

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ФЕРРОМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ n -HgCr₂Se₄

С.Г.Овчинников¹⁾, В.К.Чернов*, А.Д.Балаев, Н.Б.Иванова, В.А.Левшин⁺,
Б.П.Хрусталеv

*Институт физики им.Л.В.Киренского СО РАН
660036 Красноярск, Россия*

**Государственный технический университет
660074 Красноярск, Россия*

*+ИОНХ им. Н.С.Курнакова РАН
117907 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 сентября 1995г.

Обнаружен новый квантовый эффект, предсказанный ранее теоретически [1]: температурные осцилляции намагниченности в системе с переменной валентностью. Амплитуда осцилляций спадает с ростом температуры и уменьшением поля так же, как и для эффекта де Гааза-ван Альфена. Оценки эффективной массы дают, что $m^* = 0.01m_0$.

Обычно при исследовании квантовых осцилляций в магнитном поле рост температуры приводит лишь к затуханию осцилляций. Температурные поправки к химическому потенциалу, как известно, малы для вырожденной ферми-системы, $\delta\mu \sim (T^2/E_f)$. Иная ситуация в системах с переменной валентностью, где в окрестности уровня Ферми находится узкий пик плотности локализованных состояний, и с ростом температуры может происходить перераспределение электронов между зонными (c) и локализованными ($d(f)$) состояниями. В результате появляется более сильная температурная зависимость химического потенциала, $\delta\mu \sim T$. Если такую систему поместить в квантующее магнитное поле H , то можно наблюдать квантовые осцилляции при изменении T при фиксированном поле H . Этот эффект был предсказан теоретически [1]. В настоящей работе сообщаются результаты его экспериментального подтверждения.

Объектом исследования выбран вырожденный ферромагнитный полупроводник HgCr₂Se₄ n -типа. Такой выбор обусловлен двумя причинами: во-первых, в легированных хромовых халькогенидных шпинелях имеют место эффекты переменной валентности, связанные с сосуществованием ионов Cr³⁺ и Cr²⁺ для n -типа и Cr³⁺, Cr⁴⁺ для p -типа, во-вторых, в монокристаллах HgCr₂Se₄ n -типа с понижением T заметно возрастает подвижность носителей, что облегчает условия наблюдения квантовых осцилляций. Мы использовали монокристаллы n -HgCr₂Se₄, выращенные в ИОНХ им.Н.С.Курнакова, у которых подвижность $\eta \approx 1000$ см²/В·с при $T = 77$ К. Намагниченность измерялась с помощью вихревого магнитометра со сверхпроводящим соленоидом. Магнитное поле прикладывалось вдоль оси $\langle 110 \rangle$ кристалла.

Многие электрические и магнитные свойства магнитных полупроводников описываются в рамках $s-d$ -обменной модели [2]. Эффекты переменной ва-

¹⁾e-mail: sgo@iph.krasnoyarsk.su

лентности удобнее рассматривать в более общей многоэлектронной модели, спин-волновая теория для которой была построена в работе [3]. Как показано в [3], перераспределение электронов между зонными и локализованными носителями приводит к линейной зависимости от температуры не только химического потенциала, но и намагниченности:

$$M(T) = M_0 - \alpha T - \beta T^{3/2} Z_{3/2}(2\mu_b/k_b T). \quad (1)$$

Нарушающий закон Блоха линейный по T вклад в намагниченность был обнаружен экспериментально в CuCr_2S_4 , легированном CdCr_2Se_4 [4] и в HgCr_2Se_4 [5].

В квантующем магнитном поле для ферромагнетика с переменной валентностью намагниченность может быть записана в виде

$$M(B, T) = M_0 - \alpha T - \beta T^{3/2} Z_{3/2}(2\mu_b B/k_b T) + M_{\sim}(B, T), \quad (2)$$

где $M_{\sim}(B, T)$ — осциллирующая функция от T и $1/B$. Температурные зависимости $M_{\sim}(T)$ при $H = 20$ и 60 кЭ приведены на рис.1,2, соответственно. Величина M_{\sim} получена из экспериментально измеряемой намагниченности вычитанием спин-волновых вкладов, выписанных в (1). Вертикальные линии указывают погрешность измерения намагниченности. Видно, что амплитуда осцилляций на порядок превышает экспериментальную погрешность. Сплошная линия на рис.1, 2 определяется формулой

$$M_{\sim}(T) = \frac{a_1 T \sin(2\pi T/a_3 + a_4)}{\sin h(a_2 T)}. \quad (3)$$

Убывание амплитуды осцилляций с ростом T имеет место здесь так же, как и для полевых осцилляций де Гааза–ван Альфена и описывается формулой $x/\sin h(x)$, где $x = 2\pi^2 k_b T/\hbar\omega_c$. Подгонка формулы (3) под экспериментальные данные по методу наименьших квадратов дает для $H = 20$ кЭ значения коэффициентов $a_3 = 22.47$ К, $a_2 = 7.465 \cdot 10^{-2}$ К $^{-1}$. Используя значение a_2 , можно найти эффективную массу $m^* = 0.01m_0$. С этим значением эффективной массы можно посчитать спадание амплитуды осцилляций на рис.2 для $H = 60$ кЭ. Для $T = 40$ К множитель $x/\sin h(x)$ составляет 0.855, так что за счет большого поля амплитуда осцилляций практически не зависит от температуры для интервала $T < 40 \div 50$ К.

Исследование обычных осцилляций де Гааза–ван Альфена в данных образцах выявило период по $1/B$, равный $1.577 \cdot 10^{-6}$ Э $^{-1}$, соответствующий легким носителям с $m^* \simeq 0.01m_0$. Площадь экстремального сечения поверхности Ферми $S = 6.08 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$, что позволяет оценить концентрацию носителей $n \sim 2.87 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, совпадающую с данными эффекта Холла. С дальнейшим ростом температуры становятся существенными отклонения от простейшей спин-волновой зависимости (1); поэтому на зависимостях $M_{\sim}(T)$ появляются большие отклонения от осцилляционной зависимости (3).

Для грубого, чисто качественного пояснения причин, приводящих к линейным по T вкладам в химический потенциал, рассмотрим следующую модель (рис.3). При $T = 0$ локализованный уровень E_L пуст. Полная плотность состояний

$$g(E) = g_C(E) + g_L(E), g_L(E) = N_L \delta(E - E_L),$$

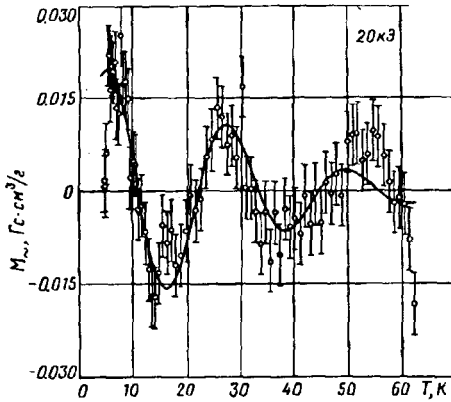


Рис.1. Температурная зависимость намагниченности HgCr_2Se_4 после вычета из нее спин-волнового вклада. Внешнее поле $H = 20 \text{ кЭ}$

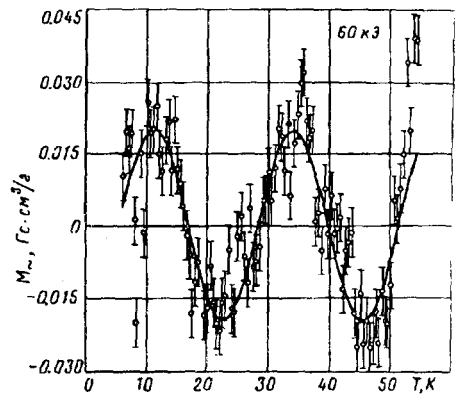


Рис.2. То же самое, что на рис.1, для поля $H = 60 \text{ кЭ}$

где N_L – число локализованных и $g_c(E)$ – плавная функция E . Химический потенциал находим из условия

$$N_e = \int_0^\infty g(E) f_F(E) dE. \quad (4)$$

При $T = 0$

$$N_e = \int_0^{E_L} g_c(E) dE,$$

при $T \neq 0$ при условии $k_b T \ll E_F$ из (4) получаем

$$N_e = N_e + (\mu - E_F) g_c(E_F) + \frac{\pi^2}{6} T^2 g_c(E_F) + \frac{N_L}{\exp((E_L - \mu)/k_b T) + 1}. \quad (5)$$

Отсюда для $E_L - E_F \ll k_b T \ll E_F$ получаем

$$\mu = E_L - 2k_b T. \quad (6)$$

Приведенные выше формулы могут рассматриваться лишь как иллюстрация появления сильных температурных поправок к химическому потенциалу в системах с переменной валентностью, за результатами расчетов в реалистичных моделях с учетом многоэлектронных эффектов мы отсылаем читателя к работам [1, 3]. Тем не менее, именно немонотонность полной плотности состояний, обусловленная наличием вкладов локализованных состояний вблизи уровня Ферми, характерна для систем с переменной валентностью.

Следует отметить, что температурные осцилляции в квантующем магнитном поле рассматривались ранее в полумагнитных полупроводниках $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [6], хотя там причина больших температурных поправок к химическому потенциалу другая. Экспериментально в [6] наблюдались не осцилляции, а два пика в температурной зависимости магнитосопротивления. Как анализируется

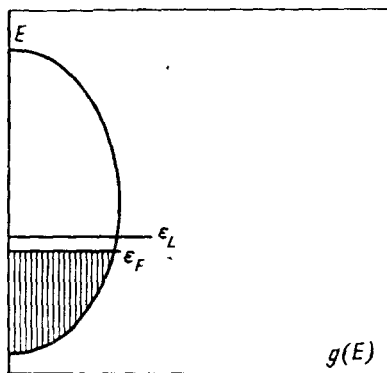


Рис.3

в обзоре [7], эти пики не связаны с термоосцилляциями, а обусловлены изменениями вкладов в проводимость зонных и примесных дырок при изменении температуры.

Подводя итоги, отметим, что предсказанный в работе [1] эффект температурных квантовых осцилляций в системах с переменной валентностью обнаружен в вырожденном ферромагнитном полупроводнике HgCr_2Se_4 n -типа. Сопоставление с полевыми осцилляциями де Гааза-ван Альфена указывает на то, что температурные осцилляции формируются легкими носителями с концентрацией $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и высокой подвижностью. Эффективная масса носителей $m^* = 0.01 m_0$.

Работа выполнена в рамках проекта Международного научного фонда, грант JD6100. Авторы благодарят В.М.Новоторцева, Т.Г.Аминова и А.Е.Жукова за возможность исследовать монокристаллы хромовых шпинелей, полученных в ИОНХ.

1. В.В.Вальков, С.Г.Овчинников, ФТТ **23**, 3492 (1981).
2. Э.Л.Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
3. В.В.Вальков, С.Г.Овчинников, ФТТ **24**, 1801 (1982).
4. А.Д.Балаев, В.Н.Бержанский, В.В.Вальков и др., Письма в ЖЭТФ **34**, 267 (1981).
5. Н.Б.Иванова, В.К.Чернов, ФТТ **28**, 1941 (1986).
6. M.Dobrowolska, W.Dobrowolski, R.R.Galazka, and J.Kossut, Solid State Commun. **30**, 25 (1979).
7. И.И.Ляпилин, И.М.Цидильковский, УФН **146**, 35 (1985).