

О БАРИЧЕСКОЙ АНОМАЛИИ УПРУГОГО МОДУЛЯ ИНВАРНОГО СПЛАВА $Fe_{72}Pt_{28}$

Д.Вагнер^{)}, В.М.Зверев⁺⁾, В.П.Силин⁺⁾, М.Тхон^{*)}*

^{*)}*Рурский университет Бохума, ФРГ*

⁺⁾*Физический институт им.П.Н.Лебедева, Россия*

Поступила в редакцию 23 октября 1992 г.

Показано, как на основании теории фазовых переходов Ландау можно понять магнитную природу аномалии упругого модуля всестороннего сжатия инварного сплава $Fe_{72}Pt_{28}$ и дать ей количественную интерпретацию. Предложен новый способ определения магнитоупругого параметра.

В последнее время выполнены детальные экспериментальные исследования зависимости от давления упругих модулей инварного сплава $Fe_{72}Pt_{28}$, в которых обнаружено замечательное свойство этого сплава – становиться легче сжимаемым с ростом прикладываемого давления^{1,2}. Уже ранее для понимания инварных свойств упругости такого сплава привлекались представления о магнитоупругости³. В настоящей статье изложены результаты подхода, основанные на обычной для теории фазовых переходов свободной энергии Ландау F_M , показывающие как скачок модуля всестороннего сжатия K_B ³ и скачок барической производной $(\partial K_B / \partial P)_{T,B}$ ^{1,2} при постоянных температуре T и магнитной индукции B определяются свойствами магнитных характеристик: температурой Кюри и ее производной по объему, константой Кюри, коэффициентом разложения свободной энергии по намагниченности M при члене M^4 и магнитоупругим параметром. При этом показано количественное соответствие теоретически определяемых упругих характеристик экспериментально измеряемым значениям.

Используя для описания окрестности ферромагнитного перехода свободную энергию Гинзбурга–Ландау

$$F_M(V, T, M) = V \left(\frac{1}{2} a_1(V, T) M^2 - \frac{1}{4} a_3(V) M^4 \right), \quad (1)$$

где $a_1(V, T) = \alpha(V)[T - T_c(V)]$, поставим перед собой задачу понять своеобразие изменения упругих свойств при ферромагнитном переходе на основе определенных из экспериментов по изучению магнитных свойств таких величин, как температуры Кюри $T_c(V)$ и ее барической производной, константы Кюри $C(V) = \alpha^{-1}(V)$, коэффициента разложения $a_3(V)$ в формуле (1) и магнитоупругого параметра K' , характеризующего зависимость от намагниченности модуля всестороннего сжатия при постоянной намагниченности

$$K_M \equiv V \left(\frac{\partial^2 F_M}{\partial V^2} \right)_{T,M} = K_0(V, T) + K' M^2. \quad (2)$$

В соответствии с соотношением (1) имеем

$$K' = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial a_1}{\partial \ln V} \right)_T + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 a_1}{\partial (\ln V)^2} \right)_T = -\frac{T_c}{2C} \left\{ \frac{d \ln T_c}{d \ln V} \left(1 - 2 \frac{d \ln C}{d \ln V} \right) + \frac{1}{T_c} \frac{d^2 T_c}{d (\ln V)^2} \right\}. \quad (3)$$

Экспериментальные результаты относятся к модулю всестороннего сжатия K_B при постоянной магнитной индукции, который связан с K_M известным термодинамическим соотношением ^{4,5}

$$K_B = K_M - \chi_V^{-1} (\partial M / \partial \ln V)_{T,B}^2, \quad (4)$$

где $\chi_V = (\partial M / \partial B)_{T,V}$ - изотермическая магнитная восприимчивость при постоянном объеме. Свободная энергия (1) позволяет записать формулу (4) в виде

$$K_B - K_M = -\frac{1}{2a_3} \left(\frac{\partial a_1}{\partial \ln V} \right)_T \frac{1}{1 + \xi} \equiv \frac{\Delta K}{1 + \xi}, \quad (5)$$

где $\xi = (B/2a_3 M^3)$ описывает влияние магнитной индукции.

Поскольку в парамагнитном состоянии $\xi \gg 1$, а в ферромагнитном $\xi \ll 1$, то именно ΔK представляет собой скачок упругого модуля K_B при фазовом переходе. При этом

$$\Delta K = -\frac{T_c^2}{2a_3 C^2} \left(\frac{d \ln T_c}{d \ln V} \right)^2 \equiv -\frac{K_B^2}{2a_3 C^2} \left(\frac{dT_c}{\partial P} \right)^2. \quad (6)$$

Определим величину скачка ΔK , даваемого теорией для $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$. Согласно ^{1,2} имеем $T_c = 367 \text{ K}$ и $K_B(360 \text{ K}) = 87 \text{ ГПа}$. С другой стороны, согласно рис.4 работы ³ $K_B(T_c) = 115 \text{ ГПа}$. Такое различие будет отвечать двум нашим оценкам. Значение барической производной температуры Кюри $dT_c / \partial P = -36 \text{ К} \cdot \text{ГПа}^{-1}$ возьмем из работы ⁶ для сплава с $T_c = 367 \text{ K}$. Согласно ⁴ $C = 0,575 \text{ K}$. Наконец, значение $a_3 C = 4,7 \cdot 10^{-5} \text{ К} \cdot \text{Гс}^{-2}$ получаем из рис.2 работы ⁷ для температурной зависимости намагниченности при $B = 0$, поскольку в соответствии с (1) вблизи T_c имеем $a_3 C M^2 = T_c - T$. Тогда согласно формуле (6) находим $(\Delta K)_{\text{theor}} = -(19 \div 32) \text{ ГПа}$. Для сравнения этого теоретического значения с экспериментальным значением скачка модуля K_B , исследованным в работе ³, используем демонстрируемое табл.1 и рис.4 этой работы температурное изменение K_B от его значения в точке Кюри до его минимального значения при $T \simeq 333 \text{ K}$. Тогда имеем $(\Delta K)_{\text{exp}} = -28 \text{ ГПа}$. Следует отметить, что выше температуры Кюри в области температур шириной $\simeq 200 \text{ K}$ имеет место значительное изменение модуля K_B . Однако, в соответствии с формулой (5), это изменение K_B не может быть соотнесено с фазовым переходом в рамках теории Ландау.

Близость определяемого формулой (6) скачка ΔK и измеряемого на опыте подтверждает мысль об определяющем влиянии магнетизма на размягчение модуля всестороннего сжатия сплава $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$. Такое соответствие позволяет пытаться объяснить аномальное поведение барической производной $(\partial K_B / \partial P)_{T,B}$ на основании теории фазовых переходов Ландау.

Дифференцирование формулы (4) по давлению P при учете (1) приводит к

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial (K_B - K_0)}{\partial P} \right)_{T,B} &= \frac{3K'}{K_B a_3 (1 + \xi)} \left(\frac{\partial a_1}{\partial \ln V} \right)_T + \\ &+ \frac{2\Delta K}{K_B (1 + \xi)} \left(1 + \frac{6 + 15\xi}{4(1 + \xi)^2} \frac{d \ln a_3}{d \ln V} + \frac{3\xi}{4a_3 (1 + \xi)^2} \left(\frac{\partial a_1}{\partial \ln V} \right)_T \frac{1}{M^2} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь использовано соотношение $(\partial / \partial P)_{T,B} = -K_B^{-1} (\partial / \partial \ln V)_{T,B}$, а K' и ΔK определены формулами (3) и (6). Скачок барической производной (7) при

ферромагнитном переходе ($T = T_c$), обусловленный магнетизмом, дается формулой

$$\Delta \left(\frac{\partial(K_B - K_0)}{\partial P} \right)_{T,B} = \frac{3K' dT_c}{a_3 C dP} + \frac{2\Delta K}{K_B} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{d \ln a_3}{d \ln V} \right) \quad (8)$$

Используя приводившиеся выше экспериментальные значения, а также экспериментальный результат работы ³ $K' = 1,0 \cdot 10^5$, получаем для первого слагаемого правой части (8) оценку -24 . Теоретические оценки $d \ln a_3 / d \ln V$ дают величину порядка единиц, а $2\Delta K / K_B$ меньше единицы. Поэтому при сравнении с опытом пренебрежем вкладом второго слагаемого формулы (8). Поскольку согласно ^{1,2} $\Delta(\partial K_B / \partial P)_{\text{exp}} \simeq -30$, то можно с удовлетворением видеть, что версия о магнитной (магнитоупругой) причине аномальных свойств модуля всестороннего сжатия инварного сплава $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$ подтверждается. При этом абсолютная величина обсуждаемого скачка (8) настолько велика, что именно рассматриваемый нами магнитный вклад определяет наблюдаемое в ^{1,2} большое отрицательное значение барической производной.

Сделав такой вывод, можно одновременно предложить новый способ определения магнитоупругого параметра K' (3) отличный от модельного подхода работы ³ и основанный на использовании формулы (8) и экспериментальных данных о скачке барической производной модуля K_B . Так для инварного сплава $\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$, пренебрегая вторым слагаемым в правой части формулы (8) и используя приведенные выше экспериментальные значения величин $\Delta(\partial K_B / \partial P)$, $a_3 C$ и dT_c / dP мы получаем следующее значение магнитоупругого параметра $K' = 1,3 \cdot 10^5$, которое не сильно отличается от значения K' , оцененного в работе ³.

Проведенный нами анализ показывает, как на основании известных магнитных свойств можно определять упругие свойства ферромагнетиков и, в частности, понять причину замечательного свойства инварного железо-платинового сплава становиться легче сжимаемым с ростом давления.

-
1. L.I.Manosa, G.A.Saunders, H.Rahdi, et al., J. Phys.: Cond. Matt., **3**, 2273 (1991).
 2. L.I.Manosa, G.A.Saunders, H.Rahdi, et al., Phys. Rev. B **45**, 2224 (1992).
 3. G.Hausch, J. Phys. Soc. Jap. **37**, 819 (1974).
 4. M.Shimizu, Rep. Prog. Phys. **44**, 329 (1981).
 5. В.М.Зверев, В.П.Силин, ЖЭТФ **93**, 709 (1987).
 6. G.Oomi and N.Mori, J. Phys. Soc. Jap. **50**, 2924 (1981).
 7. K.Sumiyama, M.Shiga, and Y.Nakamura, J. Phys. Soc. Jap. **40**, 996 (1976).