6. Численное интегрирование системы (1) и сравнение полученного фазового портрета с исходным. Проекции трехмерного фазового пространства исходной и вос-



становленной систем показаны на рис. 3, а и б соответственно. Наблюдается топологический изоморфизм указанных траекторий.

Полностью эквивалентные данные были получены для ССТ, что доказывает непричастность нелинейной характеристики ФД к виду наблюдаемого в указанных системах процесса. В данном случае мы имеем дело с влиянием запаздывающей обратной связи и нелинейности в системе нагрева воды. Имея восстановленные уравнения (1), мы по-

Рис. 3. Проекции трехмерных фазовых портретов исходного очищенного от шума (a) и модельного (б) процессов

лучаем мощный инструмент для определения причин возникновения сложной динамики в конкретной системе и выработки действий, необходимых для ее анализа. Поиск параметров реального устройства (в данном случае ССРЧ или ССТ) на практике может быть сведен к методу, включающему повторение измерений при различных параметрах систем обратной связи запаздывания, величина расхода воды и т. п.) с дальнейшей обр (время обработкой определением коэффициентов уравнений (1), соответствующих И указанным выше параметрам реальной системы. В результате мы получаем возможность выделения параметров, оказывающих наибольшее влияние на динамику, и нахождения значений этих параметров, при которых достигается максимальная устойчивость конкретной системы. В случае ССРЧ это означает уменьшение дисперсии фазы поля СВЧ в секции и разброса по энергии ускоренных электронов и в конечном счете более устойчивую работу ускорителя.

Таким образом, используя временную реализацию одной переменной динамической системы, мы восстановили дифференциальные уравнения, дающие топологически эквивалентный исходному аттрактор в фазовом пространстве системы. Нами показана возможность нового подхода к определению источников возникновения сложных динамических режимов на примере систем стабилизации температуры и резонансной частоты секции линейного ускорителя электронов непрерывного действия.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Brush J. S., Kadtke J. B.//Proc. ICASSP-92. San Francisco, 1992. P. 321.
[2] Alimov A. S., Chepurnov A. S., Gribov I. V. et al. Moscow CW racetrack microtron: Preprint N93-9/301, Inst. Nucl. Phys. Mosc. St. Univ. M., 1993.
[3] Teodorescu D.//Int. J. Control. 1989. 50, N 5. P. 1577. [4] Broomhead D. S., King G. P.//Physica D. 1986. 20, N 2. P. 217.

Поступила в редакцию 08.07.93

• ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 1

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.638

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ТЕРБИЯ И ДИСПРОЗИЯ ПРИ ПЕРЕХОДЕ В ПАРАМАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ

С. Ю. Даньков, Ю. Ф. Попов, А. М. Тишин

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Проведено детальное исследование намагниченности монокристаллов тербия и диспрозия в области температур магнитных фазовых переходов. Впервые установлено, что переход антиферромагнетизм — парамагнетизм в Тb и Dy сопровождается температурным гистерезисом намагниченности.

Предлагаемая работа посвящена исследованию температурных и полевых зависимостей удельной намагниченности о монокристаллических редкоземельных метал-

98

лов тербия и диспрозия в магнитных полях до 30 кЭ и области температур 78— 300 К.

Согласно нейтронографическим данным [1, 2], в точках Нееля данных металлов (Tb – 232 K, Dy – 178,5 K) происходит магнитный фазовый переход нарамагнетизм (ПМ) – геликоидальный антиферромагнетизм (АФМ) (в случае нулевого магнитного поля). Изучения магнитных свойств Tb и Dy ведутся достаточно давно, однако до сих пор не исследовано детально поведение температурных и полевых зависимостей намагниченности этих металлов в окрестностях точек Нееля. Поскольку магнитные фазовые переходы в парамагнитное состояние в редкоземельных металлах (РЗМ) обладают рядом интересных особенностей, изучение этих зависимостей вызывает значительный интерес.

Фазовые превращения в точках Кюри ферромагнетиков или в точках Несля антиферромагнетиков обычно являются в термодинамическом отношении фазовыми переходами (ФП) второго рода. Однако за последние годы накоплен определенный экспериментальный материал, указывающий на то, что имеются и такие магнитые системы, в которых эти превращения обладают чертами переходов как первого, так и второго рода одновременно (см. напр., [3—5]). Эти превращения невозможно однозначно классифицаровать по Эренфесту (рассматривая скачки производных термодинамического потенциала) и применить критерии теорий Ландау и Бина—Родбелла для определения рода ФП. На смешанный характер рассматриваемых превращений указывает, например, исследование температурной зависимости магнитной части теплоемкости диспрозия [5]. Установлено [5], что эта величина не принимает нулевого значения выше точки Несля Θ_2 (на рис. 2 обозначена T_N) в отсутствие магнитного поля. Авторы [5] объясняют данный факт наличием антиферромагнитных кластеров выше температуры Θ_2 , что является признаком ФП первого рода.

В нашей работе измерение удельной намагниченности проводилось с помощью установки, аналогичной маятниковому магнитометру Доминикали [6]. Образеп, укрепленный на маятниковом подвесе, помещался в неоднородное магнитное поле, создаваемое электромагнитом с вогнутыми наконечниками. Отклонение подвеса фиксировалось с помощью фотоэлемента и компенсировалось. В работе проводились также эксперименты по исследованию поведения намагниченности монокристалла диспрозия в импульсных магнитных полях до 30 кЭ. Длительность импульсов варьировалась от 1·10⁻³ до 15·10⁻³ с.

На рис. 1 представлены температурные зависимости удельной намагниченности монокристалла тербия в диапазоне температур от 78 до 300 К при различных значениях напряженности магнитного поля Н. Намагниченность измерялась как при увеличении, так и при уменьшении температуры. Наблюдался достаточно ярко выраженный температурный гистерезис удельной намагниченности, который возникал при температурах значительно ниже точки Θ_1 фазового перехода АФМ-ФМ (ферромагнетизм) и исчезал в окрестности точки Нееля данного металла. Так как намагниченность тербия не испытывает скачкообразного изменения при температуре перехода в ПМ-состояние и рассматриваемый переход является «размытым», точка перехода определяется как температура, соответствующая максимальному абсолютному значению производной (do/dT) н. При увеличении напряженности магнитного поля температура перехода Θ_2 увеличивалась. Более детальное исследование температурной зависимости намагниченности в окрестности Θ_2 тербия показало, что упомянутый гистерезис сохраняется и при температурах несколько выше температуры перехода. Величина температурного гистерезиса уменьшалась с увеличением магнитного поля. В магнитном поле H=3,05 кЭ (H||b) было получено значение температуры Нееля $\Theta_2 = 230.5$ K; соответствующая величина наблюдавшегося гистерезиса равнялась $\Delta \sigma =$ =6 Гс см³ г^{−1}. Гистерезис в этом поле исчезал при 239 К. В полях напряженностью более 10 кЭ гистерезис не наблюдался. Гистерезис при температурах $T \ll \Theta_1$ можно объяснить процессами смещения и вращения доменных границ, а также наличием в точке Θ_1 $\Phi\Pi$ первого рода. Гистерезис выше температуры Θ_2 обнаружен впервые.

Температурные зависимости удельной намагниченности монокристаллического Dy приведены на рис. 2. Большая величина гистерезиса в интервале 90—100 К, как и для Tb, объясняется наличием в этой области температур магнитного ФП первого рода $A\Phi M$ — ΦM . В окрестности температуры перехода в парамагнитное состояние нами обнаружен температурный гистерезис, так же как и в случае Tb, ранее не наблюдавшийся. Величина гистерезиса в области точки Θ_2 (различие температур, соответствующих «пикам» удельной намагниченности) достигала 9 К в поле 0,75 кЭ и, как и в случае тербия, уменьшалась с увеличением напряженности магнитного поля.

Полевые изотермические зависимости намагниченности исследовались при увеличении и при уменьшении напряженности магнитного поля. Найдено, что в стационарных полях в рассматриваемом диапазоне температур полевой гистерезис намагниченности отсутствовал. Однако при исследовании процессов намагничивания об-



Рис. 1

Рис. 2

Рис. 1. Температурные зависимости удельной намагниченности монокристаллического тербия в магнитных полях (H||b): 10 (1), 3,05 (2) и 1,58 кЭ (3)

Рис. 2. Температурная зависимость удельной намагниченности монокристаллического диспрозия в магнитном поле 0,75 кЭ (*H*||*a*). На вставке — температурные зависимости удельной намагниченности монокристаллического диспрозия в окрестностях температуры Нееля: *H*=0,75 (*1*) и 1,6 кЭ (*2*)

разца диспрозия в импульсных магнитных полях (H||a) в окрестности точки Нееля наблюдался полевой гистерезис ($\Delta H \approx 1$ кЭ при $\tau \approx 10$ мс), ширина которого возрастала при увеличении длительности импульса. Этот факт невозможно объяснить исходя из предположения о релаксационном характере процесса. В данном предположении при увеличении длительности импульса процесс намагничивания должен иметь характер, приближающийся к квазиравновесному. Наличие гистерезиса в импульсных магнитных полях, на наш взгляд, можно связать либо с погрешностью интегрирования используемой установки, либо с магнитнокалорическим эффектом. Отметим, что при измерении вдоль оси с полевой гистерезис отсутствовал как в импульсных, так и в статических полях.

Наличие температурного гистерезиса удельной намагниченности образцов Тb и Dy в окрестностях температур фазовых переходов в парамагнитное состояние невозможно объяснить, рассматривая эти переходы как ФП второго рода, как это считалось ранее. Однако исследование магнитных фазовых диаграмм данных материалов показывает (см., напр., [7]), что данные переходы являются переходами второго рода. Мы считаем, что в рассматриваемом случае имеют место магнитные фазовые переходы смешанного типа, которые обладают чертами переходов первого и второго рода и требуют специальной классификации.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Koehler W., Cable J., Child I. et al.//Phys. Rev. 1967. 158, N 6. P. 450. [2] Wilkinson M., Koehler W., Wollan E., Cable J.//J. Appl. Phys. 1961. 32, N 3. P. 48. [3] Barak L., Walker M. B.//Phys. Rev. 1982. B25. P. 1969. [4] Zochowski S. W., Tindall D. A., Kahrizi M. et al.//J. Magn. and Magn. Mat. 1986. 54—57. P. 707. [5] Nikitin S. A., Tishin A. M., Savchenkova S. F. et al.//J. Magn. and Magn. Mat. 1991. 96. P. 26. [6] Ухмаева З. С. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1989. [7] Nikitin S. A., Tishin A. M., Leontiev P. I.//J. Magn. and Magn. Mat. 1992. 92. P. 405.

Поступила в редакцию 01.03.93