

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 537.622

НЕОБРАТИМОЕ ИНДУЦИРОВАНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА
В НЕСТЕХИОМЕТРИЧНОМ Fe_2P

Л. И. Медведева, С. И. Харцес

Известно, что в Fe_2P реализуются двойные температурные переходы между парамагнитным (ПМ) и ферромагнитным (ФМ) состояниями: ПМ— MM_1 —ФМ при $P < P_k$ и ПМ— MM_2 —ФМ при $P > P_k$ ($P_k \approx 5$ кбар) [1]. MM_1 и MM_2 — неколлинеарные магнитные структуры [2, 3]. Давление не только стабилизирует фазу MM_2 , почти не меняя T_N и резко понижая T_k (T_N , T_k — температуры переходов ПМ— MM_2 и MM_2 —ФМ соответственно), но и изменяет основное состояние: при $P \geq 13$ кбар ФМ фаза не реализуется вплоть до 0 К [4]. Наблюдаемое разнообразие магнитных фаз связывается с наличием конкурирующих обменных взаимодействий разных знаков внутри и между магнитными подсистемами, образованными кристаллографически неэквивалентными атомами железа Fe_1 и Fe_2 , причем $J_{11} < 0$, $J_{22} < 0$, $J_{12} > 0$ [5]. Изменение соотношений между этими взаимодействиями под давлением [1] и служит причиной смены магнитного порядка при $T=0$. У таких магнетиков естественно ожидать нестандартных свойств вблизи границы раздела фаз. В случае Fe_2P подобные исследования эффективны при значительных P , обеспечивающих достаточную раздвижку фазовых переходов (ФП) ПМ— MM_2 по температуре. Трудности, связанные с необходимостью применения высоких давлений, преодолеваются использованием нестехиометричных образцов Fe_2P : известно, что дефицит железа в $\text{Fe}_{2-\epsilon}\text{P}$, так же как и давление, стабилизирует MM_2 фазу [6]. Уже при $\epsilon \geq 0.063$ основным становится АФ состояние с метамагнитным поведением в поле (фаза MM_2 в [6]), причем T_N с ростом ϵ изменяется очень слабо.

Особенности ФП системы $\text{Fe}_{2-\epsilon}\text{P}$ в области концентраций, переходной от ФМ к АФ основному состоянию, исследованы в настоящей работе в слабых и сильных магнитных полях под давлением до 12 кбар. Индукционной методикой при $H=1$ Э были измерены температурные зависимости восприимчивости $\chi(T)$, а в импульсных полях до 100 кЭ — поведение намагниченности $\sigma(H)$.

Гистерезис перехода MM_2 —ФМ, определяемый по максимуму на кривых $\chi(T)$, существенно возрастает с увеличением ϵ и P . Особенности магнитного поведения, характерные для области этого ФМ, наиболее сильно проявляются в образцах с $\epsilon \geq \epsilon_k \approx 0.063$. Прежде всего это относится к эффекту необратимого индуцирования магнитным полем ФМ состояния. Как видно из рис. 1, для образца с $\epsilon=0.11$ зависимость $\chi(T)$ имеет один максимум, соответствующий переходу ПМ— MM_2 . Дополнительные аномалии, которые могли бы свидетельствовать об изменении магнитного состояния, отсутствуют. Однако такие аномалии появляются после однократного воздействия достаточно сильного импульсного магнитного поля, что свидетельствует о возникновении новой фазы, сохраняющейся и после прекращения действия поля. В процессе намагничивания АФ состояние переходит в ФМ скачком при пороговом поле $H_{\text{н1}} \approx 18$ кЭ (рис. 2). С уве-

личением H до 100 кЭ наблюдается лишь слабый линейный рост σ , характерный для парапроцесса. При убывании магнитного поля и изменении его знака формируется петля гистерезиса с остаточной намагниченностью в $H=0$, свидетельствующей о стабилизации ФМ фазы. Последующие циклы перемагничивания практически не меняют вида петли. Нагрев образца выше T_k^* возвращает его в исходное состояние: обратный ход $\chi(T)$ вновь совпадает с прямым (рис. 1). Для повторного индуцирования ФМ фазы

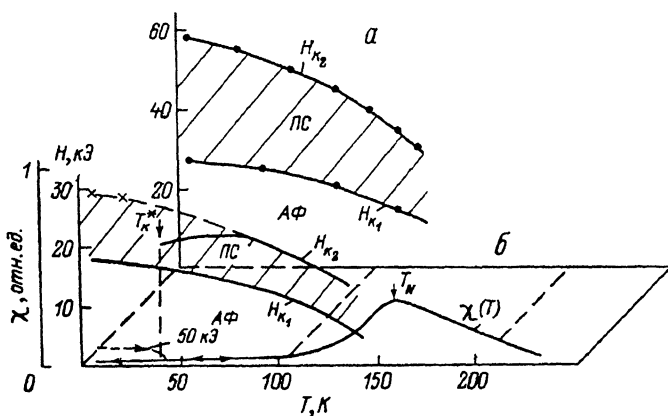


Рис. 1. $H-T$ диаграммы образца $\text{Fe}_{1.89}\text{P}$ при $P=10$ (а) и 0 кбар (б). Температурная зависимость начальной восприимчивости $\text{Fe}_{1.89}\text{P}$.

необходимо новое воздействие поля на предварительно охлажденный до $T < T_k^*$ образец. Эта температура T_k^* , вероятно, и является верхней границей гистерезиса MM_2 -ФМ перехода при том, что нижняя граница находится при $T < 0$. Таким образом, ФМ состояние здесь является «скрытым» состоянием, которое не реализуется в обычных условиях при изменении температуры, но может быть необратимо вызвано внешним полем в пределах метастабильной области, ограниченной температурами T_k

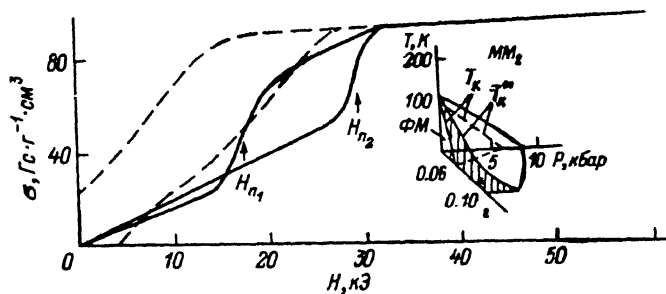


Рис. 2. Полупетля гистерезиса и полевые зависимости намагниченности образца $\text{Fe}_{1.89}\text{P}$ при первом и втором цикле намагничивания.

На вставке — фрагмент $T-P$ - σ диаграммы системы Fe_{2-x}P .

и T_k^* . «Скрытое» ФМ состояние реализуется и в образцах с $\epsilon < \epsilon_k$ в случае, когда внешнее давление достаточно для смещения T_k в область отрицательных температур (см. вставку на рис. 2).

Значение T_k^* , определяемое из поведения зависимости $\chi(T)$ при нагреве после наложения сильного поля в районе $T_k < T_k^*$, коррелирует с температурой на $H-T$ диаграммах, разделяющей области, в одной из которых переход из АФ состояния происходит непосредственно в ФМ скачком при критическом поле H_{k1} , тогда как в другой — через промежуточное состояние (ПС), ограниченное критическими полями H_{k1} и H_{k2} (рис. 1). Именно в области реализации одноступенчатого перехода проявляется эффект необратимого индуцирования ферромагнетизма. С ростом давления T_k^* понижается, попадая при $P > P_k^*$, зависящих от ϵ ,

вслед за T_k в область $T < 0$. Этот процесс сопровождается исчезновением температурного интервала, в котором возможен необратимый переход в поле из АФ в ФМ состояние.

Следует заметить, что процесс индуцирования ФМ фазы в обсуждаемом веществе весьма специфичен: после размагничивания переменным полем образец не остается в ФМ состоянии и не возвращается в АФ, а переходит в ПС фазу. Об этом свидетельствует значение поля индуцирования ФМ фазы после размагничивания $H_{п2}$, коррелирующее по величине с критическим полем $H_{к2}$, экстраполированным к температуре индуцирования (рис. 1; штрихи на кривой $H_{к2}(T)$ в области низких температур), тогда как $H_{п1}$ фактически соответствует $H_{к1}$. Петля гистерезиса, наблюдавшаяся после этого, повторяет предыдущую, полученную при первом цикле, — переход в ФМ фазу вновь происходит необратимым образом. Как видно, в $Fe_{2-x}P$ в случае $T_k < 0$ при $T < T_k^*$ возможна стабилизация любой из указанных фаз при соблюдении определенных условий.

Список литературы

- [1] Zavadskii E. A., Medvedeva L. I., Filippov A. E. // JMMM. 1984. V. 43. N 1. P. 53—58.
- [2] Завадский Э. А., Медведева Л. И., Филиппов А. Э., Харцев С. И. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 11. С. 3462—3463.
- [3] Fujii H., Okamoto T., Eguchi K., Fujiwara K., Okamoto T. J. // Phys. Soc. Jap. 1982. V. 51. N 2. P. 414—419.
- [4] Fujiwara H., Kadomatsu H., Tohma K., Fujii H., Okamoto T. // JMMM. 1980. V. 21. N 1. P. 262—268.
- [5] Fujii H., Hokabe T., Fujiwara H., Okamoto T. // J. Phys. Soc. Jap. 1978. V. 44. N 1. P. 96—100.
- [6] Звада С. С., Медведева Л. И., Сиваченко А. П., Харцев С. И. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2496—2498.

Донецкий физико-технический институт
АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
6 июня 1988 г.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ Ta_2O_5 : ПОЛУЧЕНИЕ, УПРУГИЕ И АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

В. И. Анисимкин, И. М. Котелянский, В. А. Лузанов, П. Н. Мавленков

Большая диэлектрическая постоянная, малые оптические потери и высокая химическая стойкость обусловили широкое применение диэлектрических пленок Ta_2O_5 в СВЧ устройствах, конденсаторах, солнечных батареях, устройствах оптоэлектроники и химических датчиках [1]. В работах [2, 3] сообщалось о получении пленок Ta_2O_5 моноклинной сингонии, обладающих пьезоэлектрическими свойствами. Наличие пьезосвойств совместно с другими вышечисленными достоинствами делают пленки Ta_2O_5 перспективными для акустоэлектроники и акустооптики.

В настоящей работе впервые методом магнетронного реактивного распыления в вакууме получены пьезоэлектрические текстурированные пленки Ta_2O_5 . Разработана методика определения упругих и акустических параметров материала пленки из дисперсионной зависимости скорости поверхностных акустических волн (ПАВ) в слоистой структуре. Для слоистой структуры пленка Ta_2O_5 / подложка плавленного SiO_2 измерены дисперсионные зависимости скорости V_R^a и коэффициента электромеханической