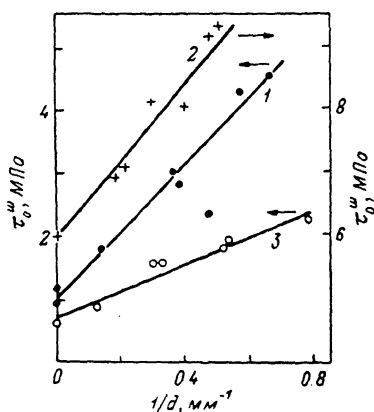


РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В УПРОЧНЕНИИ КРИСТАЛЛОВ LiF и NaCl С НАРУШЕННЫМ ПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ

С. В. Лубенец, Л. С. Фоменко

В [1, 2] мы обратили внимание, что увеличение предела текучести кристаллов LiF с нарушенным поверхностным слоем зависит от размеров поперечного сечения образца, но не согласуется с простым правилом смесей для композита «мягкая матрица—жесткая поверхность». В данной работе для выявления дополнительных особенностей упрочняющего влияния жесткой поверхности было проведено детальное изучение размерного эффекта.

Объектом исследования служили ранее изученные кристаллы LiF-2 [1, 2], а также кристаллы NaCl. Размеры образцов в поперечном сечении изменяли от $\sim 1.25 \times 2$ до $\sim 7 \times 8$ мм. Боковые грани шлифовали на стеклянной пластинке, смачиваемой



Зависимость предела текучести τ_0^{II} шлифованных образцов кристаллов LiF-2 (1, 2) и NaCl (3) от обратного расстояния между шлифованными гранями $1/d$.

$\tau_0^{\text{II}} (d^{-1}=0)$ соответствует пределу текучести нешлифованного образца. $T=300$ (1, 3) и 77 К (2).

взвесью абразивного порошка М-1 в керосине. Такая обработка приводила к образованию нарушенного слоя глубиной $h \approx 30$ мкм в LiF и $h \approx 45$ мкм в NaCl. Деформирование сжатием проводили со средней скоростью сдвиговой деформации $\dot{\gamma} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ при двух температурах — 77 и 300 К.

Результаты экспериментов показаны на рисунке в координатах $\tau_0^{\text{II}} - 1/d$, где τ_0^{II} — предел текучести шлифованного образца, d — меньший из размеров в поперечном сечении или расстояние между парой шлифованных граней, если две другие не шлифовались. Видно, что размерный эффект в упрочнении кристаллов хорошо описывается соотношением

$$\tau_0^{\text{II}} = \tau_0 + kd^{-1}, \quad (1)$$

включающим предел текучести τ_0 нешлифованного образца. Коэффициент k зависит от температуры и типа кристалла (см. таблицу). Этот коэффициент, очевидно, связан с распространением деформации через поверхностный слой и является обобщенной характеристикой его прочности.

Согласно рентгеноструктурным исследованиям [3], приповерхностный слой превращается в мелкозернистый поликристалл. Поскольку сопротивление пластической деформации поликристалла гораздо выше, чем монокристалла (см., например, данные по NaCl [4]), то шлифованный поверхностный слой является существенным препятствием для выхода дислокаций из объема.

Наблюдение особенностей деформационного упрочнения шлифованных образцов LiF [1, 2] показывает, что по характеру вызываемых механических эффектов нарушенный слой подобен окисным пленкам или тонким покрытиям другого материала на поверхности металлов [5]. В последнем случае результирующее упрочнение тоже превышает рассчитанное на основании правила смесей [6]. По предположению Аргона [6], причина, по-видимому, состоит в том, что в увеличении несущей способ-

Кристалл	T, К	μ , МПа	b, 10^{-8} см	τ_0 , МПа	k , МПа·мм	τ_f , МПа	h_i , мкм
LiF-2	300	4.15	2.84	1.00 ± 0.1	5.2	15.9	320
	77			6.00 ± 0.15	6.0	42.5	130
NaCl	300	1.49	3.97	0.60 ± 0.05	2.1	6.5	300

ности образца жесткая поверхность играет не только прямую, но и косвенную роль: прочный поверхностный барьер стимулирует в прилегающей области материала множественное скольжение, усиливающее процессы деформационного упрочнения.

По приближенной оценке [6] толщина упрочненного слоя

$$h_s = \frac{H}{\sqrt{2}} \frac{h}{H+h} \left(\frac{\tau_f}{\tau_0} - 1 \right) \approx \frac{h}{\sqrt{2}} \left(\frac{\tau_f}{\tau_0} - 1 \right), \quad (2)$$

а предел текучести гетерогенного ансамбля, включающего матрицу, промежуточный упрочненный слой и жесткую поверхность, равен

$$\sigma_h = \frac{2H\tau_0}{H+h} \left[1 + \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{h}{H+h} \left(\frac{\tau_f}{\tau_0} - 1 \right)^2 \right] + \frac{\tau_f h}{H+h}. \quad (3)$$

Здесь τ_f — предел текучести поверхностного слоя, нормальное напряжение $\sigma_h = 2\tau_0^H$, $H = 0.5 d \gg h$.

Сравнивая (1) и (3), нетрудно видеть аналогию этих выражений. При этом коэффициент k определяется пластическим сопротивлением матрицы, поверхностного слоя и толщиной этого слоя

$$k = \tau_0 h \left[\frac{\tau_f}{\tau_0} + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\tau_f}{\tau_0} - 1 \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Формулы (2) и (4) и значения k и h позволяют определить параметры модели τ_f и h_i . Результаты расчета приведены в таблице.

Параметры τ_f и h_i в принципе могут быть измерены экспериментально. Однако для этого требуются дополнительные исследования. Здесь мы приведем два аргумента в пользу того, что вычисленные величины τ_f дают разумное представление о пластическом сопротивлении нарушенного слоя. Действительно, во-первых, в случае NaCl значение $2\tau_f = 13$ МПа достаточно хорошо согласуется с пределом текучести поликристалла $\sigma_0 \approx 17$ МПа [4]. Во-вторых, поскольку согласно [4], σ_0 примерно соответствует напряжению течения зерен с максимальной плотностью дислокаций ρ ($\sigma_0 \sim \mu b \sqrt{\rho}$), то становится понятным более высокое значение τ_f в случае LiF: $(\sigma_0)_{\text{LiF}} / (\sigma_0)_{\text{NaCl}} \sim (\mu b)_{\text{LiF}} / (\mu b)_{\text{NaCl}} = 2$, что близко к отношению соответствующих величин τ_f (см. таблицу; μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса).

Таким образом, в работе показано, что предел текучести кристаллов с нарушенным поверхностным слоем зависит от размеров образца и увеличивается обратно пропорционально меньшему расстоянию между противоположными шлифованными гранями. Размерный эффект может быть непротиворечиво объяснен в рамках модели Аргона [6], в которой предполагается, что жесткий поверхностный слой (в нашем случае поликристаллический) обуславливает формирование в прилегающей матрице промежуточного слоя, сильно упрочненного за счет процессов множественного скольжения. Результатом этого является существенное увеличение несущей способности шлифованных образцов.

Авторы благодарны В. Д. Нацкину, В. И. Доценко, В. З. Бенгусу и В. Н. Ковалевой за полезные дискуссии.

- [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., Кришталъ 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 $x \approx 0.3$.