

рывают законмерное отклонение от теоретической кривой, согласующаяся с предположением о наличии фриделевских осцилляций.

В заключение отметим, что квантовые эффекты в экранировании внешнего электрического поля электронной плазмой полупроводника учитывались в работе [1], однако проведенное в ней рассмотрение относится лишь к области $x \ll 1$.

Список литературы

- [1] Фомин Н. В. // ФТТ. 1967. Т. 9. № 2. С. 616—623.
- [2] Прима Н. А., Саченко А. В. // ФТП. 1981. Т. 15. № 11. С. 2240—2245.
- [3] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [4] Харрисон У. Теория твердого тела. М., 1972. 616 с.
- [5] Пайнс Д. Элементарные возбуждения в твердых телах. М., 1965. 382 с.
- [6] Антропов Л. И. Теоретическая электрохимия. М., 1975. 560 с.
- [7] Kofman R., Garrigos R., Cheyssac P. // Surf. Sci. 1980. V. 101. N 1—3. P. 231—240.
- [8] Форстман Ф. // Электродинамика межфазной границы. Квантовые эффекты в адсорбированных слоях и пленках. Тез. докл. междунар. конф. Телави, 1984. С. 69—72.
- [9] Теория неоднородного электронного газа / Под ред. С. Лундквиста и Н. Марча. М., 1987. 400 с.
- [10] Tyagai V. A., Snitko O. V., Evstigneev A. M., Krasiko A. N. // Phys. Stat. Sol. (b). 1981. V. 103. N 2. P. 589—594.
- [11] Гужва О. И., Генцар П. А. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. № 8. С. 1408—1412.

Институт полупроводников
АН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
10 декабря 1991 г.
В окончательной редакции
6 марта 1992 г.

© Физика твердого тела, том 34, № 7, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 7, 1992

ПОВЕДЕНИЕ ОСТАТОЧНЫХ НАМАГНИЧЕННОСТЕЙ ПОДРЕШЕТОК ФЕРРИТА-ГРАНАТА ГАДОЛИНИЯ В ОБЛАСТИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ

Ш. М. Алиев, И. К. Камиллов, А. Ю. Моллаев, Л. А. Сайпуллаева

Остаточная намагниченность M_r феррита-граната $Gd_3Fe_5O_{12}$, так же как и намагниченность насыщения M_s , уменьшается при приближении к точке компенсации T_k и обращается в нуль при $T = T_k$ [1].

В данной работе методом мессбауэровской спектроскопии показано, что остаточные намагниченности подрешеток феррита, напротив, возрастают при приближении к T_k .

Исследовался образец в виде диска диаметром 10 мм и толщиной ~ 60 мкм, вырезанный из поликристаллического феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ ($T_k = 286$ К). Образец приводился в состояние остаточной намагниченности в поле 10 кЭ, приложенном перпендикулярно к плоскости образца. Источником γ -квантов служил ^{57}Co в матрице хрома.

Спектры приведены на рисунке. Они представляют собой суперпозицию двух зеемановских секстетов, обусловленных ионами железа в a - и d -подрешетках $\{Gd_3^{3+}\}_c [Fe_2^{3+}]_a [Fe_3^{3+}]_d O_{12}^{2-}$. Из спектров видно, что относительные интенсивности второй и пятой линий обоих секстетов уменьшаются при приближении к T_k , что свидетельствует о возрастании остаточных намагниченностей a - и d -подрешеток M_{ra} и M_{rd} вблизи T_k . Магнитные моменты ионов в подрешетках феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ упорядочены коллинеарно [2], поэтому можно полагать, что вблизи T_k возрастает и остаточная намагниченность редкоземельной подрешетки — M_{rc} . Это явление можно объяснить следующим образом.

Мессбауэровские спектры поликристаллического феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ в состоянии остаточной намагниченности.

1 — $T = T_k - 31$ К, 2 — $T = T_k - 16$ К, 3 — $T = T_k - 1$ К. ($T_k = 286$ К).

Известно, что при приближении к T_k размеры доменов в феррите увеличиваются и вблизи T_k в феррите возникает однодоменное состояние [3-5]. Поэтому вблизи T_k поликристаллический образец можно рассматривать как набор однодоменных кристаллитов, изотропно распределенных в пространстве. Если такой образец намагнитить до насыщения, а затем выключить намагничивающее поле, то максимальный угол отклонения векторов намагниченности кристаллитов относительно направления приложенного поля будет равен углу между осями трудного и легкого намагничивания в данном кристалле. В кубических кристаллах этот угол равен 55° . Следовательно, вблизи T_k магнитные моменты ионов в подрешетках будут распределены в минимальном для изотропного образца телесном угле $\Omega = 110^\circ$, т. е. в этой области температур остаточные намагниченности подрешеток феррита максимально возрастают. С удалением от T_k угол Ω увеличивается, так как в кристаллитах возникает доменная структура и остаточные намагниченности подрешеток уменьшаются.

Покажем справедливость приведенных рассуждений. Для этого оценим относительные интенсивности второй и пятой линий мессбауэровского спектра при условии, что все кристаллиты в образце однодоменны.

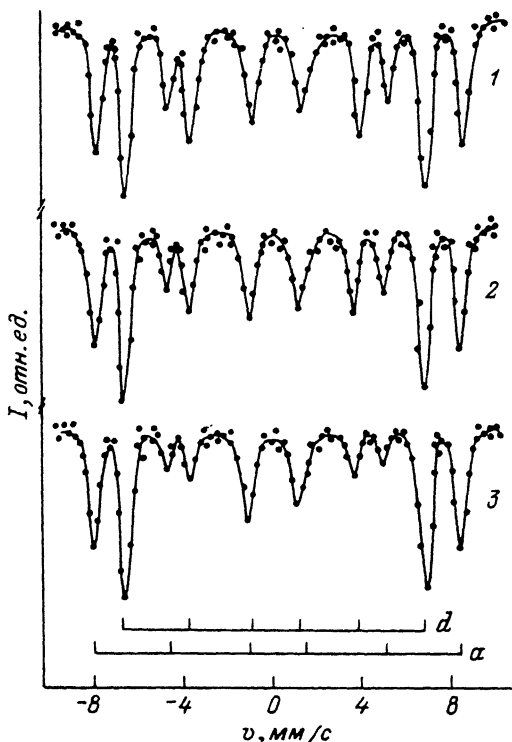
Для величины K , равной отношению интенсивностей второй к первой или пятой к шестой линии мессбауэровского спектра, можно записать [6]

$$K = \frac{4(1 - \overline{\cos^2\theta_i})}{3(1 + \overline{\cos^2\theta_i})}, \quad (1)$$

где θ_i — угол между направлением распространения γ -квантов и направлением намагниченности i -го кристаллита ($0 < \theta_i < 55^\circ$)

$$\overline{\cos^2\theta_i} = \frac{\int_0^{55^\circ} \int_0^{2\pi} \cos^2\theta \sin\theta d\theta d\varphi}{\int_0^{55^\circ} \int_0^{2\pi} \sin\theta d\theta d\varphi} = 0,63. \quad (2)$$

Подставляя это значение в (1), находим $K = 0,30$. Экспериментально вблизи T_k (279—294 К) получено значение $K = 0,26 \pm 0,04$, что свидетельствует об исчезновении доменной структуры в кристаллитах вблизи T_k .



Из приведенных исследований также видно, что с помощью мессбауэровской спектроскопии можно определить отсутствие доменной структуры в частицах магнитных порошков¹ [7].

Известно, что коэрцитивная сила H_c феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ резко возрастает вблизи T_k [1, 8]. Это явление используется для записи информации термомагнитным методом [9]. Мы считаем, что возрастание H_c вблизи T_k является следствием возрастания остаточных намагниченностей подрешеток феррита, так как чем выше степень ориентации магнитных моментов ионов в подрешетках, тем большее обратное поле необходимо приложить, чтобы разориентировать их.

Таким образом, введение в физику магнитных явлений понятия остаточной намагниченности подрешетки феррита позволяет глубже изучать процесс перемгничивания в ферримагнетиках.

Список литературы

- [1] Любутин И. С. // ФТГ. 1965. Т. 7. № 5. С. 1397.
- [2] Белов К. П. Ферриты в сильных магнитных полях. М.: Наука, 1972. 200 с.
- [3] Барьяхтар В. Г., Яблонский Д. А. // ФТГ. 1974. Т. 16. № 11. С. 3511.
- [4] Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Шаповалов В. И. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 6. С. 1443.
- [5] Кандаурова Г. С., Памятных Л. А. // ФТГ. 1989. Т. 31. № 1. С. 132.
- [6] Иркаев С. М., Кузьмин Р. Н., Опаленко А. А. Ядерный гамма-резонанс. М., 1970. 205 с.
- [7] Алиев Ш. М. // А. с. 1295900 СССР. МКИ³ G01 № 24/00.
- [8] Белов К. П., Педько А. В. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. № 4. С. 961.
- [9] Белов К. П. Редкоземельные магнетики и их применение. М.: Наука, 1980. 239 с.

Институт физики РАН
Махачкала

Поступило в Редакцию
3 июля 1991 г.
В окончательной редакции
9 марта 1992 г

УДК 548.0:539.3:5

© Физика твердого тела, том 34, № 7, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 7, 1992

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ МИКРОИНДЕНТИРОВАНИИ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Ю. С. Боярская, Д. З. Грабко, Н. А. Лавровская

Для понимания механизма деформирования кристаллов в экстремальных условиях — при высоких локальных напряжениях — необходимы всесторонние исследования процесса микроиндентирования, изучение влияния различных факторов на этот процесс. В настоящей работе предпринято исследование перестройки дислокационной структуры, возникающей при вдавлении индентора, после его разгрузки. Эксперименты проводились на грани (001) ионных кристаллов NaCl, LiF, MgO, имеющих одинаковую структуру решетки, одинаковые элементы скольжения и характеризующихся постепенно возрастающей твердостью (микротвердость H при комнатной температуре равна 20, 120 и 800 кг/мм² соответственно). Для выявления дислокационных розеток около отпечатков индентора (стандартная алмазная пирамида Виккерса) применялся метод избирательного травления. Были использованы стандартные травители, приведенные в [1]. Травление поверхности около одного и того же отпечатка проводилось дважды — при нагруженном инденторе и после его поднятия. Проведенные эксперименты показали, что на более мягких кристаллах NaCl и LiF дислокационная розетка

¹ Порошки из однодоменных частиц применяются в производстве постоянных магнитов, магнитных лент для звуко- и видеозаписи, дискетов для ЭВМ.