

MAGNETOELASTIC EFFECTS OF SOLIDS

S. A. NIKITIN

Influence of magnetic ordering on elastic properties (magnetoelastic effects) of solids is considered. These effects provide information about dependence of exchange and magnetocrystalline interactions on interatomic distances. The material presented can be used in education literature to provide more detailed description of physical properties of solids.

Рассмотрено влияние магнитного упорядочения на упругие свойства твердых тел (магнитоупругие эффекты). Показано, что эти эффекты являются источником информации о зависимости обменных и магнитокристаллических взаимодействий от межатомных расстояний. Представленный материал может быть использован в учебной литературе для более полного описания физических свойств конденсированных сред.

© Никитин С.А., 1997

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ НА УПРУГИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ (МАГНИТОУПРУГИЕ ЭФФЕКТЫ)

С. А. НИКИТИН

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Упорядоченное расположение магнитных моментов (магнитное упорядочение) в ферромагнетиках, ферримагнетиках, антиферромагнетиках, сперомагнетиках и других магнитоупорядоченных веществах возникает ниже некоторой критической температуры T_C [1]. Установлено, что не только магнитные, но и другие физические свойства ниже и выше T_C заметно различаются. Хотя в учебной литературе (в рамках разделов общих курсов, посвященных физике твердых тел) приводятся сведения по тепловому расширению и упругим модулям, однако связь этих физических характеристик с магнитными свойствами не рассматривается. Несомненно, что изучение взаимосвязи различных физических характеристик необходимо для более полного развития представлений о природе физических процессов и взаимодействий в конденсированных средах. Чтобы восполнить этот пробел в традиционном преподавании в курсах общей физики, и подготовлена настоящая статья.

Из-за ограниченности объема мы рассмотрим только влияние магнитного порядка на тепловое расширение, упругие свойства и магнитоупругость, а также зависимость температур магнитного упорядочения T_C от межатомных расстояний и эластокалорический эффект. Эти эффекты, которые называются магнитоупругими, возникают вследствие зависимости обменных и магнитокристаллических взаимодействий от межатомных расстояний и атомного объема.

ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ

Как кристаллические, так и аморфные тела при нагревании увеличивают свои размеры. Коэффициент теплового расширения, который показывает изменение относительных размеров образца с температурой, является, как правило, положительным ($\alpha = \frac{1}{l} \frac{dl}{dT} > 0$). Возможны, конечно, и исключения: полиморфные превращения одной кристаллической структуры в другую, кристаллизация аморфных

тел и др. Мы не будем рассматривать эти особые случаи и проведем сначала анализ теплового расширения парамагнетика. Изменение средних расстояний между атомами в твердых телах при нагреве связано с зависимостью энергии межатомного взаимодействия от межатомного расстояния и с особенностями движения квантовых осцилляторов – атомов, совершающих колебания относительно положений равновесия. Известно, что силы взаимодействия между атомами в твердых телах на больших расстояниях являются силами притяжения, а на близких – силами отталкивания. Притяжение обусловлено кулоновским взаимодействием разноименных электрических зарядов ионов и электронов с учетом квантовомеханических законов. Отталкивание связано с тем, что при сильном сближении атомов происходит отталкивание электронных оболочек, а затем и положительно заряженных ядер. Существенно, что силы притяжения возрастают значительно медленнее с расстоянием, чем силы отталкивания при уменьшении расстояния. Равновесному положению атома соответствует минимум потенциальной энергии $U(r)$ при некотором расстоянии между атомами $r = r_0$.

Аналогичная ситуация существует как в кристаллических, так и в аморфных телах, поскольку энергия определяется взаимодействием атомов ближайшего окружения. Энергия взаимодействия ближайших атомов $U(r)$ при отклонении от равновесного положения r_0 при $r > r_0$ возрастает медленнее, чем при $r < r_0$. Вследствие теплового движения атомы колеблются около положения равновесия с некоторой кинетической энергией, которая возрастает с температурой. Такой колеблющийся атом является квантовым осциллятором, который при нагревании занимает все более высокие дискретные энергетические уровни. Отклонение атома в сторону больших r ($r > r_0$) при тепловом возбуждении происходит более свободно, чем в сторону меньших r ($r < r_0$) вследствие асимметричной зависимости $U(r)$ от межатомного расстояния. По этой причине среднее положение колеблющегося атома сдвигается так, что расстояние между атомами увеличивается, то есть происходит тепловое расширение. Схематически температурная зависимость относительного объема $V(T)/V(0)$ твердого тела, в котором нет магнитного упорядочения, представлена на рис. 1 (кривая 1). Видно, что при достаточно высоких температурах (выше так называемой температуры Дебая Θ_D) тепловое расширение изменяется линейно с температурой. Если учесть взаимную ориентацию нескомпенсированных спинов двух соседних атомов в парамагнетике, то мы не получим какого-либо кооперативного эффекта в тепловом расширении из-за магнитного беспорядка.

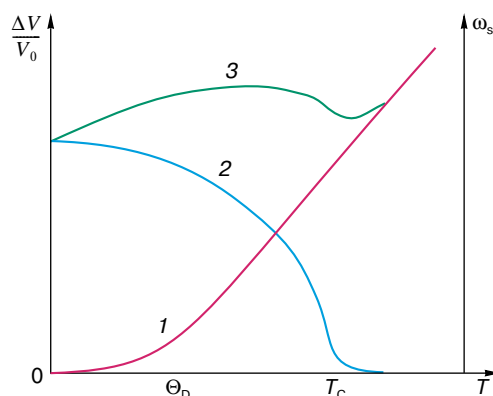


Рис. 1. Тепловое расширение ферромагнетика. Температурные зависимости изменения относительного объема $\Delta V/V_0$ парамагнетика (1), спонтанной объемной магнитострикции ω_s ферромагнетика (2) и относительного изменения объема $\Delta V/V_0$ ферромагнетика (3) выше и ниже температуры Кюри T_C

ВЛИЯНИЕ СПОНТАННОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ НА ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

В ферромагнетиках ситуация становится иной при температурах ниже температуры магнитного упорядочения T_C [1]. Здесь возникает корреляция в ориентации спинов на больших расстояниях, вследствие чего появляется кооперативный эффект – деформация образца вследствие спонтанной магнитострикции, в которой суммируются локальные деформации вблизи атомов за счет ориентации их спинов. Благодаря этому кооперативному эффекту сумма энергий взаимодействий отдельных атомов – внутренняя энергия образца будет несколько по-другому зависеть от средних межатомных расстояний при $T < T_C$, чем при $T > T_C$. Этот эффект можно учесть рассматривая энергетические вклады в полную энергию твердого тела. В первую очередь необходимо учитывать энергию обменного взаимодействия [1–4], которая при охлаждении ниже T_C возрастает пропорционально квадрату спонтанной намагниченности. Согласно теории молекулярного поля [2] эта зависимость может быть описана формулой

$$E_0 = -AI_s^2, \tag{1}$$

где A – интеграл обменного взаимодействия, I_s – спонтанная намагниченность (см. [1]).

Так как A зависит от межатомных расстояний и атомного объема, то следует учесть эту зависимость. Наиболее просто сделать это для атомного объема. В этом случае магнитоупругая обменная энергия

$$E_{0y} = -\gamma I^2 \omega, \tag{2}$$

где $\omega = \Delta V/V_0$ – относительное изменение объема тела, а $\gamma = \Delta A/\Delta \omega$ – крутизна обменного интеграла,

которая показывает, как резко A изменяется с атомным объемом.

При отклонении от положения равновесия атомов изменяется также и упругая энергия:

$$E_y = + \frac{\kappa \omega^2}{2}, \quad (3)$$

где κ – объемный упругий модуль, характеризующий жесткость кристаллической решетки. Легко показать, что минимальное значение полной энергии достигается при относительном изменении объема ω_s :

$$\omega_s = - \frac{\gamma I_s^2}{\kappa}. \quad (4)$$

Величина ω_s называется *спонтанной объемной магнитострикцией*. Она налагается на обычное тепловое расширение $\Delta V/V(T)$ при $T < T_C$ (кривая 2 на рис. 1). В результате кривая теплового расширения существенно трансформируется (кривая 3 на рис. 1). Для $\gamma > 0$ получим $\omega_s < 0$ и $\omega_s > 0$ для $\gamma < 0$. Отклонения кривой теплового расширения возможны как в сторону увеличения коэффициента теплового расширения, так и его уменьшения. Коэффициент объемного теплового расширения может быть рассчитан по кривой 3 (рис. 1) по формуле

$$\alpha_v = \frac{1}{V_0} \frac{V}{\Delta T}. \quad (5)$$

Из кривой 3 (рис. 1) и формулы (5) следует, что α может принимать в ферромагнетике не только положительное значение, но может быть отрицательным, а также иметь нулевые значения.

Из соотношений (2) и (4) следует, что величина спонтанной магнитострикции содержит важную информацию о величине и знаке крутизны обменного интеграла γ . В анизотропных магнетиках изменение A при изменении межатомных расстояний вдоль различных кристаллографических направлений сильно отличается как по величине, так и по знаку [5]. В этом случае аномалии теплового расширения при $T < T_C$ вдоль различных кристаллографических осей неодинаковы, а спонтанная магнитострикция Λ_c неодинакова вдоль различных кристаллографических направлений, то есть анизотропна. В ряде ферромагнетиков при $T < T_C$ существует температурная область с нулевым тепловым расширением ($\alpha = 0$). Такие температурные интервалы можно выделить на кривой 3 (рис. 1). Описанные выше аномалии теплового расширения наблюдаются не только в ферромагнетиках, но и в других магнитоупорядоченных веществах, как в кристаллических, так и в аморфных. Они получили название инварных эффектов по названию инварных Fe–Ni-сплавов, где впервые наблюдалось нулевое тепловое расширение при $T < T_C$ [6]. Спонтанная магнитострикция и инварные эффекты наблюдаются не только в ферромагнетиках, но также и в

других магнитоупорядоченных веществах (ферри-магнетиках, антиферромагнетиках, спиральных магнетиках и др.). В последние годы были обнаружены гигантские аномалии теплового расширения при $T < T_C$ с относительным изменением линейных размеров за счет спонтанной магнитострикции $\Delta l/l = 10^{-2} - 10^{-3}$ в урановых и редкоземельных магнетиках [5, 6], сплавах Fe–Rh и некоторых аморфных магнетиках [7, 8].

МАГНИТОСТРИКЦИЯ

Из предыдущего раздела следует, что спонтанная магнитострикция налагается на тепловое расширение, обусловленное тепловыми колебаниями атомов. Это проявляется в аномальном изменении размеров магнитоупорядоченного вещества (ферромагнетика, антиферромагнетика и других магнетиков) при нагреве и охлаждении по сравнению с неупорядоченными магнитными средами. Существует и другой родственный магнитоупругий эффект – изменение размеров магнитоупорядоченного вещества при действии магнитного поля. Этот эффект называется индуцированной полем магнитострикцией или просто *магнитострикцией*. Она является следствием спонтанной магнитострикции, однако на ее величину влияют и другие факторы. Рассмотрим их более подробно.

Спонтанная магнитострикция является результатом локальных деформаций, обусловленных магнитоупругим взаимодействием магнитных электронов с окружающими атомами. Его величина определяется зависимостью от межатомных расстояний обменных взаимодействий и взаимодействий электронных магнитных слоев ионов с локальными электрическими полями.

Рассмотрим более детально магнитострикцию в ферро- и антиферромагнетиках на основе редкоземельных элементов. В них магнетизм связан с магнитным моментом 4f-подоболочки иона редкой земли (РЗ). Если она имеет орбитальный момент $L \neq 0$ и соответственно асимметричное распределение электронной плотности, то локальная магнитострикционная деформация (вокруг РЗ-иона) будет велика (из-за анизотропного магнитоупругого взаимодействия 4f-подоболочки с окружающими атомами). Суммирование этих деформаций при $T < T_C$ дает результирующую спонтанную магнитострикцию образца. Следовательно, чем больше ионов редких земель с $L \neq 0$ в магнетике, тем она больше. В общем случае она анизотропна и неодинакова при изменении угла, который образует направление магнитострикционного растяжения с намагниченностью домена I_s . Домен – это область однородного намагничивания [4]. Известно [2–4], что реальные ферро- и антиферромагнетики имеют многодоменную структуру. Следовательно, внутри каждого домена будет существовать анизотропная магнитострикционная деформация – спонтанная магнитострикция.

При включении поля происходит рост тех доменов, у которых векторы спонтанной намагниченности \mathbf{I}_s ориентированы наиболее энергетически выгодно по отношению к магнитному полю \mathbf{H} . Поскольку магнитная энергия $E_m = -H\cos\alpha$, то это означает рост доменов с векторами \mathbf{I}_s , образующими наименьший угол α с полем \mathbf{H} .

Величина спонтанной магнитострикции не изменяется, если направление вектора \mathbf{I}_s изменить на обратное. В ферромагнетике, где существует одна ось легкого намагничивания (ОЛН), имеются только два типа доменов с векторами \mathbf{I}_s , направленными вдоль ОЛН. В одном домене $\mathbf{I}_s \uparrow \text{ОЛН}$, в другом $\mathbf{I}_s \downarrow \text{ОЛН}$. Поэтому в поле $\mathbf{H} \uparrow \text{ОЛН}$ процессы смещения не приводят к заметной индуцированной полем магнитострикции.

Иная ситуация возникает в ферромагнетике с несколькими ОЛН, ориентированными под определенными углами (например, 90° в кубической или 60° в гексагональной кристаллической решетке). В этом случае при включении поля \mathbf{H} вдоль одной из ОЛН процессы смещения доменов с анизотропной магнитострикцией приводят к индуцированной магнитострикции, сравнимой по величине со спонтанной магнитострикцией.

Весьма существенным для величины магнитострикции является также высокая степень ориентации магнитных моментов ионов внутри доменов. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы энергия взаимодействия магнитных моментов ионов μ с эффективным обменным полем H_3 превышала тепловую энергию:

$$\mu_0 H_3 \gg k_B T \quad (6)$$

где μ_0 — величина магнитного момента иона, k_B — постоянная Больцмана, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К.

Итак, для наблюдения высоких значений магнитострикции в 4f-магнетиках необходимы:

- высокая концентрация РЗ-ионов с $L \neq 0$;
- наличие многих ОЛН;
- большие обменные поля, действующие на ионы РЗ.

Всем перечисленным условиям удовлетворяют в области температур $T < 200$ К редкоземельные ферро- и антиферромагнитные металлы (тербий, диспрозий и др.). В них наблюдаются гигантские значения спонтанной и индуцированной магнитострикции ($\Delta l/l \sim 10^{-2} - 10^{-3}$). Однако в области комнатных температур величина H_3 в них недостаточно велика, чтобы преодолеть дезориентирующее действие теплового движения (температуры Кюри и Нееля не превышают $T = 300$ К).

Величина эффективного обменного поля, действующего на РЗ-ионы, достигает более высоких значений в интерметаллических соединениях, содержащих кроме РЗ ионы 3d-металлов (Fe, Co). В

этом случае “подмагниченные” 3d-электроны (коллективизированные 3d-электроны) “переносят” обменное взаимодействие от 3d-ионов к 4f-ионам. Такое косвенное обменное взаимодействие между 3d- и 4f- ионами приводит к сильному эффективно-му полю, действующему на РЗ-ионы, $H_3 \sim 3 \cdot 10^6$ Э. Это поле достаточно, чтобы ориентировать магнитные моменты РЗ-ионов даже при комнатной температуре, в результате чего в некоторых из этих соединений с кубической кристаллической решеткой спонтанная магнитострикция $\lambda \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ существует вплоть до комнатных температур. В магнитном поле в этих материалах также индуцируется гигантская магнитострикция $\lambda \sim 10^{-3}$ при $T \sim 300$ К [5, 6]. К таким соединениям относится ферримагнетик TbFe₂. Для снижения величины внешнего магнитного поля, необходимого для получения максимального эффекта, разработаны композиции типа (Tb, Dy)Fe₂, где за счет сплавления РЗ с разными знаками констант магнитной анизотропии гигантская магнитострикция достигается в сравнительно небольших магнитных полях ($\sim 10^2$ Э).

УПРУГИЕ МОДУЛИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Магнитоупругие эффекты оказывают сильное влияние также на упругие свойства [6]. Известно, что упругий модуль Юнга есть отношение приложенных напряжений P к относительному удлинению образца $\Delta l/l$. В случае магнитоупорядоченных материалов при приложении напряжений возникает механострикция — дополнительная магнитострикционная деформация $(\Delta l/l)_m$, которая добавляется к обычной $\Delta l/l$. Поэтому значение упругого модуля Юнга при $T < T_C$ изменяется:

$$E = \frac{P}{\Delta l/l + (\Delta l/l)_m} \quad (7)$$

В величину механострикции $(\Delta l/l)_m$ вносят вклады процессы смещения доменных границ и процесс вращения векторов \mathbf{I}_s под действием приложенных механических напряжений. Но эти механизмы не являются единственными. Вблизи температуры Кюри гадолиния и некоторых других одноосных магнетиков (с одной осью легкого намагничивания ОЛН) аномалия модуля Юнга в точке Кюри T_C обусловлена в основном изменением жесткости самой кристаллической решетки. Этот эффект возникает вследствие нелинейной зависимости обменных интегралов от межатомных расстояний. При $T < T_C$ наблюдается возрастание или уменьшение модуля Юнга, обусловленное изменением жесткости кристаллической решетки. В некоторых случаях “размягчение” модуля Юнга вблизи температур перехода антиферромагнетизм—ферромагнетизм чрезвычайно велико. Оно составляет в РЗ-металлах величины $\Delta E/E = 30 - 80\%$. Наиболее сильное “размягчение” кристаллической решетки наблюдалось недавно [7] в сплаве Fe—Rh несколько

выше температуры $T_{\text{АФ}} = 356$ К перехода антиферромагнетизм—ферромагнетизм в интервале 340–380 К, где происходит при нагревании трансформация кристаллической решетки из кубической в ромбическую. Здесь величина уменьшения модуля $\Delta E/E$ достигает гигантских значений ~400% (рис. 2).

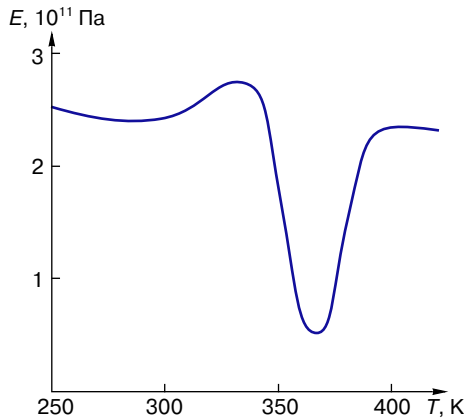


Рис. 2. Температурная зависимость модуля Юнга закаленного сплава $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$

ВЛИЯНИЕ ВСЕСТОРОННЕГО СЖАТИЯ НА ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ

К числу магнитоупругих эффектов следует также отнести смещение температур магнитного упорядочения при действии давления. Согласно теории молекулярного поля, температура Кюри ферромагнетика с делокализованными атомными магнитными моментами $3d$ -ионов определяется соотношением [2]

$$T_C = \frac{2}{3} z S(S+1) \frac{A}{k_B}, \quad (8)$$

где A – интеграл обменного взаимодействия между локализованными спинами S , z – число ближайших атомов. Из формулы (8) следует, что изменение T_C с давлением

$$\frac{\Delta T_C}{\Delta P} = \frac{2}{3k_B} z S(S+1) \frac{\Delta A}{\Delta P}. \quad (9)$$

Поскольку изменение относительного объема тела $\Delta\omega = -\kappa/P$, где κ – сжимаемость, то, определив смещение T_C с давлением, можно вычислить и крутизну обменных интегралов $\Delta A/\Delta\omega$.

Для температурного перехода парамагнетизм—ферромагнетизм при T_C в редкоземельных ферромагнитных металлах, где обменное взаимодействие между локализованными моментами $4f$ -ионов осуществляется через электроны проводимости, выполняется соотношение [5]

$$T_C = \frac{2}{3k_B} G A_{\text{косв}}. \quad (10)$$

Здесь $G = (g_j - 1)^2 J(J+1)$ – фактор де Жана, $A_{\text{косв}}$ – интеграл косвенного обменного взаимодействия между ионами редких земель, g_j – фактор Ланде, определяется квантовыми числами, характеризующими основные состояния иона редкой земли, J – квантовое число полного механического момента этого иона. Изменение T_C с давлением в этом случае

$$\frac{\Delta T_C}{\Delta P} = \frac{2}{3k_B} G \frac{\Delta A}{\Delta P}. \quad (11)$$

Давление приводит к изменению атомного объема и межатомных расстояний. Из формул (9) и (11) следует, что смещение температуры Кюри при всестороннем сжатии содержит информацию о зависимости обменных интегралов от давления и средних межатомных расстояний.

Проведенные исследования смещения температур T_C с давлением показали, что давление смещает T_C в кристаллических и аморфных $3d$ - и $4f$ -магнетиках со скоростью примерно 0,1–10 К на 1 кбар. В настоящее время во многих лабораториях существуют установки, которые позволяют создавать давление более 300 кбар. У большинства магнетиков T_C понижается с давлением, поэтому под действием столь больших давлений ферромагнетик превращается в парамагнетик.

Эксперименты показали [5], что зависимость обменных интегралов в кристаллических магнетиках от межатомных расстояний в кристаллах с некубической решеткой, как правило, резко анизотропна, то есть значение $\Delta A/\Delta a$ и $\Delta A/\Delta c$ (a и c – параметры кристаллической решетки) могут различаться как по величине, так и по знаку. Это связано с тем, что при всестороннем сжатии изменение перекрытия электронной плотности магнитных электронов вдоль разных осей неодинаково. Заметный вклад в эффект смещения температур Кюри с давлением вносит изменение энергетического спектра электронов проводимости, а также изменение обменного взаимодействия между локализованными магнитными электронами и электронами проводимости. Для зонных магнетиков необходимо учитывать влияние атомного объема на параметры зонной структуры (ширина зоны и плотность состояний на уровне Ферми).

Проведенные в последнее время исследования влияния всестороннего сжатия на температуры магнитных фазовых превращений редкоземельных магнетиков установили, что сжатие вызывает главным образом усиление антиферромагнитных взаимодействий как в кристаллическом, так и в аморфном состоянии [8]. Это явление объясняется возрастанием при сжатии перекрытия электронных плотностей $5d$ - и $3d$ -электронов, которые являются “переносчиками” антиферромагнитных обменных

взаимодействий. В кристаллических материалах действие высоких давлений в ряде случаев приводит к превращению ферромагнетиков в антиферромагнетики с угловым расположением магнитных моментов, а в аморфных материалах – к превращению ферромагнетиков в сперомагнетики и спиновые стекла [8].

ЭЛАСТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Эластокалорический эффект заключается в изменении температуры твердого тела при действии упругих (растягивающих или сжимающих) напряжений. Он вызван превращением энергии упругих деформаций в тепло. Известно, что сила F , приложенная к твердому телу, вызывает относительную деформацию

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} = \frac{F}{ES}, \quad (12)$$

где $\Delta l/l$ – относительное удлинение образца длиной l , S – площадь сечения образца, E – модуль упругости (модуль Юнга). При изменении размеров образца на величину λ эта упругая сила производит работу $A = E\lambda^2/2$. При однократном быстром приложении упругой силы возникающее при этом изменение температуры ΔT не велико и не превышает 0,1–0,01 К.

Недавно было обнаружено [9], что в области магнитных фазовых переходов эластокалорический эффект может достигать гигантских значений вследствие изменения магнитного состояния магнитоупорядоченных веществ под действием механических напряжений.

Рассмотрим результаты измерений эластокалорического эффекта [9] в сплаве $\text{Fe}_{0,5}\text{Rh}_{0,5}$, где при нагревании вблизи температуры $T_{\text{АФ}} = 316$ К происходит переход из антиферромагнитного (АФ) в ферромагнитное (ФМ) состояние. Этот переход сопровождается скачкообразным возрастанием намагниченности при нагревании вблизи $T_{\text{АФ}}$, поскольку в АФ-фазе намагниченность невелика, а в ФМ-фазе она весьма значительна.

Температурная зависимость теплового расширения сплава $\text{Fe}_{0,5}\text{Rh}_{0,5}$ показана [9] на рис. 3 (кривая 1). Видно, что в температурном интервале 291–321 К относительное удлинение $\Delta l/l$ резко возрастает. Наиболее резкое изменение $\Delta l/l$ имеет место при 315,6 К. Эта температура совпадает с критической температурой $T_{\text{К}}$ перехода АФ–ФМ. Экстраполяция кривой $\frac{\Delta l}{l}(T)$ к $T_{\text{К}}$ показывает, что относительное изменение длины образца в результате перехода $(l_{\text{ФМ}} - l_{\text{АФ}})/l_{\text{АФ}} = 2,6 \cdot 10^{-3}$. На такую же величину больше спонтанная магнитострикция в ФМ-состоянии, чем в АФ-состоянии.

Температурная зависимость эластокалорического эффекта сплава $\text{Fe}_{0,5}\text{Rh}_{0,5}$ показана также на рис. 3

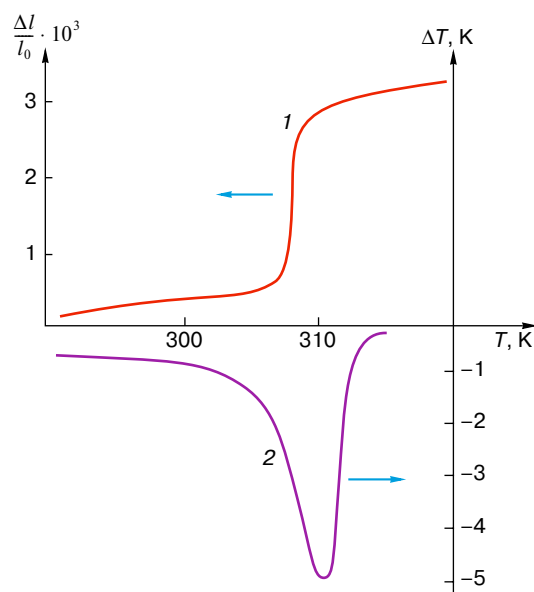


Рис. 3. Температурная зависимость эластокалорического эффекта сплава $\text{Fe}_{0,5}\text{Rh}_{0,5}$ при действии растягивающих напряжений $P = 529 \text{ МН/м}^2$

(кривая 2). Этот эффект измерялся при условиях, близких к адиабатическим, когда отсутствовал обмен теплом с окружающим пространством (при быстром растяжении образца, окруженного оболочкой, не пропускающей тепло). В адиабатической оболочке эффект не маскируется переносом теплоты за счет теплопроводности.

Из рис. 3 видно, что в этом случае при быстром растяжении образца происходит резкое охлаждение образца сплава $\text{Fe}_{0,5}\text{Rh}_{0,5}$. Температурный скачок ΔT зависит от начальной температуры и возрастает с величиной напряжений. В условиях эксперимента [9] при действии растягивающих напряжений 529 МН/м^2 он составлял $\Delta T \sim 5$ К.

Для объяснения гигантской величины эластокалорического эффекта необходимо учесть, что при действии растягивающих напряжений переход АФ–ФМ смещается в сторону более низких температур со скоростью $dT/dp = -1,98 \cdot 10^{-8} \text{ К} \cdot \text{м}^2/\text{Н}$. В ФМ-состоянии спонтанная магнитострикция $\lambda_{\text{Ф}}$ превышает спонтанную магнитострикцию $\lambda_{\text{АФ}}$ в АФ-состоянии. Поэтому при переходе АФ–ФМ магнитоупругая энергия образца изменяется на величину

$$\Delta E = -\left(\frac{E\lambda_{\text{Ф}}^2}{2} - \frac{E\lambda_{\text{АФ}}^2}{2}\right). \quad (13)$$

Оценки показывают, что изменение магнитоупругой энергии не позволяет объяснить наблюдаемую величину эластокалорического эффекта. Оказывается [9], что при переходе АФ–ФМ под действием растягивающих напряжений происходит более

значительное возрастание энергии коллективизированных $3d$ -электронов, что и приводит к охлаждению образца сплава $\text{Fe}_{0,5}\text{Rh}_{0,5}$. В немагнитных материалах этот вклад практически отсутствует.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, влияние магнитного упорядочения на упругие свойства проявляется в магнитоупругих эффектах, которые содержат важную информацию о магнитоупругих взаимодействиях в твердых телах, о зависимости от межатомных расстояний электронной структуры, обменных и магнитокристаллических взаимодействий. Многие магнитоупругие эффекты весьма перспективны для использования в технике, а некоторые (магнотрикция) уже нашли [6] значительное применение.

Гигантские величины эластокалорического эффекта в ферромагнетиках позволяют в принципе построить эластокалорические тепловые насосы и холодильные машины. Материалы с аномалиями теплового расширения и нулевым коэффициентом теплового расширения используются в качестве конструкционных материалов в устройствах, где необходимо исключить влияние теплового расширения на рабочие характеристики. Весьма обширна область применения материалов с гигантской магнотриксией. Они используются в магнитоакустических преобразователях, генераторах ультразвука, гидравлических устройствах, гидроакустике, адаптивной оптике. Дальнейшая разработка материалов, обладающих магнитоупругими эффектами, позволит в перспективе решить важные технические задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Никитин С.А.* Магнитные структуры в кристаллических и аморфных веществах // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 11. С. 87–95.
2. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1984. 207 с.
3. *Каганов М.И., Цукерник В.М.* Природа магнетизма. М.: Наука, 1982. 192 с.
4. *Белов К.П., Бочкарев Н.Г.* Магнетизм на Земле и в космосе. М.: Наука, 1983. 192 с.
5. *Никитин С.А.* Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Изд-во МГУ, 1989. 248 с.
6. *Белов К.П.* Магнотрикссионные явления и их технические приложения. М.: Наука, 1987. 159 с.
7. *Никитин С.А., Аннаоразов М.П., Бодряков В.Ю., Тюрин А.Л.* Гигантские аномалии модуля Юнга и внутреннего трения сплава Fe-Rh выше точки перехода АФМ–ФМ // Phys. Lett. A. 1993. Vol. 176. P. 275–278.
8. *Андреев А.С., Никитин С.А., Спичкин Ю.И.* Зависимость интегралов обменного взаимодействия от атомного объема в аморфных сплавах и кристаллических соединениях R-Fe // Вестн. МГУ. Сер. 3. 1993. Т. 34, № 1. С. 55–71.
9. *Nikitin S.A., Myaligulyev G., Annaorazov M.P. et al.* // Phys. Lett. A. 1992. Vol. 171. P. 234–236.

* * *

Сергей Александрович Никитин, доктор физико-математических наук, профессор, зав. лабораторией аморфных и кристаллических редкоземельных сплавов кафедры общей физики для естественных факультетов Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Область научных интересов: физика магнитных явлений и физика редкоземельного магнетизма. Автор и соавтор монографий, 225 статей и девяти изобретений.