

его правмерности пытаются привлечь дополнительные механизмы, например димеризацию [15].

Авторы благодарны Э. Л. Нагаеву за полезные обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

- [1] *Anderson P. W.* Phys. Rev., 1961, vol. 124, N 1, p. 41—53.
- [2] *Smith D. A. J.* Phys. C, 1968, vol. 1, N 5, p. 1263—1278.
- [3] *Нагаев Э. Л.* Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. 431 с.
- [4] *Кочарян А. Н., Хомский Д. И.* ФТТ, 1975, т. 17, № 2, с. 462—464.
- [5] *Кочарян А. Н., Овнянц П. С.* ЖЭТФ, 1978, т. 74, № 2, с. 620—628.
- [6] *Барabanов А. Ф., Михеев А. В.* ФТТ, 1986, т. 28, № 4, с. 998—1004.
- [7] *Барabanов А. Ф., Михеев А. В.* ФТТ, 1985, т. 27, № 9, с. 2658—2664.
- [8] *Lin T., Falikov L. M.* Phys. Rev., 1980, vol. B22, № 2, p. 857—862.
- [9] *Fujivara H., Kadomatsu H., Kurisu M., Hihara T., Kojima K., Kamigaichi T.* Sol. St. Commun., 1982, vol. 42, № 7, p. 509—511.
- [10] *Тейлор К., Дарби М.* Физика редкоземельных соединений. М.: Мир, 1974. 374 с.
- [11] *Lieb E. H., Wu F. Y.* Phys. Rev. Lett., 1968, vol. 20, N 25, p. 1445—1448.
- [12] *Fazekas P., Anderson P. W.* Phyl. Mag., 1974, vol. 30, N 2, p. 423—440.
- [13] *Anderson P. W., Baskaran G., Zou Z., Hsu T.* Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 26, p. 2790—2793.
- [14] *Emery V. J.* Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 26, p. 2794—2797.
- [15] *Kivelson S., Rokhsar D., Sethna J.* Phys. Rev., 1987, vol. B35, N 16, p. 8865—8868.

Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина АН СССР  
Троицк  
Московская область

Поступило в Редакцию  
12 августа 1987 г.  
В окончательной редакции  
11 декабря 1987 г.

УДК 535.115

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

## ЗАВИСИМОСТЬ ЧАСТОТ ОБМЕННЫХ МОД АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ В $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$

В. В. Еременко, С. А. Звягин, Ю. Г. Пашкевич,  
В. В. Пишко, В. Л. Соболев, В. В. Шахов

Настоящее сообщение посвящено экспериментальному и теоретическому исследованию температурной зависимости частот обменных мод антиферромагнитного резонанса (АФМР), обнаруженных в четырехподрешеточном ромбическом антиферромагнетике  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  с  $T_N = 4.33$  К [1]. Наличие этих мод присуще многоподрешеточным антиферромагнетикам с числом подрешеток большим двух, а их энергия активации определяется обменными межподрешеточными интегралами. Частотно-полевые зависимости всех мод АФМР данного антиферромагнетика подробно исследованы в [2], там же экспериментально определены величины интегралов ферромагнитного обмена и взаимодействия Дзялошинского.

Гамильтониан магнитной подсистемы  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ , квадратичный по операторам спинов, приведен в [3]. Далее будем рассматривать случай магнитного поля, параллельного легкой оси и не превышающего поля спин-флоп перехода. Температурные поправки к спектру обменных спиновых волн (СВ) будем учитывать стандартным образом [4], удерживая в разложении спиновых операторов, входящих в гамильтониан, по Бозе-операторам Голстейна—Примакова слагаемые четвертого порядка, ограничиваясь в последних учетом лишь обменных взаимодействий. Существенные упрощения в расчетах достигаются при использовании симметрии задачи путем введения линейных комбинаций Бозе-операторов спиновых отклонений подрешеток, называемых далее неприводимыми

операторами [5]. После диагонализации квадратичной части гамильтониана с помощью  $u-v$ -преобразования Боголюбова—Тябликова получаем спектр спиновых волн, соответствующий нулевой температуре, его явный вид приведен в [5]. Очевидно, что наиболее существенный вклад в перенормировку спектра высоколежащих обменных спиновых волн будут давать ветви с наименьшей энергией активации, поэтому в слагаемых четвертого порядка удерживаем лишь члены, описывающие взаимодействие обменных и акустических СВ. Расчеты проводились с помощью уравнений движения для температурных функций Грина [6]. Зависящие от температуры добавки к частотам АФМР на обменных модах  $\omega_{1256}^{\pm}$  (обозначения см. в [2]) имеют вид

$$\Delta\omega_{1256}^{\pm}(H, T) = - \sum_{\mathbf{q}\nu} \frac{n_{\mathbf{q}\nu}}{8NS} \{ E_3 (1 - \gamma_{13}(\mathbf{q})) (t_{L_2\nu}^2(\mathbf{q}) + d_{L_2\nu}^2(\mathbf{q}) + t_{L_3\nu}^2(\mathbf{q}) + d_{L_3\nu}^2(\mathbf{q})) \times \\ \times t_{F_{\pm}}^2(0) + [E_3 (1 - \gamma_{12}(\mathbf{q})) + E_0 (1 - \gamma_{13}(\mathbf{q}))] (t_{L_2\nu}^2(\mathbf{q}) + d_{L_2\nu}^2(\mathbf{q}) + (E_3 (1 - \gamma_{12}(\mathbf{q})) + \\ + E_0 (1 + \gamma_{13}(\mathbf{q})) (t_{L_3\nu}^2(\mathbf{q}) + d_{L_3\nu}^2(\mathbf{q})) t_{L_{1\pm}}^2(0) - 2 [E_0 + 2E_3 (1 - \gamma_{12}(\mathbf{q}))] \times \\ \times (d_{L_2\nu}(\mathbf{q}) d_{L_3\nu}(\mathbf{q}) + t_{L_2\nu}(\mathbf{q}) d_{L_3\nu}(\mathbf{q})) t_{F_{\pm}}(0) t_{L_{1\pm}}(0) \}, \quad (1)$$

где  $n_{\mathbf{q}\nu}$  — числа заполнения магновов ветви  $\nu$  с волновым вектором  $\mathbf{q}$ ;  $\nu$  — нумерует ветви акустических СВ;  $t$  и  $d$  — линейные комбинации

T, K	H рез, T			
	$\omega = 8.54 \text{ см}^{-1}$		$\omega = 8.16 \text{ см}^{-1}$	
	экспериментальная	теоретическая	экспериментальная	теоретическая
2.08	0.10	0.10	0.25	0.21
2.37	0.13	0.19	0.20	0.16
2.57	0.17	0.27	0.15	0.09

$u-v$ -коэффициентов, явный вид которых приведен в [5]; структурные факторы —  $\gamma_{12}(\mathbf{q}) = \cos \frac{qa}{2} \cos \frac{qb}{2}$ ,  $\gamma_{13}(\mathbf{q}) = \cos \frac{ql}{2}$  где  $a, b, c$  — постоянные элементарной магнитной ячейки;  $N$  — число магнитных ионов;  $S$  — величина спина иона;  $E_0 = 15.0 T$ ,  $E_3 = 3.66 T$  определяются величинами антиферромагнитного и ферромагнитного обменов соответственно [2]. При вычислениях по формуле (1) изменение частот акустических СВ от температуры нами не учитывалось. Подробно этот вопрос теоретически и экспериментально исследован в [7].

Эксперимент по измерению температурной зависимости частот линий поглощения обменных мод выполнялся на субмиллиметровом импульсном спектрометре, использовавшемся в [1, 2]. Исследовавшиеся в эксперименте образцы изготовлялись из монокристаллов  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ , выращенных из раствора хлорной меди и имели размеры  $3 \times 3 \times 1.5$  мм с огранкой вдоль кристаллографических осей. Развертка спектра осуществлялась импульсным магнитным полем на двух фиксированных частотах  $8.54 \text{ см}^{-1}$ , что несколько выше частоты положения обменных мод в отсутствие внешнего поля  $8.16 \text{ см}^{-1}$ , что несколько ниже этой частоты. Абсолютная точность измерения рабочей частоты составляла 0.2 %, а относительная точность измерения резонансных частот линий поглощения определялась долговременной нестабильностью генератора и составляла 0.01 % [2]. Точность измерения резонансных полей линий поглощения определялась шириной этих линий и составляла около 0.02 T при температуре 2 K и 0.04 T при температуре 2.7 K. Рабочая температура достигалась откачкой паров гелия из криостата, в котором размещался импульсный соленоид с исследуемым образцом, и измерялась по давлению паров с точностью  $\pm 10$  %.

При повышении температуры резонансные частоты обменных мод понижались, так что при регистрации спектров на частоте  $8.54 \text{ см}^{-1}$  линия поглощения моды  $\omega_{1256}^+$  смещалась в область больших значений магнитного поля, а линия поглощения  $\omega_{1256}^-$  на частоте  $8.16 \text{ см}^{-1}$  смещалась в область меньших полей. Общее изменение частот обменных мод с изменением температуры было довольно значительным и на интервале температур  $2.08\text{--}2.57 \text{ К}$  достигало порядка 1 % от их значения. В таблице приведены результаты теоретического расчета по формуле (1) и экспериментальные данные. Как видно из этих данных, имеется удовлетворительное качественное согласие теории и эксперимента.

Таким образом, предлагаемый нами механизм температурной зависимости частот обменных мод, обусловленный рассеянием обменных СВ на акустических, дает основной вклад в перенормировку спектра обменных мод и в целом правильно описывает эксперимент. При низких температурах  $T/T_N \ll 1$  этот механизм приводит к экспоненциальной зависимости от  $T$ . При более высоких температурах, таких как реализованные в эксперименте, экспонента уже не играет существенной роли.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Еременко В. В., Науменко В. М., Пашкевич Ю. Г., Пишко В. В. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, № 3, с. 97—100.
- [2] Барьялтар В. Г., Еременко В. В., Науменко В. М., Пашкович Ю. Г., Пишко В. В., Соболев В. Л. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 4, с. 1382—1394.
- [3] Пашкевич Ю. Г., Соболев В. Л., Телена В. Т. ФНТ, 1982, т. 8, № 7, с. 705—712.
- [4] Тябликов С. В. Методы квантовой теории магнетизма. М.: Наука, 1975. 528 с.
- [5] Еременко В. В., Звягин С. А., Пашкевич Ю. Г., Соболев В. Л., Федоров С. А. Препринт ИТФ—86—34Р, Киев, 1986. 29 с.
- [6] Ахизер А. А., Барьялтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
- [7] Галкин А. А., Ветчинов А. В., Данышин Н. К., Попов В. А. ФНТ, 1981, т. 7, № 10, с. 1314—1324.

Донецкий физико-технический  
институт АН УССР  
Донецк

Поступило в Редакцию  
15 декабря 1987 г.

УДК 537.226.4

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

## АНОМАЛЬНАЯ АМПЛИТУДА ЭФФЕКТА ДЕ ГААЗА—ВАН АЛЬФЕНА КВАЗИДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА (БЕРИЛЛИЙ)

В. С. Егоров

Для двумерного электронного газа амплитуда эффекта де Гааза—ван Альфена (дГВА) должна быть аномально велика [1], что очевидным образом обусловлено одинаковостью сечения поверхности Ферми для всех электронов. Измерения намагнитченности интеркалированного графита [2], поверхность Ферми которого можно считать близкой к цилиндрической, показали наличие «гигантской» амплитуды дГВА и возникновение известных магнитных доменов Кондона [3, 4]. Размагничивающий фактор образца  $L \simeq 1$  и было трудно сравнить результат с расчетом для однородной намагнитченности двумерного электронного газа [5].

В данной работе сообщается об измерении намагнитченности достаточно длинного ( $L \simeq 0$ ) монокристаллического образца бериллия, поверхность Ферми которого, а именно электронная «сигара» в 3-й зоне, хорошо известна [6—8] и очень близка к цилиндру. Это позволяет провести доста-