Краткие сообщения по физике № 2-1987 г.

УДК 538.11

ЗАКОН СООТВЕТСТВЕННЫХ СОСТОЯНИЙ И ФЕРРОМАГНЕТИЗМ

В.М. Зверев, В.П. Силин

Рассмотрены следствия самосогласованной флуктуационно-фононной модели ферромагнетика, в которой описание решетки осуществляется на основе закона соответственных состояний.

В качестве исходного выражения для свободной энергии слабого ферромагнетика с коллективизированными электронами как функции объема V, температуры T и плотности намагниченности M используем выражение

$$F_M(T,V,M) = F_0(V) + \delta F(T,V,M) = F_0(V) - \frac{1}{2}\gamma(V)T^2 + \Theta(V) f\left(\frac{T}{\Theta(V)}\right) + M^2 \left[\frac{V}{4\chi_0(V)} \times \right.$$

$$\left. \times \left(1 - \frac{T^2}{T_0^2(V)}\right) + \frac{d\Theta}{dK_0} \frac{V}{4} \left(\frac{d^2}{dV^2} \frac{V}{\chi_0(V)} \right) \varphi\left(\frac{T}{\theta(V)}\right) \right] - \frac{VM^4}{8\chi_0(V) M^2(0,0,V)} . \tag{1}$$

Здесь $F_0(V) = F_M(T = 0, V, M = 0)$; $\gamma(V)$ – коэффициент перед температурой T в электронной теплоемкости при $M = 0$; $\Theta f(T/\Theta)$ отвечает решеточному вкладу в модели соответственных состояний /1/; $\Theta(V)$ – дебаевская температура; $\varphi(x) = f(x) - xf'(x)$. Решеточный вклад в слагаемое $\propto M^2$ обусловлен зависимостью дебаевской температуры от намагничения $\Theta(V, M^2) = \Theta(V) + M^2\Theta'$, где Θ' возникает благодаря зависимости модуля всестороннего сжатия $K_M = K_0 + M^2 K'$ от M^2 /2/, поэтому в (1) возникло $d\Theta/dK_0$. В соответствии со стонеровским подходом /3–5/ имеем:

$$\chi_0(V) = \frac{\beta^2\nu}{1 + 2\psi\nu}, \quad T_0^2(V) = \frac{6(1 + 2\psi\nu)}{(\pi\kappa)^2 o_1'}, \quad M^2(0,0,V) = 24\beta^2 \frac{1 + 2\psi\nu}{o_3'} . \tag{2}$$

Здесь β – магнитный момент электрона; ψ – константа обменного взаимодействия; κ – постоянная Больцмана; $o_n = \nu'/\nu^n$; ν – плотность энергетических уровней электрона на уровне Ферми; штрих означает дифференцирование по энергии Ферми. Имея в виду определение магнитной индукции $B = V^{-1}(\partial F_M/\partial M)_{T,V}$, из (1) получаем уравнение Белова – Арротта:

$$M^2/M^2(0,0,V) + 2\chi_0 B/M = 1 - T^2/T_0^2 - (1 - T_c^2/T_0^2)[\varphi(T/\Theta)/\varphi(T_c/\Theta)], \tag{3}$$

где температура Кюри T_c определяется уравнением:

$$\varphi\left(\frac{T_c}{\Theta}\right) = -\frac{1 - T_c^2/T_0^2}{d\Theta/dK_0} \left(\chi_0 \frac{d^2}{dV^2} \frac{V}{\chi_0(V)} \right)^{-1} . \tag{4}$$

Отличие уравнения (3) от возникающего в подходе /6/ обусловлено тем, что в /6/ в выражении для свободной энергии как функции намагниченности использован модуль всестороннего сжатия не при постоянной намагниченности, а при постоянной индукции. Мы также предполагаем $f(0) \ll \varphi(T_c/\Theta)$.

Для описания теплового расширения при постоянном давлении P и постоянной индукции использован термодинамический потенциал $\Phi(T, P, B) = \Phi_0(P) + \delta F(T, V_0(P), M(T, V_0(P), B))$, где $V_0(P) = d\Phi_0/dP$, а $M(T, B, V)$ определяется уравнением (3). Тогда $V \equiv V(T,P,B) = V_0(P)(1 + \omega_T + \omega_M)$, где $\omega_T = (d\ln V_0/dP) \times [-(1/2)(d\gamma/dV_0)T^2 + (d\Theta/dV_0)\varphi(T/\Theta)]$, а обусловленное изменением намагниченности магнитоупругое приращение объема в обычных условиях $M \gg \beta^2 \nu B$ дается формулой:

$$\omega_M = AM^2(T, B, V_0(P)), \tag{5}$$

где $A = (1/4)(d\ln V_0/dP)(d/dV_0)[V_0/\chi_0(V)]$. Аналогично коэффициент теплового расширения $a_B = V^{-1}(\partial V/\partial T)_{B,P} = a_e + a_{ph}$. Здесь $a_e = -T[(1/V_0)d\gamma/dP + 2AM^2(0,0,V_0)/T_0^2(1+\xi)]$ отвечает температурной зависимости, обусловленной тепловым размытием уровня Ферми, $\xi = -\chi_0 M^2(0,0,V_0)B/M^3$. Фононный вклад дается формулой:

$$a_{ph} = C_{ph}(T)\left[\frac{1}{V_0}\ \frac{d\ln\Theta}{dP} - \frac{AM^2(0,0,V_0)(1 - T_c^2/T_0^2)}{\Theta\varphi(T_c/\Theta)(1+\xi)}\right], \tag{6}$$

где $C_{ph}(T) = -(T/\Theta)f''(T/\Theta)$ – решеточная теплоемкость.

Остановимся на модельной зависимости плотности энергетических уровней ν от объема. Следуя /7/, будем считать, что энергия электрона имеет вид: $\epsilon(\mathbf{p},V) = W(V)\,\mathcal{E}(\mathbf{p})$, где $W(V)$ – ширина зоны. Соответственно этому $\nu = W^{-1}(V)\mu[\epsilon_F(V)/W(V)]$ и $\int_0^{\epsilon_F/W} d\epsilon\mu(\epsilon) = N/2V$, где N – число магнитных электронов. Отсюда следуют формулы:

$$\frac{d}{d\ln V}\left(\ln\frac{V}{\chi_0}\right) = \frac{1}{1+2\psi\nu}\left[\frac{N\nu'}{2V\nu^2} - \frac{d\ln(\psi/W)}{d\ln V}\right] = \frac{d\ln M^2(0,0,V)}{d\ln V}, \tag{7}$$

$$V\,\frac{d^2}{dV^2}\left(\frac{V}{\chi_0}\right) = \frac{1}{\beta^2\nu}\left[-\frac{o_3' N^2}{4V^2} + \frac{o_2 N}{V}\ \frac{d\ln W}{d\ln V} - \frac{d^2\ln(\psi/W)}{d(\ln V)^2} - \right.$$

$$\left. - \frac{d\ln(\psi/W)}{d\ln V}\left(1 + \frac{d\ln(\psi W)}{d\ln V}\right)\right] \equiv \frac{\tau}{\beta^2\nu}. \tag{8}$$

Отметим, что, согласно /8/, $\ln W = r\ln V$, где для d-зоны $r = -5/3$. В формулах (7), (8) (как и в (1), (2)) $|1 + 2\psi\nu| \ll 1$, что отвечает $d\ln M^2(0,0,V)/d\ln V \gg 1$. Поэтому согласно (7):

$$A = [1/4\chi_0(V_0)]d\ln M^2(0,0,V_0)/dP, \tag{9}$$

т.е. экспериментально измеряемый коэффициент A выражается через наблюдаемые величины. В табл. 1 приведены результаты измерений $\bar{A}_{exp} = A/V_{mol}^2$ и вычисленные значения по формуле (9) $\bar{A}_{cal} = -(1/2\chi_{hf} \times V_{mol})[d\ln M(0,0,V_0)/dP]$, по измеренным значениям барической производной $M(0,0,V_0)$, восприимчивости $\chi_{hf} = -\chi_0(V_0)V_{mol}$ и объема V_{mol} грамм-молекулы. Близость $\bar{A}_{exp}$ и $\bar{A}_{cal}$ указывает на то, что ферромагнетик является слабым. В табл. 1 экспериментальные данные по V_{mol}, χ_{hf} и $\bar{A}_{exp}$ взяты из обзора /4/ и работ /9,10/, а значения барических производных – из /11/.

При $T_c \gg \Theta$ формула (6) может быть записана в виде:

$$a_{ph} = C_{ph}(T)\left[\frac{1}{V_0}\ \frac{d\ln\Theta}{dP} - \frac{AM^2(0,0,V_0)(1 - T_c^2/T_0^2)}{T_c C_{ph}(T_c)(1+\xi)}\right].$$

Здесь первое слагаемое совпадает с соответствующим выражением $\alpha^{\text{п}}_{ph}$, описывающим фононный вклад в коэффициент теплового расширения в парамагнитной фазе, а второе слагаемое при B = 0 отвечает скачку коэффициента теплового расширения

$$\Delta\alpha_{ph}(T) = -C_{ph}(T)\,AM^2(0{,}0{,}V_0)(1 - T_c^2/T_0^2)/(T_c C_{ph}(T_c))\,.$$

Таблица 1

Магнитообъемные параметры ферромагнитных сплавов

Соединение	$ZrZn_2$	Sc_3In	$Zr(Fe_{0,6}Co_{0,4})_2$	$Ni_{0,76}Al_{0,24}$	$Ni_{0,429}Pt_{0,571}$	$Fe_{0,72}Pt^{*}_{0,28}$	$Fe_{0,72}Pt^{**}_{0,28}$	$Fe_{0,65}Ni_{0,35}$
V_{mol}, см^3	31	57	26	6,9	9,1	8,0	8,0	6,9
χ_{hf}, 10^{-3} $\frac{\text{ед.СГСМ}}{\text{г-моль}}$	9,4	14	10	1,2	42 20	0,8	1,2	1,1
$\frac{d\ln M(0,0,V_0)}{dP}$ 10^{-4} кбар$^{-1}$	−602 −517	−337	−187	−38	−1062 −675	−12	−6,5 −8,5	−42 −76
$\bar{A}_{cal}$, $10^{-10}\left(\frac{\text{г-моль}}{\text{ед.СГСМ}}\right)^2$	1,03 0,89	0,21	0,36	2,3	1,4 1,9	0,94	0,3 0,4	2,8 5,0
$\bar{A}_{exp}$, $10^{-10}\left(\frac{\text{г-моль}}{\text{ед.СГСМ}}\right)^2$	1,02 /10/ 1,0 1,7	0,26	0,35	2,9	1,9	0,96	1,1	2,1 /11/ 1,6
$\frac{d\ln M^2(0,0,V)}{d\ln V}$	50,2 43,1	29,3	74,8	18,1	494,0 314,0	4,4	2,4 3,2	10,5 20,8

* Упорядоченный сплав.

** Разупорядоченный сплав.

В частности, для инвара $Fe_{0,65}Ni_{0,35}$ при $T > T_c$ на опыте $\alpha^{\text{п}}_{ph} \approx (3{,}0 \div 4{,}2)\cdot 10^{-5}\,K^{-1}$. Экспериментальные данные по $AM^2(0,0,V_0)$ и T_c /4/ позволяют вычислить $\Delta\alpha_{ph}(T_c) = -(2{,}8 \div 3{,}8)\cdot 10^{-5}\,K^{-1}$. Это позволяет объяснить уменьшение коэффициента теплового расширения при переходе инвара в ферромагнитное состояние тепловыми флуктуациями решетки.

Запишем предельные следствия уравнения (4):

$$T_c = -\frac{(1 + 2\psi\nu)K_0 V_0}{\tau C_{ph}(d\ln\Theta/d\ln K_0)}\,,\quad T_c \gg \Theta,\ \ C_{ph} = \text{const},$$

$$T_c^4 = -\frac{4(1 + 2\psi\nu)\Theta^3 K_0 V_0}{\tau C_0\,(d\ln\Theta/d\ln K_0)}\,,\quad \Theta \gg T_c,\ \ C_{ph}(T) = C_0(T/\Theta)^3,$$

где $K_0 = Vd^2F_0/dV^2$ — модуль всестороннего сжатия. В изотропной модели и в предположении, что поперечная скорость звука u_t не зависит от K_0, получаем $d\ln\Theta/d\ln K_0 = (1/2)\,[1 + 2(u_l/u_t)^3]^{-1}$. Также укажем, что в модели ψ = const, W = const, согласно (8), имеем $\tau = -\alpha'_3 N^2/4V^2$. Уравнение (4) при $T_c \ll T_0$ для слабого ферромагнетика дает следующие соотношения: для барической производной T_c

$$d\ln T_c/dP \approx d\ln\Theta/dP + [2\Theta\varphi(T_c/\Theta)/T_cC_{ph}(T_c)]\,d\ln M(0,0,V_0)/dP,$$

для изотопического эффекта (m_i – масса атома решетки)

$$d\ln T_c/d\ln m_i \approx -(1/2)\,d\ln T_c/d\ln\Theta = -\ (1/2)\,[1 - \Theta\varphi(T_c/\Theta)/T_cC_{ph}(T_c)].$$

Полученные формулы для ферромагнитного состояния находятся в качественном соответствии с экспериментально наблюдаемыми закономерностями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика, ч. I, М., Наука, 1976, с. 224–226.
2. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М., Наука, 1967, с. 154.
3. Wohlfarth E. P. Physica B + C, **119**, 203 (1983).
4. Shimizu M. Rept. Prog. Phys., **44**, 329 (1981).
5. Зверев В. М., Силин В. П. ЖЭТФ, **89**, в. 2 (8), 642 (1985).
6. Kim D. J. Phys. Rev. B, **25**, 6919 (1982).
7. Lang N. D., Ehrenreich H. Phys. Rev., **168**, 605 (1968).
8. Heine V. Phys. Rev., **153**, 673 (1967).
9. Ogawa S., Waki S. J. Phys. Soc. Japan, **22**, 1514 (1967).
10. Hausch G. Phys. Stat. Sol. (a), **18**, 735 (1973).
11. Inoue J., Shimizu M. Phys. Lett., **90A**, 85 (1982).

Поступила в редакцию 19 декабря 1986 г.