

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 669.863.538

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА ГАДОЛИНИЯ ПРИ ВСЕСТОРОННЕМ СЖАТИИ

С. А. Никитин, Ю. И. Спичкин, А. М. Тишин

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Измерены зависимости начальной восприимчивости от температуры $\chi(T)$ монокристалла Gd вдоль кристаллографических осей c и b во внешних магнитных полях и под действием всестороннего сжатия величиной до 1 ГПа. Установлено, что кривые $\chi(T)$ обнаруживают максимумы при температуре Кюри Θ_c , температуре спин-переориентационного перехода Θ_{SR} и при температуре $\Theta_A=140$ К. Определены производные $\partial\Theta_c/\partial P$ и $\partial\Theta_{SR}/\partial P$, равные при измерении вдоль оси c -13 и -67 К/ГПа, а вдоль оси b -12 и -29 К/ГПа соответственно.

Исследование воздействия всестороннего сжатия на магнитную восприимчивость $\chi(T)$ позволяет получить полезную информацию о трансформации магнитной структуры под действием всестороннего сжатия. Хотя сдвиги температур магнитных фазовых переходов под давлением в тяжелых редкоземельных металлах (РЗМ) достаточно хорошо изучены (см., напр., [1]), детальное исследование влияния сжатия на вид кривых $\chi(T)$ до сих пор проведено не для всех РЗМ. В настоящей работе изучено действие давления и магнитного поля на температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости, измеренные вдоль различных кристаллографических направлений.

Описание методики проведения эксперимента дано в [2]. Измерения проводились при атмосферном давлении и давлениях до 1 ГПа. Величина постоянного магнитного поля при этом могла изменяться до 2 кЭ. Использованный в работе образец был получен методом Чохральского. Образцы ориентировались по методу Лауэ с точностью $\pm 3^\circ$ и вырезались электроискровым методом.

На рис. 1 представлены температурные зависимости $\chi(T)$ в магнитных полях до 500 Э, приложенных вдоль кристаллографической оси c . Видно, что кривые $\chi(T)$ под действием поля существенным образом трансформируются. В соответствии с нейтрографическими данными [3] ось c является осью легкого намагничивания в интервале от температуры Кюри $\Theta_c=294$ К до температуры спин-переориентационного перехода $\Theta_{SR}=232$ К. При $T < \Theta_{SR}$ направление легкого намагничивания отклоняется от оси c на угол θ , величина которого изменяется с температурой. На кривых $\chi(T)$ при $H=0$ наблюдаются четыре особенности. Максимум при температуре $\Theta_c=292$ К соответствует переходу образца из парамагнитного в ферромагнитное состояние. Величина максимума резко уменьшается при возрастании поля (приблизительно в два раза в поле 0,1 кЭ), он становится также более широким и в сильных полях смещается в сторону высоких температур (294 К при $H=0,57$ кЭ). В полях, больших 0,7 кЭ, максимум полностью размывается. В отличие от первой вторая аномалия при $T=\Theta_c'$ при возрастании поля смещается в сторону более низких температур, полностью исчезая в поле $H \approx 0,6$ кЭ. Аналогичные аномалии на кривых $\chi(T)$, сопровождающие переход одноосного ферромагнетика из парамагнитной фазы в ферромагнитную, наблюдались ранее (см., напр., [4]). Вблизи температуры спин-переориентационного перехода χ возрастает и обнаруживается третья особенность — максимум при температуре $T = \Theta_{SR}=224$ К. Данный максимум не размывается полем и остается единственной аномалией при $H \approx 0,7$ кЭ.

Четвертая аномалия обнаружена нами при температуре $T=140$ К (см. рис. 1). При возрастании поля до $\sim 0,6$ кЭ этот максимум так же, как и аномалии при температурах Θ_c и Θ_c' , исчезает.

На рис. 2 представлены зависимости температур, соответствующих описанным выше аномалиям $\chi(T)$, от величины поля. Из рис. 2 видно, что менее всего подвержена воздействию магнитного поля температура Θ_c . Точки расположения остальных трех аномалий варьируются магнитным полем сильнее.

Температурные зависимости восприимчивости $\chi(T)$, измеренные вдоль оси b , в отсутствие поля обнаруживают всего две аномалии — при температурах $\Theta_c = 291$ К и $\Theta_{SR} = 230$ К (рис. 3). При увеличении поля на кривых $\chi(T)$ появляется типичный парамагнитный ник (при $T \approx 291,5$ К — в поле $H = 0,65$ кЭ). Данные по

Влиянию поля на температуры упорядочения для данного образца также показаны на рис. 2 штриховой линией.

В соответствии с данными работ [5, 6] положение максимума $\chi(T)$ вблизи температуры Кюри зависит от величины поля. Этот вывод подтверждается полученными нами экспериментальными данными (см. рис. 2).

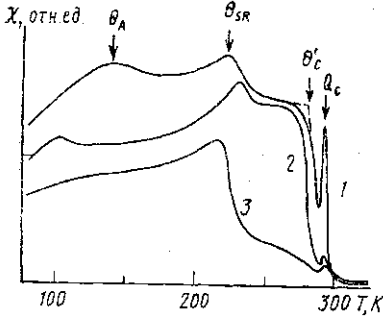


Рис. 1. Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости χ монокристалла Gd при атмосферном давлении в поле, приложенном вдоль кристаллографической оси c : $H=0$ (1); 0,33 (2) и 0,57 кЭ (3)

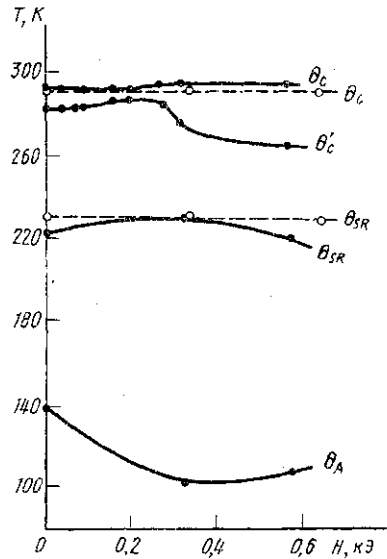
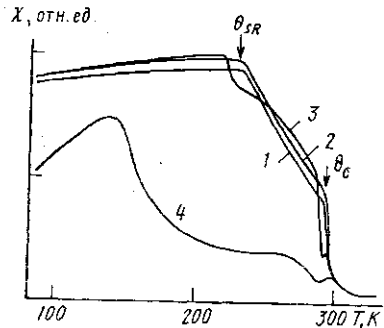


Рис. 2. Полевые зависимости температур, соответствующих аномалиям на кривых $\chi(T)$: $H||c$ (сплошные линии) и $H||b$ (штриховые)

Рис. 3. Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости монокристалла Gd при атмосферном давлении во внешнем поле, приложенном вдоль кристаллографической оси b : $H=0$ (1); 0,34 (2); 0,89 (3) и 1,37 кЭ (4)



Определенные затруднения вызывает интерпретация природы максимума, расположенного при $T=\theta_A \approx 140$ К. Анализ литературных данных указывает на то, что в данной области температур имеют место аномалии и некоторых других физических свойств (см., напр., [7–10]). Так, температурная зависимость параметра c решетки гадолиния [7] в данной области температур обнаруживает достаточно широкий максимум. Аномальным образом ведет себя в окрестности данной точки и энергия магнитной анизотропии, что связано с наличием минимума на температурной зависимости константы анизотропии K_1 [8–9]. В [10] также обнаружены определенные особенности от температурной зависимости модуля Юнга $E(T)$ в указанной области температур.

Сложная зависимость от температуры параметра решетки c и наличие локального минимума энергии анизотропии в Gd приводит к тому, что в данном темпера-

турном интервале характер магнитной структуры, по-видимому, изменяется. Это, в частности, может приводить к возникновению аномалий на температурной зависимости угла θ .

Исследование воздействия давления на вид кривых $\chi(T)$ указывает на то, что общий вид зависимостей $\chi(T)$ вблизи температур фазовых переходов практически не изменяется как при $H\parallel c$, так и при $H\parallel b$ (см. рис. 4 и 5 соответственно). В то же время данные аномалии смещаются давлением в сторону низких температур. Установлено, что при $H\parallel c$ $\partial\theta_c/\partial P = -13$, а $\partial\theta_{sb}/\partial P = -67$ К/ГПа, а при ориентации поля вдоль оси трудного намагничивания значения данных сдвигов равны -12 и -29 К/ГПа соответственно.

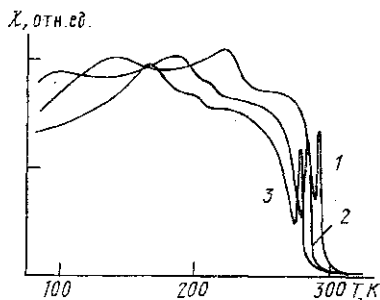


Рис. 4. Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости монокристалла Gd ($H\parallel c$) при различных давлениях: атмосферное (1); 0,6 (2) и 0,96 ГПа (3)

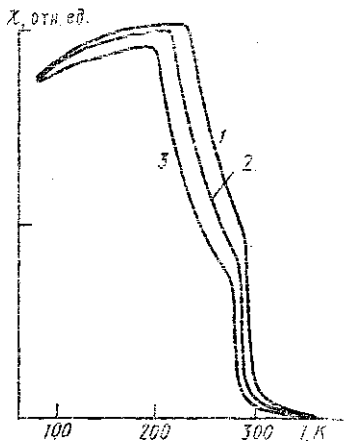


Рис. 5. Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости монокристалла Gd ($H\parallel b$) при различных давлениях: атмосферное (1); 0,6 (2) и 1 ГПа (3)

Альтшуллер с соавторами [11] с помощью квантовомеханических расчетов показали, что в РЗМ сжатие приводит к преобразованию структуры зон за счет ухода $6s$ -полосы вверх в энергетический диапазон над уровнем Ферми. В гадолинии давление может индуцировать (s , p)- d переходы, что вносит определенный вклад в сдвиг точек магнитных фазовых переходов под действием давления. Однако, по-видимому, основной вклад в сдвиг точки Кюри вносит изменение под действием всестороннего сжатия интегралов обменного взаимодействия.

В работах [12, 13] исследовано влияние всестороннего сжатия на угол раствора конуса магнитных моментов. Показано, что уменьшение объема элементарной ячейки оказывает существенное воздействие на константы магнитной анизотропии и стабилизирует ось легкого намагничивания параллельно оси c .

Таким образом, уменьшение температуры спин-переориентационного перехода обуславливается изменением при воздействии давления констант магнитной анизотропии.

В заключение необходимо отметить, что для более детальной интерпретации природы возникновения максимума на кривой $\chi(T)$ при $T \approx 140$ К ($H\parallel c$) необходимо более тщательное исследование температурных зависимостей угла θ и констант магнитной анизотропии Gd.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Никитин С. А., Сличкин Ю. И., Тишин А. М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. 32, № 5. С. 90. [2] Nikitin S. A., Tishin A. M., Kuz'min M. D., Spichkin Y. I. // Phys. Lett. 1991. 153A, N 23. P. 155. [3] Cable J. W., Wollan E. O. // Phys. Rev. 1968. 165, N 2. P. 733. [4] Алиев Х. К., Каминлов И. К., Омаров А. М. // ФТТ. 1984. 26, № 3. С. 840. [5] Klamut J., Szpald Z. // Phys. Lett. 1970. 31A. P. 6. [6] Riedel E., Wegner F. // Z. f. Physik. 1969. 225. P. 195. [7] Финкель В. А. Структура редкоземельных металлов. М., 1978. [8] Corner W. D., Roe W. C., Taylor K. N. R. // Proc. Phys. Soc. Japan.

1962. 80. P. 927. [9] Graham C. D. // J. Phys. Soc. Japan. 1962. 17. P. 1310. [10] Бодряков В. Ю., Никитин С. А., Тишин А. М. // ФТТ. 1991. 32, № 7. С. 2233. [11] Альтшуллер Л. В., Воропинов А. И., Гендельман Г. М. и др. // ФММ. 1981. 51, № 1. С. 76. [12] Franse J. J. M., Mihai V. // Physica. 1977. 86—88В. P. 49. [13] Klimker H., Rosen M. // Phys. Rev. 1973. В7, N 5. P. 2054.

Поступила в редакцию
13.02.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 5

УДК 537.226.4

О ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЕ СПОНТАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ МОНОКРИСТАЛЛА KN_2PO_4

А. Б. Есенгалиев, В. К. Новик, В. Н. Новиков, Н. Д. Гаврилова,
Н. П. Зайцева, С. В. Богатырева

(кафедра физики низких температур)

Измерен пироккоэффициент монокристалла KDP в неполярных направлениях. Полученные данные позволяют сделать предположения о механизме образования дополнительной компоненты спонтанной поляризации.

Ранее по итогам исследования различных сегнетоэлектриков с точечными дефектами [1—3] было установлено общее явление — образование дополнительной компоненты \mathbf{P}_{Sad} в поле исходной матрицы \mathbf{P}_{Sm} при низких ($T < 15$ К) температурах. Было обнаружено, что векторы \mathbf{P}_{Sad} и \mathbf{P}_{Sm} неколлинеарны и соотносятся как $|\mathbf{P}_{\text{Sad}}|/|\mathbf{P}_{\text{Sm}}| \leq 10^{-4}$. Компонента \mathbf{P}_{Sad} обусловлена присутствием заряженных лигандов в матрице. Предполагаемые механизмы ее образования — низкотемпературный фазовый переход в подсистеме примесных дефектов [2] и упорядоченная локализация протонов на избыточных водородных связях, образующихся в структуре ТГС вследствие введения примесей, при $T \rightarrow 0$ [3]. Особый случай представляет водородсодержащий сегнетоэлектрик KN_2PO_4 (KDP). Даже в совершенном монокристалле этого соединения имеет место аномальное поведение пироккоэффициента χ^σ со сменой знака при 15,3 К [4]. Авторы [4] предположительно объяснили это явление различными знаками вкладов оптических мод либо аномальным поведением вторичного пироккоэффициента. Проведенные нами исследования совершенных и дефектных монокристаллов KDP различной ростовой предистории подтвердили корректность экспериментальных наблюдений [4], однако физический механизм аномального поведения χ^σ был объяснен нами в рамках двухкомпонентной модели спонтанной поляризации. В отличие от «примесных» компонент \mathbf{P}_{Si} в ТГС, ниобате и танталате лития [1—3] дополнительная компонента \mathbf{P}_{Sad} в KDP обусловлена низкотемпературной динамикой собственных подвижных элементов структуры (протонов) подобно случаю линейного пироэлектрика $\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$, где образование компонент спонтанной поляризации в области $T < 110$ К в неполярных при комнатной температуре кристаллографических направлениях однозначно связано с колебательной динамикой молекул воды [5]. В качестве механизма формирования \mathbf{P}_{Sad} в KDP был предположен фазовый переход «полярная фаза—полярная фаза» в протонной подсистеме с $T_c = 21-23$ К. С целью проверки общности положения о неколлинеарности векторов \mathbf{P}_{Sad} и \mathbf{P}_{Sm} и получения дополнительных данных о механизме образования \mathbf{P}_{Sad} были проведены измерения пироккоэффициента в образцах совершенного монокристалла KDP , вырезанных не только перпендикулярно полярной оси, но и под углом 45° к ней (параллельно направлениям [101] и $[\bar{1}01]$). Результаты измерений и их краткое обсуждение представлены в настоящем сообщении.

Объектом исследования был выбран совершенный монокристалл KDP , выращенный по традиционной (медленной) технологии из особо чистого сырья. Образцы в виде дисков диаметром 12 мм и толщиной 2 мм с серебряными электродами перед измерениями охлаждались до 1,5 К в постоянном электрическом поле 0,5 кВ/см. Измерения пироккоэффициента проводились по статической методике [6].