

- [1] Лубенец С. В., Фоменко Л. С. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 10. С. 290—292.
 [2] Lubenets S. V., Fomenko L. S. // Cryst. Res. Technol. 1989. V. 24. N 11. P. K189—K196.
 [3] Ром М. А., Кришталь Е. Е. // Поверхность. 1986. № 2. С. 141—144.
 [4] Nadgornyi E. N., Strunk H. P. // Phys. St. Sol. (a). 1987. V. 104. P. 193—202.
 [5] Latanision R. M. / Ed. J. T. Fourie. Surface effects in crystal plasticity. Ser. E: Applied Science. N 17. Noordhoff—Leyden. 1977. 944 p.
 [6] Argon A. S. // Ibid. P. 383—430.

Физико-технический институт
 низких температур АН УССР
 Харьков

Поступило в Редакцию
 10 апреля 1990 г.

УДК: 538.67

© Физика твердого тела, том 32, № 10, 1990
 Solid State Physics, vol. 32, N 10, 1990

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ КРИСТАЛЛОВ

$\text{La}_{1-x}(\text{Sr}, \text{Pb})_x\text{MnO}_{3+\gamma}$ с $x=0.1$ и 0.3

Т. М. Перекалина, И. Э. Липиньски, В. А. Тимофеева, С. А. Черкезян

Соединение LaMnO_3 , имеющее орторомбическую структуру, является антиферромагнетиком и полупроводником. При замещении трехвалентного лантана двухвалентным стронцием или свинцом, т. е. в составах $\text{La}_{1-x}\text{M}_x\text{MnO}_{3+\gamma}$, при $x \geq 0.1$ возникает ферромагнетизм. При этом соответствующая часть ионов марганца становится четырехвалентной и появляется высокая электропроводность металлического типа. Составы $\text{La}_{1-x}\text{M}_x\text{MnO}_{3+\gamma}$ ($\text{M}=\text{Sr}, \text{Pb}$) имеют ромбоэдрически искаженную структуру перовскита.

В настоящей работе была предпринята попытка вырастить кристаллы $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_{3+\gamma}$ с целью исследования их магнитной анизотропии. Выращивание проводилось раствор-расплавным методом. Вырастить кристаллы удалось только в расплаве $\text{Pb}_2\text{O}_2\text{F}_2-\text{LiBO}_2-\text{LiVO}_3$, содержащем свинец, который, конечно, должен был войти в их состав. Таким образом, кристаллы имели следующий состав: $\text{La}_{1-x}(\text{Sr}, \text{Pb})_x\text{MnO}_{3+\gamma}$ с $x \approx 0.1$ и 0.3 . Нагрев расплава при выращивании проводился до 1050°C , охлаждение со скоростью от единиц до десятых долей градуса в час. Рентгеноструктурный анализ показал, что выращенные кристаллы имеют структуру кубического перовскита с ромбоэдрическим искажением и с удвоенной постоянной решетки $a=7.770 \text{ \AA}$.

Магнитные и электрические свойства $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_{3+\gamma}$ описаны в [1-3]. Природа ферромагнетизма в них была объяснена в [4] на основе двойного обменного взаимодействия, а в [3] — на основе теории Рудермана—Киттеля—Йосиды—Касуя (РККИ).

Физические свойства $\text{La}_{1-x}\text{M}_x\text{MnO}_{3+\gamma}$ с $\text{M}=\text{Ca}, \text{Sr}, \text{Pb}, \text{Ba}$ исследовались на поликристаллических образцах, и только в одном случае ($\text{M}=\text{Pb}$) были выращены монокристаллы [5]. На них проводилось исследование ферромагнитного резонанса [6], и было сообщено, что они полностью изотропны. Магнитная анизотропия других лантановых манганитов не исследовалась.

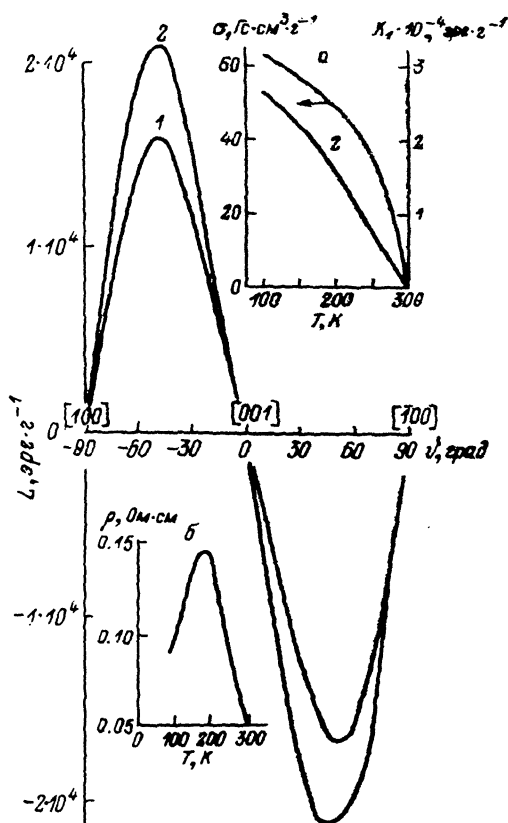
В настоящей работе магнитные и электрические исследования проводились на одних и тех же образцах. Электрическое сопротивление измерялось четырехконтактным методом, намагниченность — с помощью вибрационного магнетометра, магнитная анизотропия — методом крутящих моментов. Все измерения проводились в интервале температур $77-300 \text{ K}$ на восьми кристаллах: четырех с $x \approx 0.1$ и четырех с $x \approx 0.3$.

Исследование температурной зависимости намагниченности σ (см. вставку *a* к рисунку) показало, что при 77 К она имеет величину около $60 \text{ Гс}\cdot\text{см}^3\cdot\text{г}^{-1}$ для обоих составов. Отжиг их при температуре выше 1050°C приводит к увеличению σ , которая после отжига при 1200°C достигает $75 \text{ Гс}\cdot\text{см}^3\cdot\text{г}^{-1}$. Эти результаты находятся в согласии с [3], где измерения проведены на поликристаллических образцах (без свинца) и объяснены на основании теории РККИ (увеличение температуры отжига уменьшает количество ионов Mn^{4+} , а следовательно, и число электронов проводимости, что приводит к переходу от угловой структуры к ферромагнитной). Поэтому в данном сообщении мы на этом останавливаться не будем. Температура Кюри $T_K=300 \text{ К}$ (см. вставку *a* к рисунку). Удельное электрическое сопротивление ρ имеет максимум на кривой $\rho(T)$. На вставке *b* к рисунку дана такая зависимость для образца с $x \approx 0.1$, отожженного при 1150°C . Максимум $\rho(T)$ в этом случае имеет место при 180 К , т. е. не совпадает с T_K . Увеличение температуры отжига изменяет положение максимума ρ , который затем переходит в точку Кюри. Эти результаты также совпадают с [3]. Удельное электро-сопротивление имеет порядок величины $10^{-1} \text{ Ом}\cdot\text{см}$, что на порядок выше, чем наблюдалось в [3].

На рисунке приведены две кривые крутящих моментов $L(\vartheta)$ образца с $x \approx 0.1$ при 77 К (ϑ — угол между направлением σ и осью кристалла $[001]$): 1 — для кристалла, не проходившего дополнительный отжиг; 2 — после отжига при 1200°C . Кривые снимались в плоскостях (100) , (010) , (110) , $(\bar{1}\bar{1}0)$.¹ В этих плоскостях кривые не отличались друг от друга, и осью легкого намагничивания являлась ось $[001]$. Плоскость (001) с точностью до ошибки эксперимента ($< 1 \cdot 10^8 \text{ эрг}\cdot\text{г}^{-1}$) изотропна, т. е. $L(\varphi)=0$ (φ — угол между σ и направлением $[100]$). Зависимость константы магнитной анизотропии K_1 (величины максимума кривой крутящих моментов) от температуры дана на вставке *a* к рисунку. Кривые крутящих моментов показывают, что магнитная анизотропия не является кубической. Действительно, кривые $L(\vartheta)$ имеют в плоскостях (100) и (110) период π , а не $\pi/2$, кривые $L(\vartheta)$ в плоскостях типа (110) совпадают с $L(\sigma)$ в плоскостях типа (100) , в плоскости (001) анизотропия отсутствует. Выращенные кристаллы, как сказано выше, имеют ромбоэдрическое искажение. Энергия магнитной анизотропии кристаллов ромбоэдрического класса симметрии имеет пять инвариантов [7]: $\cos^2 \vartheta$, $\sin^6 \vartheta \cos 6\varphi$, $\sin^6 \vartheta \sin 6\varphi$, $\cos \vartheta \sin^3 \vartheta \cos 3\varphi$, $\cos \vartheta \times \sin^3 \vartheta \sin 3\varphi$. Только первых три удовлетворяют эксперименту. Поэтому с точностью до инвариантов второго порядка энергию магнитной анизотропии записываем в следующем виде:

$$E_k = K_1 \cos^2 \vartheta + K_2 \cos^4 \vartheta \cos 6\varphi.$$

¹ Обозначения плоскостей приводятся для кубического кристалла, так как ромбоэдрические искажения невелики.



Кривые крутящих моментов в плоскости перпендикулярных плоскости (001), имеют следующий вид: $L(\vartheta) = -\partial E_K / \partial \vartheta \leq K_1 \sin 2\vartheta$, а в плоскости (001) $L(\varphi) = 0$ при $K_2 = 0$.

Константа K_1 меняется от образца к образцу и лежит в пределах от $2 \cdot 10^4$ до $2.5 \cdot 10^4$ эрг·г⁻¹ для кристаллов с $x \approx 0.1$ и от $3.5 \cdot 10^4$ до $6 \cdot 10^4$ эрг·г⁻¹ для кристаллов с $x \approx 0.3$. Известно [1], что увеличение температуры отжига составов $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_{3+y}$ приводит к уменьшению количества четырехвалентного марганца [1, 3, 8]. Наш эксперимент показывает, что при этом константа магнитной анизотропии возрастает. Однако исследование магнитной анизотропии кристалла с увеличенным количеством стронция ($x \approx 0.3$), т. е. с увеличенным приблизительно в три раза числом ионов Mn^{4+} , показало, что константа магнитной анизотропии этих кристаллов выше, а не ниже, чем константа кристаллов с $x \approx 0.1$. Увеличение температуры отжига увеличивает константу магнитной анизотропии и этих кристаллов.

Список литературы

- [1] Jonker G. H., van Santen J. H. // Physica. 1950. V. 16. N 3. P. 337—349.
- [2] Van Santen J. H., Jonker G. H. // Physica. 1950. V. 16. N 7. P. 599—600.
- [3] Перекалина Т. М., Сивоконь Т. А., Черкезян С. А., Ляпинский И. Э. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 87—90.
- [4] Zener C. // Phys. Rev. 1951. V. 82. N 3. P. 403—405.
- [5] Morrish A. H., Evans B. J., Eaton J. A., Leung L. K. // Canadian J. Phys. 1969. N 23. P. 2691—2696.
- [6] Searle C. W., Wang S. T. // Canadian J. Phys. 1969. N 23. P. 2703—2708.
- [7] Döring W. // Annalen der Physik. 1958. V. 7. N 1. P. 102—109.
- [8] Богущ А. К., Павлов В. И., Башкиров Л. А., Балыко Л. В. // Вестник Белорусского ун-та, сер. 2. 1982. № 1. С. 5—9.

Институт кристаллографии АН СССР

Поступило в Редакцию
2 января 1990 г.

В окончательной редакции
11 апреля 1990 г.

© Физика твердого тела, том 32, № 10, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 10, 1990

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

С. А. Никитов

Нелинейные процессы, сопровождающие распространение магнито-статических волн (МСВ) в ферромагнитных пленках, в последнее время интенсивно исследуются экспериментально и теоретически. Основной причиной таких исследований является тот факт, что уже при малых мощностях возбуждающих сигналов в спектре прошедшей через пленку волны наблюдаются значительные отклонения от линейных законов. Исследовались процессы образования солитонов МСВ [1-3], распадной и кинетической неустойчивости [4-6], хаотизации спектра [7]. При этом основное внимание уделялось поверхностным и прямым объемным МСВ. Обратные объемные МСВ (ООМСВ), распространяющиеся в касательно намагниченных ферромагнитных пленках вдоль направления магнитного поля, практически не исследовались ранее. В настоящей работе сообщается о расчете пороговой мощности наступления распадных трехмагнонных процессов ООМСВ. В [4] рассмотрены распадные процессы прямых объемных МСВ. Вследствие того, что трехмагнонные процессы там были запрещены законами сохранения, удалось обнаружить четырехмагнонные. Однако существуют ситуации (особенно при небольших внешних