

- [6] Брандт Н. Б., Чудинов С. М. Электронная структура металлов. М.: Изд-во МГУ, 1973. С. 332.
- [7] Арбузова И. А., Курдюмов Г. В., Хандрос Л. Г. // Физика металлов и металловедение. 1961. Т. 11. В. 12. С. 272—280.
- [8] Shabalov kaya S. A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1986. V. 132. N 2. P. 327—344.

Институт проблем материаловедения АН Украины
Киев

Поступило в Редакцию
6 мая 1991 г.

УДК 538.21 : 539.2

© Физика твердого тела, том 34, № 2, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 2, 1992

ВЛИЯНИЕ ПОРИСТОСТИ НА МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛИТИЕВОГО ФЕРРИТА

М. П. Богданович

Литиевый феррит является основой для получения магнитных материалов с прямоугольной и квадратной петлей гистерезиса. Влияние пористости на его магнитные и электрические свойства изучено слабо. Представляло интерес выяснить зависимости параметров петли гистерезиса от пористости феррита лития при постоянном размере зерна, а также пороговую величину пористости, при которой эффективный коэффициент удельной электропроводности гетерогенной системы феррит—газовая фаза пор становится равным нулю.

Образцы с различной пористостью и одинаковым размером зерна были получены из порошка феррита со средним размером зерна 0.04 мкм путем его прессования под давлением $2.5 \cdot 10^8$ Па и последующим спеканием на воздухе при 1150 °С в течение различного времени. Образцы прессовались в форме колец (для магнитных измерений) с наружным диаметром 23 мм, внутренним 17 мм и высотой 4—5 мм и в форме цилиндров диаметром 5 мм и высотой 5—6 мм.

В двухфазной системе, состоящей из проводящей и непроводящей фаз, при определенной концентрации x_c проводящей фазы проводимость становится равной нулю. Согласно теории протекания [1-4], x_c — это минимальная объемная концентрация проводящей фазы, при которой каналы проводимости прерыва-

Значения критических объемных концентраций проводящего компонента в решетке связи $x_c(b)$ и в решетке узлов $x_c(s)$ для различных типов решеток [5]

Решетки	z	$x_c(b)$	$zx_c(b)$	f	$x_c(s)$	$fx_c(s)$
Двумерные						
шестиугольная	3	0.653	1.96	0.61	0.700	0.427
квадратная	4	0.500	2.00	0.79	0.590	0.466
треугольная	6	0.347	2.08	0.91	0.500	0.455
Трехмерные						
алмаза	4	0.388	1.55	0.34	0.425	0.145
простая кубическая	6	0.247	1.48	0.52	0.307	0.160
ОЦК	8	0.178	1.42	0.68	0.243	0.165
ГЦК	12	0.119	1.43	0.74	0.195	0.144

ются. Она зависит от типа упаковки проводящей и непроводящей фаз, относительного расположения зерен той и другой (упорядоченное, статистическое), а также от отношения размеров их зерен. Согласно теории протекания, если всем неразорванным связям приписывать одинаковое конечное сопротивление, а всем разорванным — бесконечное и связи считать статистически распределенными, то вблизи точки x_c при $x > x_c$ возникающая проводимость $\sigma(x)$, согласно [1], будет иметь вид

$$\sigma(x) \sim (x - x_c)^t. \quad (1)$$

Прямое моделирование решеточных задач для электропроводности на двумерных и трехмерных решетках, а также путем решения на ЭВМ системы уравнений Кирхгофа дали значения $t=1.38$ для двумерной и $t=2$ для трехмер-

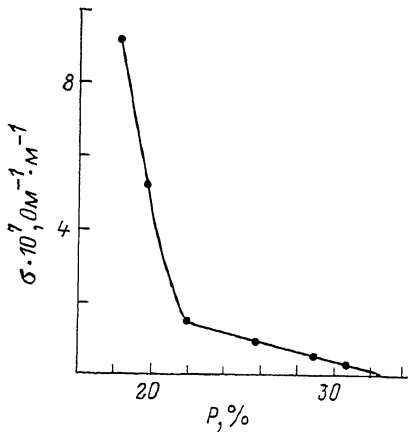


Рис. 1. Зависимость коэффициента удельной электропроводности от пористости никелевого феррита.

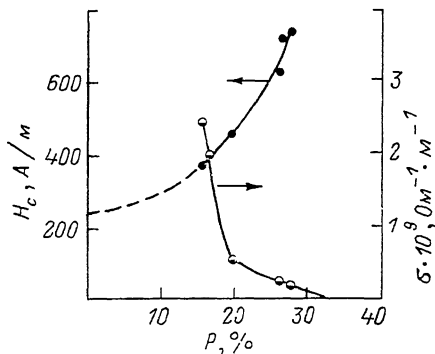


Рис. 2. Зависимость коэрцитивной силы (1) и коэффициента удельной электропроводности (2) от пористости литиевого феррита.

ной решеток. Величины x_c вычислялись в [5] и приведены в таблице для двумерных и трехмерных решеток. Здесь $x_c(b)$ и $x_c(s)$ — результаты для задач связи и задач узлов соответственно; z — координационное число; $zx_c(b)$ — среднее число неразорванных связей на узел; f — плотность упаковки; $fx_c(s)$ — доля объема, занимаемая перекрытыми узлами. Как видно из этой таблицы, критическое значение $x_c(b)$ можно приближенно найти из условия, что среднее значение числа связей на узел равно определенному числу, которое не зависит от конкретной решетки, а зависит лишь от числа измерений. Для двумерных решеток $zx_c(b)=2$, для трехмерных $zx_c(b)=1.5$. Пороговое значение $x_c(s)$ с хорошей точностью определяется из условия, что доля объема, занимаемая непокрытыми узлами, равна 0.45 для двумерных решеток и 0.15 для трехмерных. Из теории следует, что $x_c(s) \geq x_c(b)$. Это хорошо видно из таблицы. В реальных двухфазных материалах распределение зерен проводящей и непроводящей фаз может быть далеким от статического, причем размеры и их форма далеки от сфер одинакового радиуса, поэтому значения $x_c(b)$ и $x_c(s)$ (см. таблицу) имеют больше теоретическое, нежели практическое, значение. В теории протекания пористость можно рассматривать как фазу с нулевой проводимостью, а размер пор, форма пор и их распределение в веществе будут существенно влиять на величину порогового значения $x_c(b)$ и $x_c(s)$. В нашем случае p — это объемная концентрация пор, т. е. объемная концентрация непроводящей фазы. Заменяя в (1) x на $1-p$, а x_c на $1-p_c$, получаем

$$\sigma \sim (p_c - p)^t. \quad (2)$$

Исследование зависимости коэффициента удельной электропроводности ферритов лития и цинка на цилиндрических образцах с размером зерна 0.04 мм от пористости (рис. 1 и 2, кривая 2) показало, что величина p_c для них постоянна и равна 0.33, т. е. $x_c = 0.67$. Как видно из таблицы, такой величины для трехмерных решеток нет. Все они гораздо меньшей величины, а показатель t в (2) при значениях p , близких к p_c , примерно равен единице.

На рис. 3 изображены зависимости остаточной (кривая 1) и максимальной (кривая 2) магнитных индукций от пористости феррита лития. В исследуемом интервале пористости эти зависимости имеют вид прямых линий, экстраполяция которых к $p=0$ дает равные значения $B_r(0) = B_m(0) = 0.37$ Тл. Экстраполяция

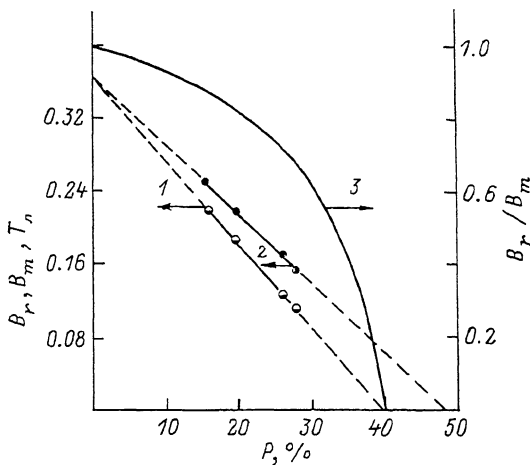


Рис. 3. Зависимость остаточной (1) и максимальной (2) магнитных индукций и коэффициента ППГ (3) от пористости литиевого феррита.

ция к значениям B_r и B_m , равным нулю, дает соответственно значения $p=0.40$ и 0.47 . Коэффициент прямоугольности петли гистерезиса (ППГ) изменяется по кривой 3 (рис. 3), т. е. с учетом законности экстраполяции литиевый феррит без пор с размером зерна 0.04 мм может иметь коэффициент ППГ, близкий к единице.

Зависимость коэрцитивной силы H_c от пористости феррита лития изображена на рис. 2 (кривая 1). Аналитически эта зависимость может быть представлена в виде

$$H_c = 250 - 100p + 6000p^2. \quad (3)$$

Основными результатами данной работы следует считать установление 1) зависимостей остаточной и максимальной магнитных индукций, коэффициента ППГ и коэрцитивной силы от пористости феррита лития; 2) возможности получения беспористого феррита лития с коэффициентом ППГ, близким к 1, и высокой максимальной магнитной индукцией (0.37 Тл); 3) критической концентрации протекания электрического тока в пористых литиевом и цинковом ферритах, равной 0.67 объемной доли феррита.

Список литературы

- [1] Шкловский Б. И., Эфрос А. А. // Успехи физ. наук. 1975. Т. 117. № 3. С. 401—435.
- [2] Кирпатрик С. // Новости физики твердого тела. М., 1977. № 7. С. 249—292.
- [3] Емец Ю. П. Электрические характеристики композиционных материалов с регулярной структурой. Киев, 1986. 190 с.

**СТРУКТУРНЫЕ НАРУШЕНИЯ АЛМАЗА
ПО ДАННЫМ КАРС-СПЕКТРОСКОПИИ***М. Ф. Вигасина, А. А. Иванов, Р. Ю. Орлов*

В кристаллах природного алмаза нередко обнаруживаются двойникование, пластические деформации и иные дефекты. Возможны локальные сдвиги упаковки гофрированных слоев (111) с кубического мотива *ABCABC* на гексагональный мотив *ADAD*, в результате чего создаются элементарные пластинчатые выделения лонсдейлита [1].

Рентгенографически лонсдейлит установлен в породах метеоритных кратеров [2], в продуктах ударного [3] и детонационного [4] синтеза алмаза. Имеются указания на присутствие тонких пластинчатых включений лонсдейлита в природных сильно люминесцирующих алмазах [5]. Однако прямых спектроскопических подтверждений этому нет. Между тем использование природного алмаза в электронике делает обнаружение включений лонсдейлита актуальной задачей. Для ее решения возможно применение спектроскопии комбинационного рассеяния света (КР) в нелинейно-оптическом варианте — спектроскопии когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) [6], которая обладает высоким спектральным разрешением и, что наиболее важно, не испытывает помех со стороны люминесценции.

Фундаментальные колебания лонсдейлита

Пластинчатый		Трехмерный		
Тип симметрии	$\omega, \text{см}^{-1}$	Тип симметрии	$\omega, \text{см}^{-1}$	
A'_1	1326	A_{1g}	1332	
	1259		B_{2u}	1039
	926	E'		E_{2g}
	416			
E'	1205	E''	E_{1g}	1246
	1185			
	306			
E''	1232	E_{2u}	366	
	1186			
	358	A''_2	B_{1g}	1212
	178			
A''_2	1302	B_{1g}	1212	
	1213			
	683			