

к инжекторным источникам. Общий ток можно увеличить одновременно увеличением поверхности эмиссии и скорости откачки газа. В настоящих экспериментах максимальная величина тока $I_- = 40$ мА достигнута при скорости откачки газа $S = 3.5 \cdot 10^3$ л/с. Легко видеть, что для источника ионов на 10 А требуется скорость откачки $\sim 10^6$ л/с.

Кроме достигаемой без применения паров цезия сравнительно большой плотности тока источник обладает и другим положительным качеством — сравнительно малым фазовым объемом V_ϕ . Причем, как показали эксперименты, минимальное значение V_ϕ наблюдается в области максимальной эмиссионной способности источника и минимального отношения тока электронов к току ионов ($I_e/I_- \approx 5$). При этом значение V_ϕ в направлении, перпендикулярном щели, равно 10^5 см·рад, а в направлении, параллельном щели, $3.5 \cdot 10^{-7}$ см·рад. Это соответствует «температуре» ионов в эмиссионном сечении $kT_i \approx 0.8$ эВ.

Список литературы

- [1] *Kuznetsov V. V., Semashko N. N., Krylov A. I. et al. // IAEA Technical Comitee Meeting. Grenoble, 1985. P. 110—111.*
- [2] *Бельченко Ю. И., Димов Г. И., Дудников В. Г. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 39-73. Новосибирск, 1973. 12 с.*
- [3] *Leung K. N., Ehlers K. W. // Rev. Sci. Instrum. 1982. Vol. 53. N 6. P. 803—809.*
- [4] *Антипов С. П., Елизаров Л. И., Мартынов М. И., Чесноков В. М. Препринт ИАЭ. № 4464/7. М., 1987. 11 с.*
- [5] *Кучинский В. В., Мишаков В. Г., Тибалов А. С., Шухтин А. М. // Опт. и спектр. 1975. Т. 39. Вып. 6. С. 1043—1048.*
- [6] *Allan M., Wong S. F. // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. N 26. P. 1791—1794.*
- [7] *Leung K. N., Ehlers K. W., Bacal M. // Rev. Sci. Instrum. 1983. Vol. 54. N 1. P. 56—61.*
- [8] *Ehlers K. W. // Nucl. Instrum. Methods. 1965. Vol. 32. N 1. P. 309—316.*
- [9] *Габович М. Д., Найдя А. П., Исаев Ф. М. // УФЖ. 1970. Т. 15. № 4. С. 667—671.*
- [10] *Романюк Л. И., Свавильный Н. Е. // УФЖ. 1976. Т. 21. № 6. С. 984—989.*
- [11] *Hiskes I. R., Karo A. M., Willman P. A. // J. Vac. Sci. Technol. 1985. Vol. A3 (3). N 2. P. 1229—1233.*
- [12] *Hall R. I., Cadez I., Landau M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. P. 337—341.*
- [13] *Hiskes I. R., Karo A. M., Willman P. A. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58. N 5. P. 1759—1764.*

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
24 января 1989 г.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ «СПОНТАННОЙ» НАМАГНИЧЕННОСТИ В АМОРФНОМ $Y_3Fe_5O_{12}$

Ю. Г. Чукалкин, С. Г. Бовданов, В. Р. Штирц

Аморфные оксидные магнетики с отрицательным обменным взаимодействием, исходя из физических соображений, должны обладать сперомагнитным типом магнитного упорядочения [1], при реализации которого отсутствует спонтанная макроскопическая намагниченность. Такой тип магнитного упорядочения возникает в результате топологических фрустраций отрицательных обменных связей из-за отсутствия трансляционной симметрии в расположении магнитоактивных ионов. Тем не менее магнитные измерения образцов аморфного $Y_3Fe_5O_{12}$, полученного различными методами, неизменно обнаруживают существование небольшой спонтанной намагниченности [2–4]. Цель данной работы — выяснить причину появления спонтанной намагниченности: является ли она свойством, внутренне присущим аморфному состоянию (вопреки теоретическим прогнозам), либо обусловлена паразитными эффектами, например присутствием магнитных примесей.

Образцы, методики измерений и результаты

В качестве исходного сырья для получения аморфных образцов использовали поликристаллический $Y_3Fe_5O_{12}$ в виде дисков (диаметр 7 мм, высота 1—1.5 мм) и порошков, синтезированных по стандартной технологии [5, 6]. Исследования исходных кристаллических

образцов показали, что их структурные и магнитные характеристики близки к приводимым обычно в литературе [7]. Аморфное состояние получали путем облучения исходных образцов в ядерном реакторе при температуре не выше 350 К флюенсом быстрых ($E_n \geq 1$ МэВ) нейтронов, равным $3 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-2}$. Согласно данным работы [4], при облучении таким флюенсом кристаллические образцы со структурой граната полностью переходят в аморфное состояние. Действительно, рентгеновские и нейтронографические исследования показали, что все облученные образцы являются полностью аморфными и не содержат примесей кристаллической фазы с точностью $\sim 1\%$ (объемных). Магнитные свойства аморфного оксида измеряли на магнетометре с вибрирующим образцом в интервале температур 5—610 К и магнитных полях до 1.6×10^6 А/м. В температурном интервале 300—815 К измеряли также деполяризацию прошедшего через аморфный образец пучка поляризованных нейтронов. Пучок поляризованных нейтронов со средней длиной волны $\lambda = 0.5$ нм ($\Delta\lambda/\lambda = 0.4$) получали с помощью поляризующего нейтроновода, выполненного на базе зеркал 50Co, 50Fe с поглощающим подслоем [8]. Система анализа поляризации прошедшего через образец пучка состояла из спин-флиппера с эффективностью переворота спина ~ 1 , поляризующего нейтроновода-анализатора и детектора нейтронов. Поляризация пучка, прошедшего через образец, определялась как $P = (J^+ - J^-)/(J^+ + J^-)$, где J^+ и J^- — количество нейтронов, зарегистрированных детектором соответственно при выключенном и включенном спин-флиппере. Исходная поляризация пучка нейтронов $P_0 = P_n \cdot P_a$ (P_n , P_a — поляризующая способность поляризатора и анализатора соответственно) была равна 0.96. При проведении измерений образец помещался между полюсами электромагнита. Остаточное магнитное поле электромагнита напряженностью ~ 200 А/м одновременно являлось ведущим полем установки.

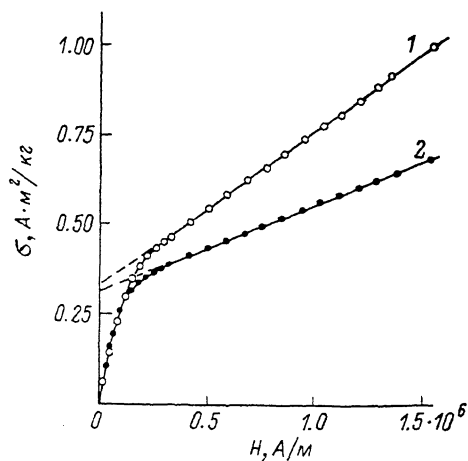


Рис. 1. Кривые намагничивания аморфного $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при различных температурах. 1 — 5, 2 — 300 К.

Как видно из рис. 1, аморфный оксид обладает небольшой спонтанной намагниченностью $\sigma_0 \approx 0.3$ А·м²/кг. Спонтанную намагниченность в данном случае определяли путем экстраполяции зависимости $\sigma(H)$ на нулевое значение магнитного поля H . Из рис. 1 следует, что σ_0 слабо зависит от температуры в интервале 5—300 К. Этот факт позволяет предположить, что появление σ_0 не связано с низкотемпературным замерзанием спинов, которое возникает при $T \leq 50$ К [4]. В принципе возникновение наблюдаемой намагниченности может быть обусловлено как ферромагнитными корреляциями в аморфном оксиде, которые должны быть достаточно большого размера, если учесть характер изменения $\sigma_0(H)$ в слабых полях, так и ферромагнитной примесью.

Для выяснения природы σ_0 удобно использовать технику поляризованных нейтронов. Пучок поляризованных нейтронов, проходя через немагнитный ферромагнитный образец, деполяризуется (частично или полностью) из-за вращения вектора поляризации в доменах с различными ориентациями намагниченности. Исходя из величины деполяризации в определенных случаях возможно оценить размеры доменов, а проводя температурные измерения, можно определить температуру Кюри. Из рис. 2 видно, что аморфный $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ частично деполяризует нейтронный пучок. Поляризация $P/P_0 = 0.85$ при комнатной температуре увеличивается по мере роста температуры и становится равной единице (деполяризация отсутствует) при $T'_c \approx 800$ К. Экстраполяция зависимости $\sigma_0(H)$ к нулевому значению σ_0 также указывает на температуру Кюри (T'_c), близкую к 800 К.

В работе [4] показано, что нагрев аморфного $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (полученного путем облучения) до 700 К не приводит к кристаллизации образца. При более высоких температурах начинается процесс кристаллизации, который идет наиболее интенсивно при $T \geq 800$ К. Поэтому мы проводили нагрев аморфного образца в две стадии. После первого нагрева до 700 К зависимости $P/P_0(T)$ совпадали при нагреве и охлаждении. Последующий нагрев до 815 К приводит к значительному гистерезису, T'_c уменьшается до 700 К, а в районе ~ 500 К наблюдается резкое уменьшение поляризации, указывающее на возникновение доменной структуры

в значительном объеме образца. Последующие нейтронографические исследования показали, что образец частично кристаллизовался и, как следствие, возник ферримагнетизм, характерный для кристаллического $Y_3Fe_5O_{12}$.

Мы исследовали также необлученный кристаллический $Y_3Fe_5O_{12}$ из той же партии образцов, которая была использована для получения аморфного оксида. Как видно из рис. 2, поляризация в районе точки Кюри иттриевого феррита ($T_c \cong 550$) резко возрастает, однако не обращается в единицу при $T > T_c$. В высокотемпературной области значения поляризации для кристаллического образца близки к соответствующим величинам для аморфного оксида. Гистерезис зависимости $P/P_0(T)$ в высокотемпературной области для кристаллического $Y_3Fe_5O_{12}$ существенно меньше и составляет $\sim 1\%$ (на рис. 2 не показан). Магнитные измерения также указывают на существование небольшой спонтанной намагниченности ($\sim 0.2 \text{ A} \cdot \text{M}^2/\text{кг}$) выше температуры Кюри в кристаллическом образце.

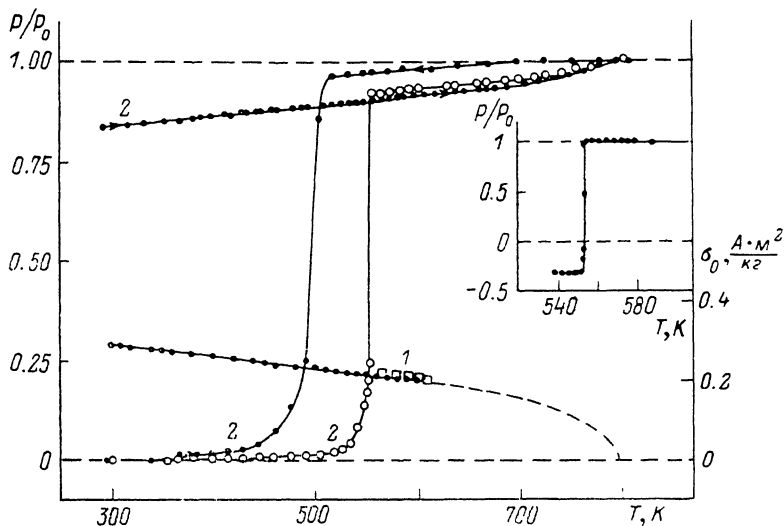


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности (1) и поляризации (2).

Светлые кружки — поликристаллический $Y_3Fe_5O_{12}$, темные — аморфный. На вставке P/P_0 для монокристалла $Y_3Fe_5O_{12}$

Обсуждение результатов

Приведенные данные, на наш взгляд, свидетельствуют о том, что намагниченность σ_0 в аморфном оксиде обусловлена ферромагнитной примесью, которая содержится в исходном кристаллическом состоянии и магнетизм которой не разрушается при нейтронном облучении. Известно [8], что недостаток железа в $Y_3Fe_5O_{12}$ приводит к появлению второй фазы $YFeO_3$ (структура перовскита), а избыток выделяется в виде фазы Fe_2O_3 . Антиферромагнитное упорядочение в $YFeO_3$ (температура Нееля $T_N = 625 \text{ K}$ [7]) и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ($T_N = 950 \text{ K}$ [9]) сочетается со слабым ферромагнетизмом. Нескомпенсированные магнитные моменты на ион железа составляют $5.4 \cdot 10^{-2} \mu_B$ и $\sim 10^{-3} \mu_B$ соответственно. Поскольку $\sigma_0 \cong 0.3 \text{ A} \cdot \text{M}^2/\text{кг}$ в аморфном оксиде соответствует $\sim 8 \cdot 10^{-3} \mu_B$ на атом железа, а рентгеновские данные с точностью $\sim 1\%$ указывают на отсутствие кристаллических фаз, то можно утверждать, что перечисленные выше фазы не могут обуславливать существование σ_0 . Окись железа может существовать и в виде ферримагнитной $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ со структурой дефектной шпинели. Метастабильная $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при нагреве выше 400°C (температуры перехода, приводимые различными авторами, существенно различаются [10]) необратимо переходит в термодинамически устойчивую $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Температуры Кюри $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ по данным разных авторов также значительно различаются (от 700 до 950 K [7, 11]), что обусловлено, видимо, различной степенью завершенности $\gamma \rightarrow \alpha$ превращения.

Анализ совокупности данных позволяет полагать, что небольшая спонтанная намагниченность в аморфном оксиде обусловлена примесью именно $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, содержащейся в исходном поликристаллическом образце. Соединения со структурой шпинели, как известно [4], не аморфизуются при нейтронном облучении. Используя результаты магнитных измерений и деполяризации при комнатной температуре, можно оценить размеры частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и их

концентрацию. Так как удельная намагниченность $\sigma_{\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3} = 65 \text{ А} \cdot \text{м}^2/\text{кг}$ [7], то концентрация $c = 0.3/65 \cong 0.005$. Такую концентрацию трудно обнаружить дифракционными методами.

Если вектор поляризации P_0 перпендикулярен скорости нейтронов v , то при наличии в образце магнитных неоднородностей в виде кластеров или магнитных примесей выражение для поляризации можно записать в виде [12]

$$P = P_0 \exp \left[-\frac{1}{3} \left(\frac{\mu_n B}{E} \right)^2 k_0^2 R c^{1/3} \right],$$

где B — магнитная индукция в домене; μ_n — магнитный момент нейтрона; E , k_0 — энергия и волновой вектор нейтрона; R — характерный радиус магнитной примеси.

Используя приведенные выше данные, находим, что $D = 2R = 50 \text{ нм}$. Мы измеряли также деполяризацию нейтронов монокристаллом $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, выращенным методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве [13], более чистым по сравнению с поликристаллами. Как видно (вставка на рис. 2), деполяризация нейтронов выше $T_c = \text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ для монокристалла отсутствует. Интересно отметить, что ниже температуры Кюри величина P/P_0 принимает отрицательные значения, иными словами, появляется отрицательная проекция вектора поляризации на направление магнитного поля. Эффект может быть обусловлен особенностями доменной структуры монокристалла в окрестности точки Кюри, проявляющимися в слабом магнитном поле, и более подробно обсуждаться не будет.

Выводы

Показано, что так называемая «спонтанная» намагниченность в аморфном $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ обусловлена присутствием примерно 0.5 % примесной фазы $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Эта фаза содержится в виде частиц размером около 50 нм в исходном поликристаллическом образце $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и не разрушается при полной радиационной аморфизации иттриевого феррограната.

Список литературы

- [1] Херд К. М. // УФН. 1984. Т. 142. № 2. С. 331—355.
- [2] Simpson A. W., Lucas J. M. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 6. P. 2181—2185.
- [3] Gyorgy E. M., Nassaw K., Eibschutz M. et al. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 4. P. 2883—2886.
- [4] Гощицкий В. Н., Мень А. Н., Синицкий И. А., Чукалкин Ю. Г. Структура и магнитные свойства окисных магнетиков, облученных быстрыми нейтронами. М.: Наука, 1986. 176 с.
- [5] Ферриты и магнитодиэлектрики. Справочник / Под ред. Н. Д. Горбунова и Г. А. Матвеева. Л.: Сов. радио, 1968. 196 с.
- [6] Журавлев Г. И. Химия и технология ферритов. Л.: Химия, 1970.
- [7] Landolt-Bornstein. Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology. Group III. Vol. 4. Pt A. Springer, 1970. 368 p.
- [8] Драбкин Г. М., Ожороков А. И., Щebetов А. Ф. и др. Препринт ЛИЯФ. № 182. Л., 1975. 12 с.
- [9] Круличка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. Т. 1. 354 с.
- [10] Третьяков Ю. Д. Термодинамика ферритов. Л.: Химия, 1967. 304 с.
- [11] Goto Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1964. Vol. 3. N 12. P. 739—744.
- [12] Аксельрод Л. А., Гордеев Г. П., Драбкин Г. М. и др. Препринт ЛИЯФ. № 1111. 1985. 28 с.
- [13] Яковлев Ю. М., Генделев С. Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Сов. радио, 1975. 360 с.

Институт физики металлов АН СССР
Уральский научный центр
Свердловск

Поступило в Редакцию
18 января 1989 г.