Краткие сообщения по физике № 11-1986 г.

УДК 538.11

О ВЛИЯНИИ ТЕПЛОВОГО РАСШИРЕНИЯ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СЛАБОФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛОВ

В.М. Зверев, В.П. Силин

Обсуждается влияние теплового расширения решетки на температурные свойства слабоферромагнитных металлов.

В основу термодинамического описания магнетизма подвижных коллективизированных электронов положим следующее выражение для свободной энергии электронной ферми-жидкости (ср. /1/)

$$F(T,V,B,N) = F(0,V,0,N) - \frac{(\pi\kappa T)^2}{3}\nu V + V\left[\frac{(1+2\psi\nu)}{4\beta^2\nu}\left(1-\frac{T^2}{T_0^2}\right)M^2(T,V,B,N) - \right.$$

$$\left. - \frac{\nu\nu'' - 3(\nu')^2}{192\beta^4\nu^5}M^4(T,V,B,N) - M(T,V,B,N)B\right]. \tag{1}$$

Здесь $F(0,V,0,N)$ – свободная энергия ферми-газа при $T=0$ /2/, T – температура, V – объем металла, B – магнитная индукция, κ – постоянная Больцмана, β – магнитный момент электрона, ψ – параметр обменного взаимодействия, $\nu = \nu(\eta)$ – плотность энергетических состояний, ν' и ν'' – ее производные, $\eta = \eta(N/V)$ – химический потенциал, определяемый уравнением $\int_0^\eta d\epsilon\nu(\epsilon) = N/2V$, где N – число электронов.

Выражение (1) приводит к известным соотношениям /1,3/ для намагниченности M и магнитной восприимчивости χ в парамагнитной фазе

$$\frac{M^2(T,V,B,N)}{M^2(0,V,0,N)} = 1 - \frac{T^2}{T_0^2(V,N)} - \frac{\chi_0 B}{M(T,V,B,N)};\quad \chi(T,V,0,N) = -\chi_0\left[\frac{T^2}{T_0^2(V,N)} - 1\right]^{-1} \tag{2}$$

как функций T,V,B и N. Здесь, как и в (1), $T_0^2(V,N) = (1+2\psi\nu)[6\nu^2/(\pi\kappa)^2][\nu\nu''-(\nu')^2]^{-1}$ – квадрат температуры Кюри, $M^2(0,V,0,N) = 24\beta^2\nu^4(1+2\psi\nu)[\nu\nu''-3(\nu')^2]^{-1}$ – квадрат плотности намагниченности слабого ферромагнетика при $T = B = 0$, $\chi_0 \equiv \chi_0(V,N) = 2\beta^2\nu/(1+2\psi\nu)$.

Характерная для формул (2) температурная зависимость $\propto T^2$ не всегда наблюдается на опыте. В частности, магнитная восприимчивость многих ферромагнитных металлов при температурах выше точки Кюри следует закону Кюри – Вейсса /4/. Как было показано в /5/, имеются экспериментальные результаты, указывающие на то, что тепловое расширение может количественно определять температурную зависимость магнитной восприимчивости парамагнитных металлов. При этом, если тепловое расширение объема металла может быть аппроксимировано интерполяционной формулой Дебая /2/, то для $T > \Theta$ (где Θ – температура Дебая) в условиях постоянства давления P возникает кюри-вейссовский закон поведения с температурой $\chi(T,P,0,N)$.

В данном сообщении обсуждается влияние теплового расширения металла на уравнение состояния для намагниченности и на магнитную восприимчивость (2) в рамках ферми-жидкостной модели ферромагнитного металла /3/.

Предполагается, что величина $1 + 2\psi\nu$, во-первых, отрицательна, а, во-вторых, много меньше единицы. Поэтому, малые изменения $2\psi\nu$ могут приводить к ярким эффектам. Ниже учтено изменение этой величины из-за теплового расширения. Для этого в уравнении (2) необходимо перейти от переменной V к давлению P, которое с учетом (1) равно

$$P = P_0(V,N) + \frac{(\pi\kappa T)^2\nu(1-r)}{3} - \left[\frac{\partial \ln M^2(0,V,0,N)}{\partial \ln V}\right]\frac{M^2(T,V,B,N) - M^2(0,V,0,N)}{2\chi_0}, \tag{3}$$

где $P_0(V,N)$ – давление в ферромагнетике при $T = 0$, $r = N\nu'/2V\nu^2$.

В соответствии с /2/ эта формула дает

$$V(T,P,B,N) = V_0(P,N) + \frac{V_0(P,N)}{\lambda_п(P,N)}\left\{\frac{(\pi\kappa T)^2\bar{\nu}(1-\bar{r})}{3} + \frac{\lambda_ф(P,N)}{2\bar{\chi}_0}\left[\frac{\partial \ln M^2(0,P,0,N)}{\partial P}\right] \times \right. \tag{4}$$

$$\left. \times\,[M^2(T,P,B,N) - M^2(0,P,0,N)]\right\} + \delta V(T,P,N).$$

Без последнего слагаемого такое соотношение использовалось в /6/. Величина $\delta V(T,P,N)$ определяется тепловым расширением решетки, $V_0(P,N)$ – является решением уравнения $P = P_0(V,N)$, а $\lambda_ф(P,N) = - V_0(\partial V_0/\partial P)^{-1}$ – модуль всестороннего сжатия металла при $T = 0$, равный $\lambda_ф(P,N) = \lambda_п(P,N) + \lambda_{му}(P,N)$, где $\lambda_п(P,N) = \lambda_i(P,N) + \lambda_e(P,N)$ – модуль всестороннего сжатия, отвечающий "парамагнитному" состоянию, а $\lambda_i(P,N)$ и $\lambda_e(P,N) = N^2/2V_0^2(P,N)\bar{\nu}$ – соответственно "решеточный" и "электронный" вклады в упругость металла. Магнитоупругий вклад $\lambda_{му}(P,N)$ имеет вид (ср. /7/):

$$\lambda_{му}(P,N) = \frac{M^2(0,P,0,N)}{2\bar{\chi}_0}\left[\lambda_ф(P,N)\,\frac{\partial \ln M^2(0,P,0,N)}{\partial P}\right]^2.$$

Поскольку $\bar{\chi}_0 < 0$, то отсюда следует, что $\lambda_{му}(P,N) < 0$. При этом для рассматриваемого устойчивого ферромагнитного состояния при $T = 0$ $\lambda_ф(P,N) > 0$. Черта над функциями означает переход от переменной V к давлению с помощью формулы $V = V_0(P,N)$.

Подстановка формулы (4) в (2) дает в переменных T,P,B и N следующее уравнение для намагниченности

$$\frac{M^2(T,P,B,N)}{M^2(0,P,0,N)} = 1 - \frac{T^2}{T_0^2(P,N)} - \frac{\bar{\chi}(P,N)\,B}{M(T,P,B,N)} - \lambda_п(P,N)\left[\frac{\partial \ln M^2(0,P,0,N)}{\partial P}\right]\frac{\delta V(T,P,N)}{V_0(P,N)} \tag{5}$$

и соответственно выражение для восприимчивости в парамагнитной фазе

$$\bar{\chi}(T,P,0,N) = -\bar{\chi}(P,N)\left\{\frac{T^2}{T_0^2(P,N)} - 1 + \lambda_п(P,N)\left[\frac{\partial \ln M^2(0,P,0,N)}{\partial P}\right]\frac{\delta V(T,P,N)}{V_0(P,N)}\right\}^{-1}. \tag{6}$$

Здесь $\bar{\chi}(P,N) = \lambda_п\bar{\chi}_0/\lambda_ф = 2\beta^2\bar{\nu}\lambda_п/\lambda_ф(1 + 2\bar{\psi}\bar{\nu})$, а температура $T_0(P,N)$ определяется формулой

$$T_0^2(P,N) = \frac{\lambda_\phi(P,N)}{\lambda_\text{п}(P,N)} \quad [T_0^*(P,N)]^2, \tag{7}$$

где $[T_0^*(P,N)]^2 = (1 + 2\bar{\psi}\,\bar{\nu})\,[6\bar{\nu}^2/(\pi\kappa)^2\,[\bar{\nu}\,\bar{\nu}'' - (\bar{\nu}')^2 + 2\bar{\nu}^3(1-\bar{r})\,(1+2\bar{\psi}\,\bar{\nu})\,(\lambda_\phi/\lambda_\text{п}) \times$

$$\times\ \partial \ln M^2(0,P,0,N)/\partial P]^{-1}. \tag{8}$$

Отличие соотношений (5) и (6) от аналогичных (2), имеющих место при постоянном объеме, во-первых, в выражениях для $T_0(V,N)$ и $T_0(P,N)$, произошедшее от учета электронного вклада в тепловое расширение ферромагнитного металла /6/, а, во-вторых, в зависящих от температуры слагаемых, пропорциональных $\delta V(T,P,N)$ – решеточному вкладу в тепловое изменение объема. Поскольку, согласно /2/, при температурах меньших дебаевской $\delta V(T,P,N)/V_0(P,N) = \gamma T^4$, а при высоких температурах $\delta V(T,P,N)/V_0(P,N) = \alpha T$ (где $\alpha > 0$ – "решеточный" коэффициент теплового расширения), то ясно, что учет теплового расширения решетки ферромагнетика приводит к возникновению качественно новых температурных зависимостей по сравнению с обсуждаемой в теории Стонера – Вольфарта зависимостью $\propto T^2$.

Будем далее считать, что температура $T_0(P,N)$ оказывается больше температуры Кюри и обсудим ситуацию, в которой температура превышает дебаевскую. Тогда выражения (5) и (6) принимают вид

$$\frac{M^2(T,P,B,N)}{M^2(0,P,0,N)} = 1 - \frac{T}{T_c(P,N)} - \frac{\bar{\chi}(P,N)\,B}{M(T,P,B,N)}; \quad \bar{\chi}(T,P,0,N) = -\bar{\chi}(P,N)\left[\frac{T}{T_c(P,N)} - 1\right]^{-1}, \tag{9}$$

где для температуры Кюри имеем выражение

$$T_c(P,N) = [\alpha\lambda_\text{п}\partial\ln M^2(0,P,0,N)/\partial P]^{-1}. \tag{10}$$

В такой модели

$$\partial T_c(P,N)/\partial P = 1/\alpha\lambda_\text{п}, \tag{11}$$

а связь барических производных $\ln T_c(P,N)$ и $\ln M(0,P,0,N)$ дается выражением

$$\partial \ln T_c(P,N)/\partial P = 2\partial\ln M(0,P,0,N)/\partial P \tag{12}$$

и отличается от предсказываемой теорией Стонера – Вольфарта /8/ множителем два. При $\alpha > 0$ соотношения (9) – (12) обсуждаемой модели применимы для таких ферромагнитных металлов, у которых барические производные $\ln T_c(P,N)$ и $\ln M(0,P,0,N)$ положительны. При этом возникает линейное по температуре изменение спонтанной намагниченности на интервале $\Theta < T < T_c(P,N)$, а также закон Кюри – Вейсса для магнитной восприимчивости выше точки Кюри.

Качественно иные следствия возникают в области температур меньших дебаевской. Если при этом вклад $\propto T^2$ в (5) мал, то для намагниченности имеем:

$$\frac{M^2(T,P,B,N)}{M^2(0,P,0,N)} = 1 - \frac{T^4}{T_c^4(P,N)} - \frac{\bar{\chi}(P,N)\,B}{M(T,P,B,N)},$$

где теперь температура Кюри равна

$$T_c^4(P,N) = [\gamma\lambda_\text{п}\partial\ln M^2(0,P,0,N)/\partial P]^{-1}.$$

Отсюда, в частности, следует

$$\partial \ln T_c(P,N)/\partial P = (1/2)\, \partial \ln M(0,P,0,N)/\partial P.$$

Последнее соотношение множителем 1/2 отличается от вытекающего из теории Стонера – Вольфарта /8/. Отметим здесь, что при низких температурах в случае таких слабых ферромагнетиков как $ZrZn_2$, $Ni_{0,429}Pt_{0,571}$, $Ni_{0,76}Al_{0,24}$, у которых барическая производная намагничения при T = 0 отрицательна /9/, оказывается, что объем уменьшается с ростом температуры /10,11/. Эти свойства указывают на соответствие с нашей моделью. Однако нужно подчеркнуть, что обычно объемную аномалию не связывают с вкладом решетки, а связывают с вкладом в (4) намагничения.

В заключение нужно отметить, что в ряде случаев имеется значительное расхождение результатов различных экспериментальных работ и отсутствуют детальные измерения теплового расширения в области низких температур $T < T_c(P,N)$. Все это не позволяет количественно оценить влияние теплового расширения на магнетизм металлов. Поэтому мы ограничились, в основном, качественными соображениями. В то же время, демонстрация в работе /5/ влияния теплового расширения на магнитную восприимчивость парамагнитных металлов, количественно определяющего температурное поведение $\overline{\chi}$, указывает, что к обсуждаемому вопросу должно быть привлечено более пристальное внимание.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wohlfarth E.P. J. Phys. C, 2, № 2, 68 (1969).
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Наука, М., ч. 1, 1976.
3. Силин В.П. В кн. "Физика многочастичных систем". Наукова Думка, Киев, № 6, 1984, с. 37–51.
4. Shimizu M. Rept. Prog. Phys., 44, 329 (1981).
5. Зверев В.М., Силин В.П. Письма в ЖЭТФ, 43, № 9, 450 (1986).
6. Долинин Ф.И. и др. ФММ, 61, № 4 (1987).
7. Зверев В.М., Силин В.П. ЖЭТФ, 89, № 2(8), 642 (1985).
8. Alberts H.L. et al. Phys. Rev. B, 9, № 5, 2233 (1974).
9. Inoue J., Shimizu M. Phys. Letters, 90A, № 1, 2, 85 (1982).
10. Ogawa S. Physica B+C, 119, 68 (1983).
11. Franse J.J.M. Physica B+C, 86–88, 283 (1977).

Поступила в редакцию 30 июня 1986 г.