

где $\Omega = kL(\eta_0 + \eta_h)/2$. Действительно, здесь имеет место осциллирующая зависимость от φ_h с периодом λ/L , амплитуда осцилляций максимальна при $2\chi_h = \chi_h^{id}$. Аналогично для линейного профиля аморфизации получаем

$$I_h \sim \frac{2 |t_0/h|^2 |\chi_h^{id}|^2}{\Phi_0 (kL)^2 |\eta_0 + \eta_h|^4} |\exp \{i\Omega\}|^2 |\sin \Omega|^2, \quad (3)$$

т. е. в этом случае возникает сдвиг по фазе на $\pi/2$ по сравнению со ступенчатым профилем, что и получилось при расчетах (см. рис. 2).

Сформулируем основные результаты модельного исследования, проведенного в данной работе.

1. Расчетным путем установлено, что наличие частично аморфизованной про-
слойки может существенно уменьшать абсолютные значения интенсивности интеграль-
ных кривых РД ПВО, при определенных условиях практически не изменяя их формы.

2. Профиль аморфизации поверхностного слоя может быть восстановлен по
виду осцилляций «на хвостах» дифференциальных кривых РД ПВО.

В общем случае, по-видимому, возможно, используя преобразование Лапласа,
восстанавливать профиль нарушений в поверхностных слоях «по хвостам» дифферен-
циальных кривых РД ПВО в случае совершенных кристаллов аналогично тому, как
это предложено для случая кинематически рассеивающих, мозаичных кристаллов [11].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Golovin A. L., Imamov R. M., Kondrashkina E. A. // Phys. Stat. Sol. (a). 1985. 88. P. 505. [2] Имамов Р. М., Кондрашкина Е. А., Александров П. А. и др. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1987. № 3. С. 41. [3] Имам-
ов Р. М., Кондрашкина Е. А., Новиков Д. В., Степанов С. А. // Кристал-
лография. 1987. 32, № 4. С. 852. [4] Щеглов М. П., Кютт Р. Н., Сорокин Л. М. //
ЖТФ. 1987. 57, № 7. С. 1136. [5] Alexandrov P. A., Afanas'ev A. M., Mel-
konyan M. K., Stepanov S. A. // Phys. Stat. Sol. (a). 1984. 81. P. 47. [6] Ale-
xandrov P. A., Afanas'ev A. M., Golovin A. L. et al. // J. Appl. Cryst. 1985.
18. P. 27. [7] Андреева М. А., Борисова С. Ф., Хапачев Ю. П. // Металлофи-
зика. 1986. 8, № 5. С. 44. [8] Андреева М. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.
1986. 27, № 6. С. 86. [9] Степанов С. А. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (ИКАН),
1985. [10] Андреева М. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. 30,
№ 3. С. 52; Поверхность. Физика, химия, механика. 1988. № 12. С. 17.
[11] Dosch H., Batterman B. W., Wack D. C. // Phys. Rev. Lett. 1986. 56, N 11.
P. 1144.

Поступила в редакцию
03.03.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 6

УДК 669.863'864:538.652

МАГНИТНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА И АНИЗОТРОПИЯ МАГНИТОУПРУГИХ СВОЙСТВ Tb_{0,5}Dy_{0,5}

Г. И. Катаев, М. Р. Саттаров, А. М. Тишин

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

По экспериментальным значениям модулей Юнга вдоль различных кристалло-
графических направлений в магнитных полях до 1,45 Тл в области температур маг-
нитных превращений построена магнитная фазовая диаграмма монокристалла
Tb_{0,5}Dy_{0,5}.

Гигантская магнитоупругость тяжелых редкоземельных металлов (РЗМ) и их
сплавов обуславливает большие аномалии упругих и неупругих свойств в областях
существования и исчезновения ферромагнитного (ФМ) и геликоидального антифер-
ромагнитного (АФМ) упорядочения. Это позволяет использовать результаты исследо-
вания упругих свойств РЗМ в магнитных полях для построения их магнитных фазо-
вых диаграмм, что и сделано в настоящей работе на примере монокристалла
Tb_{0,5}Dy_{0,5}, выращенного в ГИРЕДМЕТ. В работе использовался метод изгибных ав-
токолебаний на частотах около 2 кГц, обладающий большой точностью и позволя-

ющий, в отличие от обычных ультразвуковых методов, выявить роль ряда доменных процессов.

Измерялись модули Юнга E_a и E_b вдоль кристаллографических направлений a и b , лежащих в базисной плоскости гексагонального кристалла, где $E_{a,b} = s_{11}^{-1}$, s_{11} — константа упругой податливости. Образцы имели форму тонких пластин размером $7 \times 3 \times 0,1$ мм. Магнитное поле прикладывалось вдоль наибольшего ребра образца, параллельного соответственно осям a и b . Измерения проводились в магнитных полях с индукцией B до 1,45 Тл в диапазоне температур от 77 до 300 К.

Известно, что Tb и Dy имеют два магнитных фазовых перехода: ФМ—АФМ при температуре $T = \Theta_1$ и АФМ — парамагнетизм (ПМ) при $T = \Theta_2$ [1]. Нейтронографическое исследование сплавов Tb—Dy не проводилось. Однако на основании данных о магнитных свойствах этих сплавов [2] можно предположить, что в них в области температур $\Theta_1 \div \Theta_2$ также существует АФМ-упорядочение.

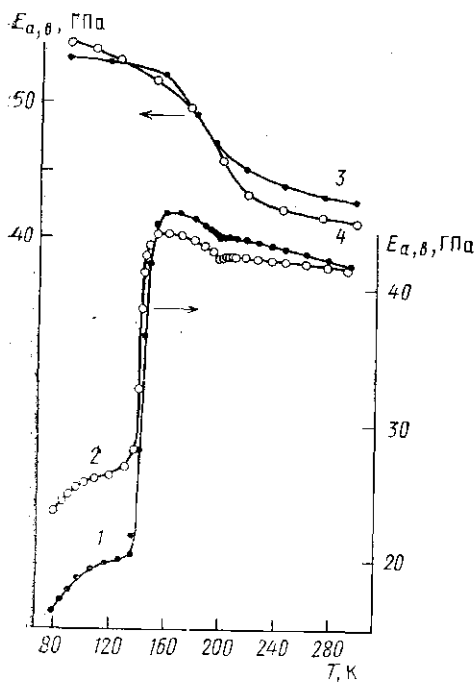


Рис. 1

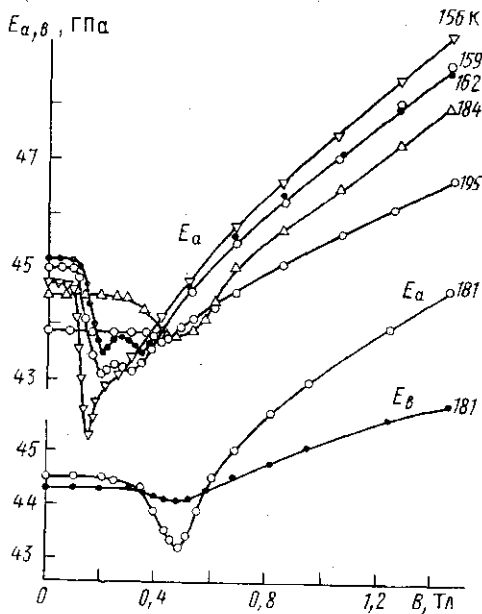


Рис. 2

На рис. 1 приведены температурные зависимости модулей Юнга E_a и E_b , полученные при охлаждении образцов от 300 К в отсутствие магнитного поля (E_a — 1, E_b — 2), а также в магнитном поле с индукцией $B = 1,45$ Тл (E_a — 3, E_b — 4). Характерными для РЗМ в отсутствие поля являются наличие минимума на кривых $E_{a,b}(T)$ вблизи $T = \Theta_2 \approx 198$ К и резкий спад этих кривых при понижении температуры в районе $\Theta_1 \approx 148$ К. Заметные отличия кривых $E_a(T)$ и $E_b(T)$ наблюдаются только при $T < \Theta_1$. Не показанный на рис. 1 (для его упрощения) небольшой температурный гистерезис E_a и E_b в случае $B = 0$ имеет место только при $T < \Theta_2$, причем в области температур $\Theta_1 \div \Theta_2$ значения обоих модулей при охлаждении превышают их величину при нагреве, а при $T < \Theta_1$ — наоборот. Такого рода температурный гистерезис в области температур $\Theta_1 \div \Theta_2$ принято связывать с различным при нагреве и охлаждении ходом температурных зависимостей угла геликоида [3]. При увеличении поля величина температурного гистерезиса уменьшается, и в поле $B = 1,45$ Тл он не наблюдается.

При изменении поля от 0 до 1,45 Тл ферромагнитная аномалия модулей меняет знак, т. е. кривые $E_{a,b}(T)$ при $T < \Theta_2$ в сильных полях идут выше значений, экстраполированных из ПМ-области. Это связано с разрушением АФМ-упорядочения в полях выше критического, исчезновением доменной структуры и, возможно, обменным вкладом в ΔE -эффект.

Результаты исследования зависимостей модулей E_a и E_b от магнитного поля показывают, что при $T < \Theta_1$ наблюдается отрицательный ΔE -эффект: спад модуля на-

чинается при росте поля от $B=0$, что связано с задержкой движения доменных границ. В полях, соответствующих завершению процессов смещения доменных границ и переходу к процессам вращения, величина модуля, как обычно, увеличивается.

В диапазоне температур $\Theta_1 \div \Theta_2$ также наблюдается отрицательный ΔE -эффект, но заметное уменьшение модуля начинается при $B=B_{кр}$ (рис. 2), причем в меньших полях величины $E_{a,b}$ остаются приблизительно постоянными, поскольку здесь поле слабо влияет на АФМ-упорядочение. На основании результатов исследования упругих свойств Du и Tb [4, 5] можно предположить, что отрицательный ΔE -эффект в данной области температур связан как с доменными процессами, так и с разрушением АФМ-структуры и возникновением веерного магнитного упорядочения при $B=B_{кр}$. Согласно работам [4, 5], минимум на кривых зависимости упругих модулей расположен вблизи значения поля, соответствующего магнитному фазовому переходу от веерного к ферромагнитному упорядочению. При $T > \Theta_2$ отрицательный ΔE -эффект не наблюдался, и после горизонтального участка кривых модули E_a и E_b сразу возрастают при увеличении поля.

Анализ кривых $E_{a,b}(B)$ в области температур $\Theta_1 \div \Theta_2$ показывает, что, хотя базисная анизотропия в $Tb_{0,5}Du_{0,5}$ крайне мала, она оказывает существенное влияние как на величину отрицательного ΔE -эффекта, так и на общий вид зависимости модуля

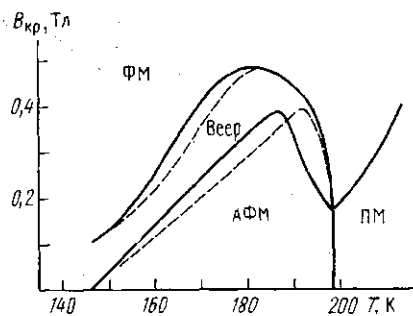


Рис. 3

от магнитного поля (см. рис. 2). В области температур 150—170 К на кривых $E_a(B)$ наблюдались дополнительные особенности в виде двойных минимумов вблизи критического поля перехода веерного упорядочения к ферромагнитному (см., напр., кривую при $T=162$ К на рис. 2). Можно предположить, что их существование связано с изменением направления легкого намагничивания от оси a к оси b при увеличении поля. Аномалии в виде изломов на кривых $\epsilon_{33}(B)$, связанные со сменой оси легкого намагничивания, наблюдались в Du [4].

На рис. 3 приведены магнитные фазовые диаграммы монокристалла $Tb_{0,5}Du_{0,5}$, построенные нами на основе измерений E_a (штриховые линии) и E_b (сплошные) и состоящие из четырех областей: ФМ, АФМ, ПМ и веерного упорядочения. Однако окончательное заключение о природе магнитного упорядочения

в пределах выделенных областей диаграммы может быть сделано только на основе нейтроннографических исследований.

Необходимо отметить, что линия фазовых переходов веер—ФМ на этих диаграммах является условной в том смысле, что упорядочение магнитных моментов, которому соответствует увеличение $E_{a,b}$, продолжается и в более сильных магнитных полях. Из рис. 3 видно, что магнитные фазовые диаграммы, построенные по результатам измерений E_a и E_b , несколько отличаются друг от друга.

Отметим, что вблизи температур 149 и 175 К на кривых, разделяющих области АФМ и веерного упорядочения, наблюдались небольшие аномалии, природа которых, возможно, связана с явлениями соизмеримости. Однако детальное исследование их не производилось ввиду отсутствия нейтроннографических данных по зависимости угла геликонда в этом сплаве от температуры.

Таким образом, основным результатом настоящей работы является построение магнитной фазовой диаграммы монокристалла $Tb_{0,5}Du_{0,5}$ по характерным точкам полевых зависимостей модуля упругости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Drillat A., Baruchel Y., Bates S., Palmer S. B. // J. Magn. and Magn. Mater. 1984. 44. P. 232. [2] Леонтьев П. И. Влияние давления на магнитные свойства диспрозия, его сплавов и соединений: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1988. [3] Jiles D. S., Blackie G. N., Palmer S. B. // J. Magn. and Magn. Mater. 1981. 24. P. 75. [4] Isci C., Palmer S. B. // J. Phys. F. 1978. 8, N 2. P. 247. [5] Jiles D. S., Palmer S. B., Jones D. W. et al. // J. Phys. F. 1984. 14, N 12. P. 3061.

Поступила в редакцию
13.03.89