что гидриды (дейтериды) палладия принадлежат к сверхпроводникам нового типа, у которых существенный вклад в константу электрон-фононного взаимодействия вносит взаимодействие электронов с оптическими колебаниями атомов водорода, а более высокое значение T_c у дейтеридов обусловлено меньшей ангармоничностью колебаний у атомов дейтерия, чем у атомов протия. По-видимому, сверхпроводящие фазы в системах титан—водород и молибден—водород также относятся к этому новому типу сверхпроводников.

Авторы благодарны В. Г. Глебовскому за предоставленный монокристалл молибдена.

Литература

[1] *Skoškiewich T.* Phys. St. Sol. (*a*), 1972, vol. 11, N 2, p. K123—K126.
[2] *Понятовский Е. Г., Башкин И. О., Дегтярева В. Ф., Ращупкин В. И., Баркалов О. И., Аксенов Ю. А.* ФТТ, 1985, т. 27, № 11, с. 3446—3448.
[3] *Stritzker B., Wühl H.* In: Hydrogen in Metals II / Ed. G. Alefeld, J. Völkl. Topics in Appl. Phys. Berlin, Heidelberg, N. Y.: Springer-Verlag, 1978, vol. 29, p. 243—272.
[4] *Ponyatovsky E. G., Bashkin I. O., Degtyareva V. F., Aksenov Yu. A., Rashupkin V. I., Mogilyansky D. N.* J. Less-Common Metals, 1987, vol. 129, N 1, p. 93—103.
[5] *Ponyatovsky E. G., Antonov V. E., Belash I. T* In: Problems in Solid-State Physics / Ed. A. M. Prokhorov, A. S. Prokhorov. Moscow: Mir Publishers, 1984, p. 109—172.
[6] *Антонов В. Е., Антонова Т. Е., Белаш И. Т., Малышев В. Ю., Понятовский Е. Г., Ращупкин В. И.* ФТТ, 1986, т. 28, № 8, с. 2352—2357.
[7] *Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З.* Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений. М.: Наука, 1977. 384 с.
[8] *Ganguly B. N.* Zs. Physik, 1973, Bd. 265, H. 5, S. 433—439; Phys. Lett., 1973, vol. 46A, N 1, p. 23—24.

Институт физики твердого тела
АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
7 августа 1987 г.

УДК 548 :537.621

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

О КАСКАДЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПО ПОЛЮ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ОДНОИОННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Ф. П. Онуфриева

В [1] исследовались фазовые переходы (ФП) по полю, а также свойства индуцируемых полем фаз в ферромагнетике (ФМ) с легкоплоскостной (ЛП) одноионной анизотропией (ОА) в поле, перпендикулярном ЛП, при произвольном значении узельного спина S. Было показано, что в отличие от ФМ с ЛП анизотропией обмена вместо единственного ФП существует каскад ФП 2-го рода, соответствующий чередованию фаз со спонтанно нарушенной симметрией относительно вращений вокруг трудной оси ($ФМ_<$ фазы) и фаз, сохраняющих эту симметрию ($ФМ_{\|}$-фазы) (рис. 1), а свойства указанных фаз отличаются от известных свойств неколлинеарных и коллинеарных фаз ферромагнетика. Отличие связано с тем, что структура порядка в них обусловлена существованием не только ферромагнитных, но и тензорных составляющих параметра порядка.

В [1] изучался случай низких T. В настоящей работе мы проведем исследование свойств той же системы при произвольных T. Исходный гамильтониан имеет вид

$$\mathscr{H} = -\frac{1}{2}\sum_{ij}\mathscr{J}_{ij}(\mathbf{S}_i\mathbf{S}_j) + D\sum_i (S_i^z)^2 - H\sum_i S_i^z, \quad D > 0. \tag{1}$$

Рассмотрим коллинеарные ФМ$_{\parallel}$-фазы, конкретно фазу с номером m, характеризуемую тем, что нижним уровнем иона в среднем поле является уровень $|m\rangle$ (m — проекция спина на ось z). Используя связь спиновых операторов с операторами Хаббарда X^{nl} [1, 2], реализуемую в локальных координатах, которые в случае ФМ$_{\parallel}$-фаз совпадают с исходными

$$\left.\begin{aligned} &2S_i^+ = \sum_n \gamma_S(n)\, X_i^{n+1,\, n}, \qquad 2S_i^- = -\sum_n \gamma_S^*(n)\, X^{n,\, n+1}, \\ &S_i^z = \sum_n n X_i^{nn}, \qquad \left(\gamma_S(n) = \sqrt{(S-n)(S+n+1)}\right), \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

получим гамильтониан на языке операторов Хаббарда. Начнем с определения уравнений фазовых границ. В [1] было показано, что они могут быть

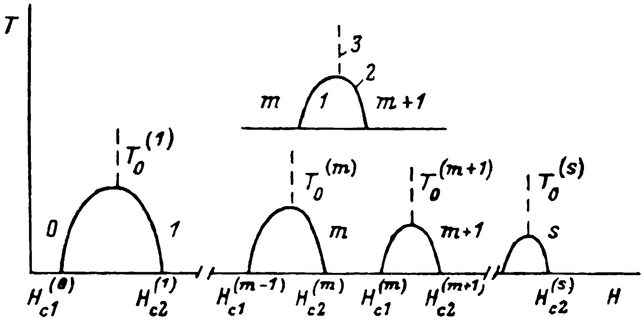

Рис. 1. Схематический вид фазовой диаграммы, соответствующей полному каскаду фазовых переходов, для случая целых S.

Сплошные линии — линии ФП 2-го рода. Фазы под кривыми — ФМ$_{<}$-фазы, фазы вне кривых — ФМ$_{\parallel}$-фазы с номерами 0, 1, m, $m+1$, S. Штриховые линии — условные границы между ФМ$_{\parallel}$-фазами с различными номерами. На вставке: 1 — $H_{c1}^{(m)}(T)$, 2 — $H_{c2}^{(m+1)}(T)$, 3 — $H_*^{(m+1)}(T)$. Температуры $T_0^{(n)}$ соответствуют точкам пересечения линий $H_{c1}^{(n-1)}(T)$, $H_{c2}^{(n)}(T)$ и $H_*^{(n)}(T)$.

найдены из условия смягчения 2 мод в спектре коллективных возбуждений, связанных с переходами $|m\rangle \to |m+1\rangle$ и $|m\rangle \to |m-1\rangle$. Их частоты при произвольных T проще всего можно определить, составив уравнения движения для операторов Хаббарда $X_{\mathbf{k}}^{m,m+1}$, $X_{\mathbf{k}}^{m,m-1}$ ($\mathbf{k}$ — квазиимпульс) и проводя в них расцепления в духе приближения хаотических фаз. Линеаризованные уравнения движения для векторного оператора $\mathbf{A}_{\mathbf{k}} = \begin{vmatrix} X_{\mathbf{k}}^{m,m+1} \\ X_{\mathbf{k}}^{m-1,m} \end{vmatrix}$ имеют вид $\dot{\mathbf{A}}_{\mathbf{k}} = \hat{D}(\mathbf{k})\mathbf{A}_{\mathbf{k}}$. Диагонализуя динамическую матрицу $\hat{D}(\mathbf{k})$, получим частоты коллективных возбуждений

$$\left.\begin{aligned} &\omega_{\mathbf{k}}^{\pm} = \left\{D^2 - D\mathscr{J}_{\mathbf{k}}B_+^{(m)}/2 + \left(\mathscr{J}_{\mathbf{k}}B_-^{(m)}/4\right)^2\right\}^{1/2} \pm \left(H - 2mD + \mathscr{J}_0 M_z - \mathscr{J}_{\mathbf{k}}B_-^{(m)}/4\right), \\ &B_{\pm}^{(m)} = \gamma_S^2(-m)\, b_-(m) \pm \gamma_S^2(m)\, b_+(m), \qquad \left(\mathscr{J}_{\mathbf{k}} \equiv \sum_{i-j}\mathscr{J}_{ij}e^{i\mathbf{k}(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)}\right). \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Если при этом средние $M_z \equiv \langle S^z \rangle$ и $b_{\pm}(m) \equiv \langle X^{mm} - X^{m\pm1,\, m\pm1}\rangle$ определять в приближении молекулярного поля, когда они даются уравнениями

$$\left.\begin{aligned} &M_z = \sum_{n=-S}^{S} n e(n) \Big/ \sum_{n=-S}^{S} e(n), \quad b_{\pm}(m) = \{e(m) - e(m\pm1)\} \Big/ \sum_{n=-S}^{S} e(n), \\ &e(n) \equiv \exp\{n(H + \mathscr{J}_0 M_z - nD)/\Theta\}, \qquad \Theta = k_{\text{Б}}T, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

то результат будет соответствовать нулевому приближению метода самосогласованного поля (ССП) по обратному радиусу обменного взаимодействия.

Из условий $\omega_0^- = 0$, $\omega_0^+ = 0$ получим уравнения фазовых границ $H_{c1}^{(m)}(T)$, $H_{c2}^{(m)}(T)$

$$H_{c1,\,c2}^{(m)}(T) = 2mD - \mathcal{J}_0 M_z + \mathcal{J}_0 B_-^{(m)}/4 \pm \{D^2 - D\mathcal{J}_0 B_+^{(m)}/2 + (\mathcal{J}_0 B_-^{(m)}/4)^2\}^{1/2}. \tag{5}$$

Если попытаться определить координаты точек, в которых $H_{c1}^{(m-1)}(T) = H_{c2}^{(m)}(T)$, получим не точки, а линии, на которых выполняется это равенство — штриховые линии на рис. 1, определяемые формулами

$$H_*^{(m)}(T) = D(2m+1) - \mathcal{J}_0 \sum_{n=-S}^{S} n \exp\{nD(2m+1-n)/\Theta\} \Big/ \sum_{n=-S}^{S} \exp\{nD(2m+1-n)/\Theta\}. \tag{6}$$

Эти линии есть условные границы между ФМ$_\parallel$-фазами с различными номерами, поскольку условия $\omega_0^\pm = 0$ для фиксированного m определяют гра-

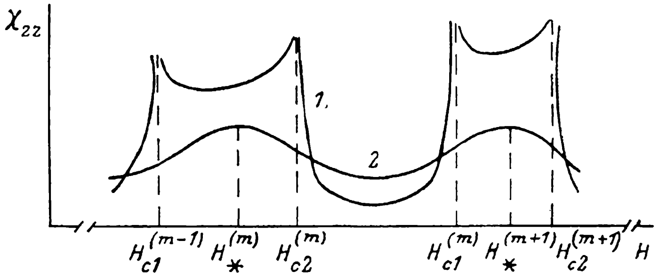

Рис. 2. Полевые зависимости продольной восприимчивости при $T=\mathrm{const}$.
1 — $T < T_0^{(m)}$, $T_0^{(m+1)}$; 2 — $T < T_0^{(m)}$, $T_0^{(m+1)}$.

ницу устойчивости ФМ$_\parallel$-структуры с номером m. Однако это не линии ФП в истинном смысле слова: переходы между ФМ$_\parallel$ структурами с различными m при $T > T_0^{(m)}$ происходят плавно.[1] Целесообразность указания их на фазовой диаграмме состоит в следующем. Во-первых, формулы, описывающие свойства ФМ$_\parallel$-фаз, например формулы для спектра, справедливы для фиксированного значения m, т. е. для области параметров, ограниченной штриховыми и сплошными линиями. Вторая причина связана с тем, что в пределах ФМ$_\parallel$-фазы с фиксированным m характер изменения физических характеристик с полем и температурой различен в областях, прилегающих к левой и правой границам. Поскольку для других m картина повторяется, линии $H_*^{(m)}(T)$, разделяющие левую и правую области существования соседних фаз, являются линиями изменения характера поведения физических характеристик системы. Об обращении в нуль частот ферромагнитного резонанса $\omega_0^\pm$, возрастающих с H справа и убывающих слева от линий $H = H_*^{(m)}(T)$, мы уже говорили. Рассмотрим теперь поведение термодинамических функций. В нулевом приближении ССП статистическая сумма ФМ$_\parallel$-фазы равна

$$Z = \sum_{n=-S}^{S} \exp[n(H + \mathcal{J}_0 M_z - nD)/\Theta], \tag{7}$$

где M_z определяется уравнением (4). Используя известные термодинамические соотношения, можем найти явные выражения для всех термодинамических функций (ТФ) в том же приближении. Аналогичным образом после выполненного предварительно перехода к локальным координатам [1] получим формулы для ТФ в ФМ$_<$-фазах. После численного решения

[1] Более подробно вопрос об отсутствии ФП обсуждается в [3], где рассматривается случай $S=1$ и соответственно единственная линия $H_*^{(1)}(T)$.

уравнения для намагниченности и последующих вычислений по этим формулам придем к температурным и полевым зависимостям, схематически отраженным на рис. 2, 3.

Полевые зависимости продольной восприимчивости отражают циклическое поведение $\chi_{zz}(H)$ с сингулярностями, характерными для ФП 2-го рода, в точках $H = H_{ci}^{(m)}(T)$ при $T < T_0^{(m)}$ и максимумами в точках $H = H_*^{(m)}(T)$ при $T > T_0^{(m)}$.

Что касается температурных зависимостей ТФ, то в зависимости от параметра H имеется 3 типа кривых восприимчивости $\chi_{zz}(T)$ и магнитной теплоемкости $C_S(T)$. Первый — кривые с аномалиями типа размытого максимума (кривые *1* на рис. 3) — реализуется при значениях поля из интервала $(H_{c2}^{(m)}, H_{c1}^{(m)})$, второй — кривые, традиционного для ФМ вида с типичными для ФП 2-го рода сингулярностями в точках $T = T_c(H)$ и монотонным убыванием $\chi_{zz}(T)$ и $C_S(T)$ при более высоких T (кривые *3*) —

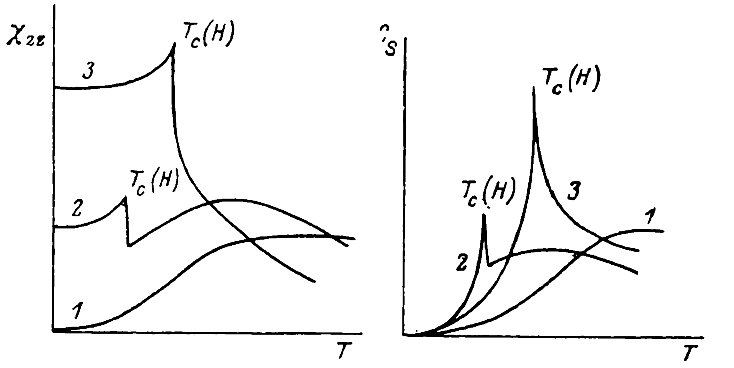

Рис. 3. Три типа кривых температурных зависимостей магнитных восприимчивости и теплоемкости при H=const.

1 — $H \in (H_{c2}^{(n)}, H_{c1}^{(n)})$; *2*, *3* — $H \in (H_{c1}^{(n)}, H_{c2}^{(n+1)})$, причем кривые типа *3* реализуются для полей, близких к $H_*^{(n)}(T)$ $(n = 0, 1, \quad m, \quad S-1)$.

реализуется в области полей, прилегающей к линиям $H_*^{(m)}(T)$. Наконец, третий тип — кривые, совмещающие сингулярности, характерные для ФП 2-го рода, в точках $T = T_c(H)$ с размытым максимумом при более высоких T (кривые *2*), — реализуется при значениях поля из интервала $(H_{c_1}^{(m)}, H_{c_2}^{(m+1)})$, прилегающих к границам этого интервала. При этом область существования кривых типа *2* несимметрична: широкая вблизи $H = H_{c1}^{(m)}$ и узкая (притом сужающаяся с ростом m) вблизи $H = H_{c_2}^{(m+1)}$. Отметим также, что для полей, прилегающих к $H = H_{c2}^{(m+1)}$, аномальное поведение ТФ выше температуры ФП реализуется в узкой области температур, сужающейся с ростом m.

Экспериментальная реализация описанного поведения возможна в магнитных соединениях с существенной ОА, например в редкоземельных материалах. Из имеющихся экспериментов можно отметить работы [4], где, по-видимому, наблюдался подобный каскад ФП в соединениях $AFeCl_3$ (A—Rb, Cs) и $FeSiF_6 \cdot 6H_2O$ с $S = 2$, в частности, получено поведение $\chi_{zz}(H)$, близкое к описанному в статье, а также эксперименты [5, 6], относящиеся к немагнитной фазе (фазе с $m = 0$) в синглетных магнетиках $Ni(C_5H_5NO)_6(ClO_4)_2$ и $Ni(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ с $S = 1$, где, в частности, получено температурное изменение восприимчивости и теплоемкости, качественно совпадающее с описанным в статье. Свойства в промежуточных фазах с $m \neq 0$, $m \neq S$, насколько нам известно, экспериментально не изучались.

Литература

[1] *Онуфриева Ф. П.* ФНТ, 1987, т. 14, № 1, с. 58—66.
[2] *Judd B. R.* Operator techniques in Atomic Spectroscopy. N. Y.: McGraw—Hill, 1963. 198 p.

[3] *Дьяконов В. П., Зубов Э. Е., Онуфриева Ф. П., Сайко А. В., Фита И. М.* ЖЭТФ, 1987, т. 93, № 5 (11), с. 1775—1787.
[4] *Завадский Э. А., Тодрис Б. М., Заворотнев Ю. Д., Асадов С. К.* Всесоюзн. совещ. по физике низких температур. Тезисы докладов. Таллин, 1984, ч. 3, с. 54—55; *Асадов С. К., Завадский Э. А., Заворотнев Ю. Д., Тодрис Б. М.* Всесоюзн. конф. по физике магнитных явлений. Тезисы докладов. Донецк. 1985, с. 49—50.
[5] *Diederix K. M., Algra H. A., Groen T. P.* et al. Phys. Lett., 1977, vol. 60A, N 3, p. 247—249; *Algra H. A., Bartolome J. De Jongh L. J.* et al. Physica, 1978, vol. 93B, p. 35—46.
[6] *Wada N., Matsumoto K., Amaya K., Haseda T.* J. Phys. Soc. Jap., 1979, vol. 47, N 4, p. 1061—1068.

Одесский государственный университет
им. И. И. Мечникова
Одесса

Поступило в Редакцию
14 августа 1987 г.

УДК 535.36; 535.21; 778

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МАГНОНОВ В ПОЛЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ

А. А. Звягин, П. Н. Лейфер, А. М. Фришман

1. При описании параметрического возбуждения спиновых волн обычно считают, что длина волны переменного магнитного поля L велика по сравнению с размерами образца $d \ll L$, так что неоднородностью поля волны следует пренебречь [1]. Это предположение отвечает типичной экспериментальной ситуации, так как используемые частоты лежат в диапазоне 10^9—10^{10} Гц, а линейные размеры образцов ферритов, в которых изучается параметрическое возбуждение, не более 1 см.

Однако, если возбуждать спиновые волны более высокими частотами накачки $\sim 10^{12}$ Гц, то неоднородность поля на образце может стать эффективной. Заметим, что увеличение рабочей частоты накачки ω приводит к увеличению энергии ε_k и квазиимпульса k возбуждаемых магнонов (соответственно к уменьшению длины волны $\lambda = 2\pi/k$). В результате, добиваясь неравенства $d/L > 1$, мы одновременно усиливаем неравенство $\lambda/L = q/k \ll 1$, где $q = 2\pi/k$ — импульс фотона. Действительно, при квадратичном законе дисперсии параметр $q/k \sim \hbar\omega/\sqrt{\hbar\omega - 2\varepsilon_0}$, и поэтому величина q/k убывает при увеличении разности $\hbar\omega - 2\varepsilon_0$. Если параметр λ/L очень мал, то при $d/L > 1$ учет неоднородности поля волны возможен, но эффект мал в меру малости λ/L. Увеличить λ/L, не нарушая неравенства $d/L > 1$ и тем самым сделать неоднородность поля волны наблюдаемой, можно, увеличив величину постоянного поля подмагничивания (повышая щель в спектре магнонов).

Таким образом, при изучении параметрического возбуждения магнонов на частотах $\sim 10^{12}$ Гц, в полях подмагничивания $\sim 10^5$ Э необходимо учитывать неоднородность поля электромагнитной волны, иными словами, нельзя полагать импульс фотона q равным нулю.

2. Гамильтониан спиновой системы в отсутствие переменного поля в гармоническом приближении может быть представлен в виде [2]

$$\mathscr{H}_0 = \sum_k \left\{ A_k a_k^+ a_k + \frac{1}{2} (B_k a_k a_{-k} + \text{э. с}) \right\}. \tag{1}$$

Здесь a_k^+, a_k — Бозе-операторы рождения и уничтожения, A_k — определяется обменным и релятивистскими взаимодействиями, а B_k — только релятивистскими.