2}{m} \sum_{\sigma} n_\sigma u_\sigma^2 \tau_{\text{eff}}^\sigma, \quad (14)$$

где  $n_\sigma^{\text{eff}} = n_\sigma u_\sigma^2$  — эффективная концентрация носителей со спином  $\sigma$ , пребывающих в  $c$ -состояниях с присущим последним эффективной массой  $m$  и скоростью  $\partial \xi_{\mathbf{k}} / \partial \mathbf{k}$ . Эффективная скорость релаксации (13) в согласии с правилом Матиссена является аддитивной по скоростям релаксаций  $\tau_{tr}^{-1}$  и  $(\tau_d^\sigma)^{-1}$  с весами  $u_\sigma^2$  и  $K_\sigma v_\sigma^2$ . Их смысл заключается в вероятности, с которой носитель участвует в рассеянии на соответствующем потенциале для  $c$ - и  $d$ -состояний. Основные индивидуальные особенности вещества, такие как химический состав, симметрия и величина постоянной решетки, существенно влияют в этой формуле на проводимость через положение  $d$ -уровня относительно дна зоны проводимости и эффективный параметр гибридизации, а следовательно через величину  $u_\sigma^2$ - и  $v_\sigma^2$ -коэффициентов. Кроме того, так как  $u_\sigma^2$ - и  $v_\sigma^2$ -коэффициенты зависят от температуры, и величина проводимости также получается зависящей от температуры.

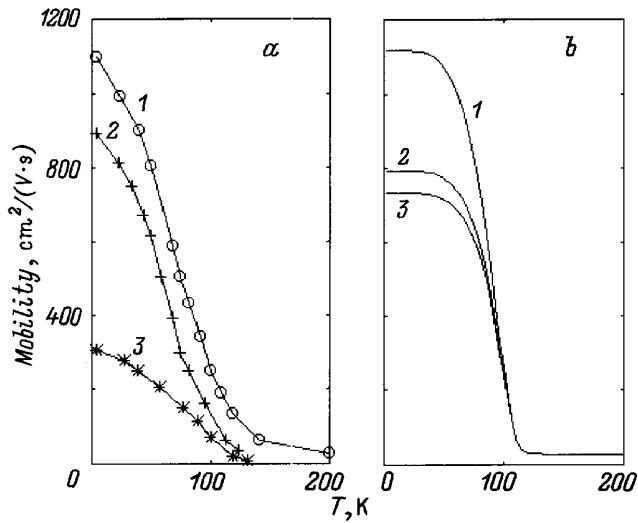
Для того чтобы рассмотреть случай полностью коррелированных примесей  $p_{f1} \times p_{f2} = p_f$ , мы добавили диаграммы, где пунктир соединяет разные примесные вершины.

В результате, решая систему стандартным образом, получим для проводимости выражение (14), но уже с перенормированным временем релаксации

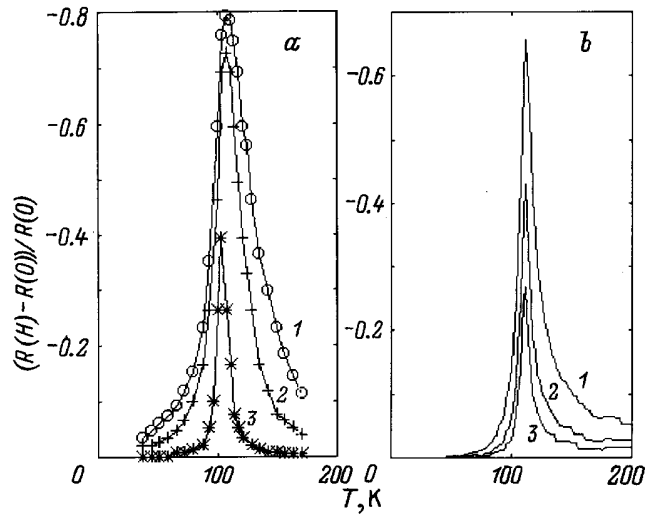
$$(\tau_{\text{eff}}^\sigma)_{tr}^{-1} = \frac{c g_0^\sigma}{u_\sigma^2} \int \frac{d\Omega}{4\pi} |u_\sigma^2 \Delta_1(\theta) + K_\sigma v_\sigma^2 \Delta_2|^2 \times (1 - \cos(\theta)), \quad c = c_1 = c_2. \quad (15)$$

Последняя формула свидетельствует о том, что расположение примесей существенным образом влияет на величину скорости релаксации. Если формула (13) описывает рассеяние носителей при условии, что примеси или дефекты расположены хаотично, то при коррелированном расположении примесей или дефектов становятся существенными эффекты интерференции электронных волн, рассеянных различными атомами примеси (дефектами).

4. Проводимость полупроводника  $n$ -HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> подробно исследовалась в ряде работ [9–12]. Далее мы кратко обрисует экспериментальную ситуацию, а также обсудим ее возможную интерпретацию. На рис. 2, *a* изображены типичные зависимости холловской подвижности от температуры для различных образцов HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub>. В парафазе подвижность составляет 10–30 см<sup>2</sup>/V · s. С понижением температуры подвижность сильно возрастает (примерно от  $T_c \sim 110$  К), достигая величин порядка 1200 см<sup>2</sup>/V · s при  $T = 4.2$  К для  $n \sim 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> [9]. Концентрация носителей, примерно начиная с  $2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, при низких температурах и до 200 К остается практически постоянной, что согласуется с нашим исходным предположением об объекте расчета как о вырожденном полупроводнике.



**Рис. 2.** Температурная зависимость подвижности для  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  с различной концентрацией носителей. *a* — эксперимент [17], *b* — теория.  $n = 5 \cdot 10^{18}$  (1),  $1.23 \cdot 10^{18}$  (2) и  $1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (3).



**Рис. 3.** Температурная зависимость магниторезистивного отношения для  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ . *a* — эксперимент [17], *b* — теория.  $H = 10.2$  (1),  $5.6$  (2) и  $1 \text{ kOe}$  (3).

Таким образом, в температурном интервале  $\sim 100 \text{ K}$  происходит увеличение подвижности на два порядка. Приложение магнитного поля вызывает сдвиг зависимости "подвижность от температуры" как целого в сторону больших температур. Как следствие наблюдается большое отрицательное магниторезистивное отношение, приведенное на рис. 3, *a*, с пиком в районе  $T_c$ .

Подобные зависимости в магнитоупорядоченных веществах обычно связывают с рассеянием носителей на спиновом беспорядке [10,11]. Как справедливо отмечают авторы [9], отсутствие минимума в зависимости "подвижность от температуры" в точке  $T_c$ , связанного

с возрастающей диффузией через спиновый беспорядок при повышении температуры, ставит под сомнение наличие в данном соединении обычного механизма рассеяния носителей на спиновом беспорядке. Добавим также, что увеличение подвижности на два порядка до величин, характерных для широкозонных полупроводников, свидетельствует в пользу серьезных изменений с температурой самой зонной структуры полупроводника. В качестве приемлемого механизма авторы [9] предложили механизм рассеяния носителей на спиновом беспорядке в узкой зоне  $d$ -состояний, природа которой, как и в нашем случае, связана с состояниями  $\text{Cr}^{2+}$ . Однако приводимая в [9] без вывода  $1/T$ -зависимость для подвижности, не имеющая никаких особенностей в  $T_c$ , выглядит неверной для этого механизма рассеяния. Кроме того, на примере сплавов переходных металлов (модель Мотта [13]) давно известно, что остаточное примесное рассеяние может оказаться температурозависимым [14], поэтому им нельзя пренебрегать при идентификации реального механизма рассеяния по температурной зависимости. В пользу этого говорит также необычная для полупроводников зависимость подвижности от концентрации дефектов. Самой большой подвижностью обладает образец, полученный при самом большом избыточном давлении паров ртути, а значит, с самым большим содержанием некомпенсированных вакансий по Se. Поскольку высокотемпературная часть подвижности практически не зависит от концентрации дефектов, их присутствие увеличивает именно зависящую от температуры часть подвижности.

Альтернативное общепринятому объяснение может быть связано с наличием рекордного "красного" сдвига оптического края поглощения в  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  [15]. При величине полупроводниковой щели  $E_g(300 \text{ K}) \approx 0.8 \text{ eV}$  сдвиг достигает  $0.5 \text{ eV}$  и  $E_g(4.2 \text{ K}) \approx 0.3 \text{ eV}$ , что свидетельствует о значительной перестройке нижней зоны проводимости (рис. 1). Вместе с перестройкой спектра и плотности состояний изменяются механизмы рассеяния носителей: примесный и фонный [14]. Как и в случае сплавов переходных металлов, мы можем столкнуться с ситуацией, когда механизм рассеяния на спиновом беспорядке будет испытывать конкуренцию со стороны примесного механизма рассеяния в  $d$ -состояния с аналогичной температурной зависимостью. Тем не менее различные по своей природе эти механизмы обладают и различными концентрационными зависимостями, что и позволяет в конечном счете идентифицировать преимущественное наличие одного из них в исследуемом материале.

В случае специально нелегированного образца  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  рассеяние носителей обусловлено вакансиями как по аниону, так и по А-катиону. Вакансии по Se приводят как к обычному потенциальному рассеянию, так и к рассеянию на флуктуациях кристаллического поля из-за сдвигов энергии  $d$ -уровня. Вакансии по Hg-катионам, по-видимому, мало влияют на  $d$ -уровни, поскольку находятся во второй координационной сфере.

В то же время для носителей, претерпевающих обычное потенциальное рассеяние, они действуют как центры рассеяния. Из-за сильной локализации  $d$ -состояний, в случае вакансии по Se, наиболее существенным является второе слагаемое в (2), остальные дефекты обуславливают в основном рассеяние носителей в канале обычного потенциального рассеяния на потенциале  $\Delta_1$ . Дефекты по подрешетке Se и Hg могут быть распределены различным образом. Мы считаем, что эти дефекты распределены независимым образом и будем пользоваться результатами расчета с некоррелированными примесями (13), (14). В эти формулы наряду с известными параметрами  $V = 0.15 \text{ eV}$ ,  $J = 0.8 \text{ eV}$ ,  $\Omega = -0.25 \text{ eV}$  ( $\Omega$  отсчитана от дна затравочной  $c$ -зоны в парафазе) [5] входят два неизвестных параметра  $\mu_s$  и  $\mu_d$ :

$$\sigma = e \sum_{\sigma} n_{\sigma} u_{\sigma}^2 \mu_{\text{eff}},$$

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{e}{m} \left( \frac{u_{\sigma}^2}{\tau_{tr}} + \frac{K_{\sigma} v_{\sigma}^2}{\tau_d} \right)^{-1} = \left( \frac{u_{\sigma}^2}{\mu_s} + \frac{K_{\sigma} v_{\sigma}^2}{\mu_d} \right)^{-1}. \quad (16)$$

При низких температурах ( $T \rightarrow 0$ )  $c$ -зона диффузных состояний под действием  $sd$ -обменного взаимодействия опускается ниже  $\Omega$ -уровня (рис. 1), поэтому доля носителей в  $c$ -состояниях велика:  $u_{\sigma}^2 \rightarrow 1$  и  $\mu_{\text{eff}} \rightarrow \mu_s \sim 1/c_1$ . С повышением температуры действие  $sd$ -обменного взаимодействия на  $c$ -зону слабеет ( $\langle S_z \rangle \rightarrow 0$ ), приводя к ее превышению над  $\Omega$ -уровнем. При этом носители переходят в бестоковые  $d$ -состояния, а их доля в  $c$ -состояниях  $u_{\sigma}^2 \rightarrow 0$ . Следовательно, в парафазе при  $T \gg T_c$   $\mu_{\text{eff}} \rightarrow \mu_d/K_{\sigma} \sim 1/c_2$ . Отсюда  $\frac{\mu_s}{\mu_d} \approx \frac{\mu_{\text{eff}}(T \rightarrow 0)}{K_{\sigma} \mu_{\text{eff}}(T \gg T_c)}$ . По экспериментальным данным это отношение примерно равно 100. Величина  $\mu_s$  была определена из абсолютного значения  $\mu_{\text{eff}}$  (4.2 К) для  $n \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  и оказалась равной  $\sim 2000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ . Затем рассчитывалась температурная зависимость  $\mu_{\text{eff}}(T)$ , показанная на рис. 2,  $b$  сплошной линией. Далее предположим, что роль избыточных паров ртути сводится к простому сокращению Hg-вакансий, причем число Se-вакансий остается постоянным и равным  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Тогда температурные зависимости для образцов с иной концентрацией носителей легко вычисляются (рис. 2,  $b$ ).

Характерно, что  $\mu_{\text{eff}}$  всегда меньше параметра  $\mu_s$ . Так, из (16) следует, что при  $u_{\sigma}^2 \rightarrow 0$  ( $d$ -уровень опускается много ниже дна  $c$ -зоны)  $\mu_{\text{eff}} \rightarrow 0$ . Это означает, что все носители находятся в  $d$ -канале рассеяния и в соответствии с большой плотностью  $d$ -состояний их вклад в подвижность минимален. В промежуточном случае  $u_{\sigma}^2 \sim v_{\sigma}^2$  эффективная подвижность  $\mu_{\text{eff}} \sim \mu_d$  и основной вклад в рассеяние носителей приходится на флуктуации  $d$ -уровней. Наконец, только при  $v_{\sigma}^2 \rightarrow 0$ , когда  $d$ -уровень  $\Omega \rightarrow \infty$ , имеем  $\mu_{\text{eff}} \sim \mu_s$ , т.е. параметр  $\mu_s$  имеет смысл максимально возможной подвижности, которая могла иметь место, если бы  $d$ -уровень располагался бесконечно высоко относительно дна  $c$ -зоны. При этом носители испытывают в основном обычное потенциальное рассе-

яние. Отметим также, что при  $u_{\sigma}^2, v_{\sigma}^2 \neq 0$  в пределе  $\mu_s \rightarrow \infty$  из (16) получаем

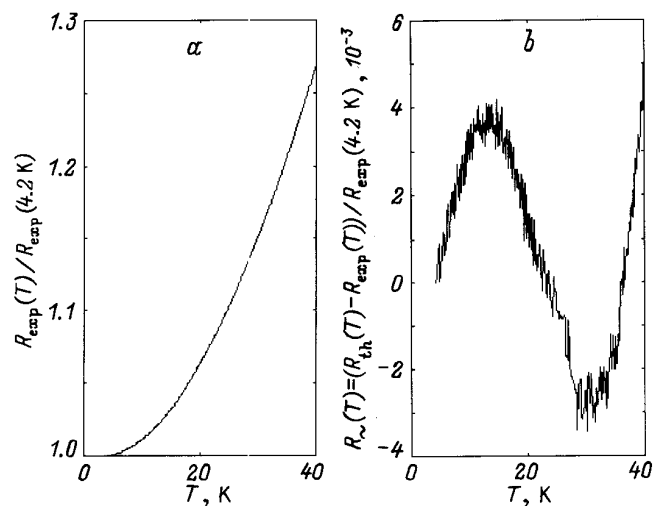
$$\sigma = \sum_{\sigma} e n_{\sigma} u_{\sigma}^2 \mu_{\sigma}^*, \quad \mu_{\sigma}^* = \frac{\mu_d}{K_{\sigma} v_{\sigma}^2}, \quad (17)$$

т.е. проводимость конечна даже при бесконечной длине свободного пробега носителей в  $c$ -состояниях. Этот эффект возникает из-за рассеяния носителей на флуктуационном потенциале кристаллического поля  $\Delta_2$ .

Рассчитанная величина магниторезистивного отношения  $(R(H) - R(0))/R(0)$  как функция температуры показана сплошной линией на рис. 3,  $b$ . Видно, что, как и в случае рассеяния на критических флуктуациях намагниченности, в окрестности температуры Кюри имеет место большое отрицательное магнитосопротивление с максимумом при  $T \sim T_c$ . Однако эти особенности магнитосопротивления обусловлены потенциальным рассеянием на примесях или дефектах, а также индуцированным магнитным полем перераспределением носителей по различным каналам рассеяния. Непосредственным следствием этих результатов является также ошибочность простой оценки вида  $\rho = \rho(H=0) - \rho(H \rightarrow \infty)$  для определения величины вклада в сопротивление полупроводника только от рассеяния носителей тока на спиновом беспорядке. Рассчитанный механизм магнитосопротивления в полном согласии с экспериментом наблюдается в виде однородного сдвига (без существенного изменения формы) кривой "проводимость от температуры" в сторону более высоких температур с приложением магнитного поля.

Особый интерес вызывает концентрационная зависимость подвижности. С уменьшением концентрации дефектов по немагнитным катионам эффективная подвижность носителей тока  $\mu_{\text{eff}}$  возрастает от  $300 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  при  $n \sim 1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  до  $1850 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  при  $n \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [9]. Можно предположить, что это связано с продолжающимися при этой концентрации дефектов процессами формирования примесной зоны проводимости и, следовательно, с недостатками упрощенного толкования вырожденного полупроводника как металла с простой заменой КТ на  $\mu$ . Возможно также, что с повышением давления ртутных паров концентрация дефектов  $c_1$  по подрешетке Hg-катионов уменьшается, и  $\mu_{\text{eff}}$  ( $\sim 1/c_1$ ) при низких температурах, когда рассеяние носителей происходит в основном в обычном потенциальном канале рассеяния, увеличивается. В свою очередь концентрация вакансий по Se  $c_2$  остается постоянной, однако только при высоких температурах ( $T \gg T_c$ )  $\mu_{\text{eff}} \sim 1/c_2$ .

В сильных магнитных полях, когда имеет место квантование Ландау для зонных электронов, в  $n$ -HgCr<sub>2</sub>Se<sub>4</sub> наблюдаются необычные квантовые осцилляции намагниченности и сопротивления [16]. Теоретическое описание намагниченности было сделано в работе [17] в рамках той же модели, что и в данной работе. Как видно из (4), дно зоны проводимости сдвигается пропорционально  $\langle S_z \rangle$ , а химпотенциал пинингован вблизи  $d$ -уровня  $\Omega$ . Поэтому эффективный химпотенциал,



**Рис. 4.** Экспериментальная температурная зависимость электросопротивления для  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  в поле 60 кОе (а) и осциллирующая часть сопротивления  $R_{\sim}(T)$  (б).

отсчитанный от дна зоны и определяющий фазу осциллирующей части термодинамического потенциала, намагниченности и сопротивления, приобретает сильную полевую и температурную зависимость в отличие от слабых  $T^2/\varepsilon_F$  поправок в теории ферми-жидкости. В результате наблюдаемые во внешнем магнитном поле квантовые осцилляции намагниченности и сопротивления теряют периодичность по обратному полю [16]. Аналогично при изменении температуры могут происходить пересечения хипотенциала с уровнями Ландау, приводящие к температурным квантовым осцилляциям, обнаруженным пока лишь для намагниченности в [18].

Для того чтобы выделить осциллирующую часть в температурной зависимости сопротивления, необходимо из экспериментальной кривой  $R_{\text{exp}}(T)$  (рис. 4, а [16]) вычесть монотонную зависимость, не связанную с квантованием Ландау, а именно сопротивление  $R_{th}(T)$ , определяемое формулой (15). Входящая в (14) температурная зависимость была найдена в рамках спин-волновой теории

$$\langle S_n \rangle = 3/2 - at^{3/2}Z_{3/2}(x) - bt^{5/2}Z_{5/2}(x) - ct^{7/2}Z_{7/2}(x), \quad (18)$$

$t = T/4\pi IS$ ,  $x = 2\mu_B H/T$ . Параметры разложения (18)  $a$ ,  $b$ ,  $c$  определены из подгонки под экспериментальную зависимость намагниченности от температуры с помощью симплекс-метода и оказались равными  $a = 0.8499$ ,  $b = -0.5545$ ,  $c = 0.1294$ . Полученная таким образом теоретическая зависимость  $R_{th}(T)$  описывает температурную зависимость сопротивления без учета квантования Ландау. Осциллирующая часть сопротивления  $R_{\sim}(T) = R_{\text{exp}}(T) - R_{th}(T)$  показана на рис. 4, б, где действительно наблюдается единичный период осцилляций, так же как и для намагниченно-

сти [18]. Относительная амплитуда осцилляций электросопротивления мала в силу малости самой концентрации носителей, но, как оказалось, превышает величину осцилляций по намагниченности примерно в пять раз.

В заключение отметим, что потенциальный примесный механизм рассеяния приобретает столь необычные температурные и полевые зависимости благодаря характерному для практики многокомпонентных соединений сочетанию нескольких факторов, исходные из которых — это нарушение стехиометрических законов и наличие в химсоставе полупроводника переходных элементов. Такое сочетание может быть первым показанием к существованию примесного вклада в сопротивление полупроводника с температурными и полевыми зависимостями, которые аналогичны здесь рассчитанным.

Авторы признательны А.Д. Балаеву за предоставление низкотемпературной зависимости электросопротивления  $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$  в поле 60 кОе.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 96-02-16075) и Красноярским краевым фондом науки (грант № 7F0175).

### Список литературы

- [1] Н.Н. Сирота. Физико-химическая природа фаз с переменным составом. Наука и техника, Минск (1970). 231 с.
- [2] S. Metfessel, D.C. Mattis. Magnetic Semiconductors, Handbuch der Physik. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-N.Y. (1968). 562 p.
- [3] Э.Л. Нагаев. Физика магнитных полупроводников. Наука, М. (1979). С. 127.
- [4] R. von Helmholz, J. Wecker, B. Holzapfel, L. Shultz, K. Samwer. Phys. Rev. Lett. **71**, 2331 (1993); S. Jin, T.H. Tiefel, M. Mc. Cormack, R.A. Fastnacht, R. Ramesh, L.H. Chen. Science **264**, 413 (1994).
- [5] В.А. Гавричков, С.Г. Овчинников, М.Ш. Ерухимов, И.С. Эдельман. ЖЭТФ **90**, 1275 (1986); В.А. Гавричков, С.Г. Овчинников, М.Ш. Ерухимов. ФТТ **29**, 527 (1987).
- [6] M. Lanoo, J. Bourgoin. Point defect in semiconductors I, theoretical aspects. Springer Series in Solid-States Science 22. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-N.Y. (1981). 264 p.
- [7] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. Гостехиздат, М. (1962). 350 с.
- [8] S.G. Ovchinnikov. Phase Trans. **36**, 15 (1991).
- [9] A. Selmi. Galvanomagnetic properties of the semiconductors  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ . Diplome de docteur (in French). University of P.-M. Curie (1979). P. 61–71; A. Selmi et al. J. Appl. Phys. **57**, 1, 3216 (1985); A. Selmi et al. J. Magn. Mater. **66**, 3, 295 (1987).
- [10] N. Koguchi, K. Masumoto, J. Phys. Chem. Sol. **41**, 1279 (1980).
- [11] Б.А. Гижевский, А.А. Самохвалов и др. ФТТ **26**, 9, 2647 (1984).
- [12] В.К. Чернов, В.А. Гавричков, Н.Б. Иванова, Г.С. Вейст, Ю.В. Бояршинов. ФТТ **28**, 1, 289 (1986).



- [13] N.F. Mott. Proc. Phys. Soc. **47**, 571 (1935); Proc. Roy. Soc. **A 153**, 368 (1936); N.F. Mott, K.W.H. Stevens. Phil. Mag. **2**, 1364 (1957); B.R. Coles. Adv. Phys. **7**, 40 (1958).
- [14] J. Frank, F. Blatt. Physics of electronic conduction in solids. McGraw–Hill Book Company (1968). 470 p.
- [15] T. Arai, M. Wakaki et al. J. Phys. Soc. Jap. **34**, 1, 68 (1973).
- [16] А.Д. Балаев, В.В. Вальков, В.А. Гавричков, Н.Б. Иванова, С.Г. Овчинников, В.К. Чернов. УФН **167**, 1016 (1997); А.Д. Балаев, В.А. Гавричков, С.Г. Овчинников, В.К. Чернов, Т.Г. Аминов, Г.Г. Шабунина. ЖЭТФ **113**, 5, в печати (1998).
- [17] В.В. Вальков, Д. Дзебисашвили. ЖЭТФ **111**, 654 (1997).
- [18] С.Г. Овчинников, В.К. Чернов, А.Д. Балаев, Н.Б. Иванова, В.А. Левшин, Б.П. Хрусталеv. Письма в ЖЭТФ **62**, 620 (1995).