Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. А. Митлина, М. В. Виноградова, Ю. В. Великанова, Е. В. Кривошеева, О движении и размножении дислокаций в эпитаксиальных феррошпинелях, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2004, выпуск 27, 140–151

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu292>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 52.205.19.152

26 апреля 2023 г., 17:58:55

800	19,0	18,8	28,3
750	19,6	13,9	24,4
850	22,0	16,5	36,2
650	48,8	15,6	33,3
650	28,5	15,9	28,3
650	21,3	17,7	19,9

Выполненные исследования позволяют констатировать следующее.

1. Воздействие лазерного излучения с умеренными потоками мощности $q < 10^6 \text{ Вт/см}^2$ на стеклокристаллические материалы и алюмооксидную керамику приводило к аморфизации структуры, снижению микротвердости, образованию микротрещин, лимитирующих прочностные свойства материалов, а также к изменению их оптических, диэлектрических и химических свойств.

2. На основании полученных результатов оптимизированы параметры лазерного излучения и повышен процент выхода годных изделий.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Соколова Т.Н., Миркин Л.И., Сурменко Л.А. Опыт применения лазерного оборудования при прошивке отверстий в корундовой керамике // Опыт применения лазеров в машиностроении и приборостроении. М.: Машиностроение, 1981. 246 с.
2. Соколова Т.Н., Сурменко Л. А. Лазерная обработка материалов, применяемых в электронной технике // Электронная техника. Сер.7. Технология, организация производства и оборудования 1986. Вып. 1(11161). С.3 - 7.
3. Миркин Л. И. Физические основы обработки материалов лучами лазера М.: Изд-во МГУ, 1975. 270 с.
4. Павлушкин Н. М., Бережной А. И. Химическая стойкость корундовых материалов // Тр. МХТИ им. Д. И. Менделеева. М.: МХТИ, 1954. Вып. 18. С. 175-178.

УДК 539. 216.2: 537. 622. 6

Л. А. Митлина, М.В. Виноградова, Ю.В. Великанова, Е.В. Кривошеева

О ДВИЖЕНИИ И РАЗМНОЖЕНИИ ДИСЛОКАЦИЙ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ФЕРРОШПИНЕЛЯХ

Рассматривается возможность применения концепции дипольного упрочнения эпитаксиальных феррошпинелей при внешних воздействиях, а также при релаксации гетероэпитаксиальных и термических напряжений в процессе синтеза и охлаждения. Проведено сопоставление теории и эксперимента для движения дислокаций в электрическом поле и поле внешних деформаций. Показано, что энергия активации движения дислокаций $U \sim 0,5 \text{ эВ}$, удовлетворительно совпадает с энергией связи дислокаций с примесями, а экспериментально найденная линейная плотность заряда на дислокациях $\sim 10^{-12} \text{ Кл м}^{-1} \text{ с}$ - расчетной по теории Эшелби.

В процессе синтеза и охлаждения в эпитаксиальных магний-марганцевых феррошпинелях, полученных газозфазным методом на окиси магния, некоторая доля термических и гетероэпитаксиальных напряжений релаксируют за счет образования дислокаций [1 – 12]. Дополнительная генерация дислокаций происходит при разориентации зародышей, поскольку рост пленок феррошпинелей осуществляется трехмерным зародышеобразованием [5,7]. Кроме того, в условиях хлоридного процесса трудно осуществить получение точного стехиометрического состава, так как он достигается лишь при строго определенном сочетании температуры и парциальных давлений в газовой фазе. Отклонение от стехиометрии эквивалентно присутствию в кристалле точечных дефектов.

Поскольку эти дефекты нельзя устранить при получении пленок феррошпинелей, то необходимо изучить их поведение при различных механических, тепловых, электрических и магнитных воздействиях.

Данная работа является продолжением работ [1 – 12] по изучению общих закономерностей и физических особенностей дефектообразования в эпитаксиальных феррошпинелях.

Объекты и методы исследования. Пленки исходного состава $\text{Mg}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$ с $x=0,6$ выращены методом химических транспортных реакций на (001) плоскости оксида магния при температурах синтеза $T_c=1170 \div 1470$ К, с последующей закалкой в атмосфере воздуха со скоростью 3-5град/с.

По данным рентгенографического и микроструктурного анализов все исследуемые образцы однофазны и имеют структуру шпинели.

Исследование морфологии растущей поверхности пленок и дислокационной структуры проводилось оптическим методом с использованием микроскопа МБИ- 6. Дислокационная структура пленок выявлялась методом травления в кипящем растворе $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}=1:1$. Для исследования выбирались образцы без пор и фрагментарной структуры с плотностью дислокаций $10^9 \div 10^{10} \text{ м}^{-2}$.

Результаты эксперимента и их обсуждение. 1. *Поведение дислокаций в эпитаксиальных феррошпинелях под действием внешнего электрического поля.* Рассматриваемые феррошпинели относятся к кристаллам с ионно-ковалентной связью, так как степень их ковалентности составляет величину порядка (37-41)%. Поэтому, следуя работам [13,14], рассматривающих образование заряда на дислокациях в ионных кристаллах, можно ожидать, что дислокации в пленках феррошпинелей окажутся заряженными. Кинетика формирования заряда на дислокациях в процессе пластической деформации кристалла была рассмотрена в работах [15 – 17].

Прямым доказательством существования заряда на дислокации является наблюдение движения дислокаций под влиянием электрического поля [18,19]. Существуют и косвенные методы определения электрического заряда на дислокации, обзор которых приведен в [14].

Для изучения движения индивидуальных дислокаций в пленках феррошпинелей [20] образец помещался в поле плоского конденсатора, расстояние между пластинами которого составляло 10^{-2} м. Напряжение $3 \cdot 10^3$ В подавалось от выпрямителя ИВН-1. Поверхность пленки располагалась вдоль силовых линий. Для контроля все исследуемые образцы протравливались и без воздействия на них поля, и в этом случае никакого движения дислокаций не было обнаружено.

В нестехиометрических феррошпинелях может реализоваться система скольжения $\{110\} \langle 110 \rangle$ [21,22]. В работе [23] показано, что плоскостью скольжения в марганцевом феррите является $\{110\}$, вектор Бюргерса $1/2 \langle 110 \rangle$ - кратчайший возможный вектор полной дислокации.

Стабилизация того или иного типа дислокации определяется ее энергией. Упругая энергия дислокации может быть найдена по формулам [13]:

$$\text{для краевой} - W = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{L}{r_0}; \text{ для винтовой} - W = \frac{Gb^2}{4\pi} \ln \frac{L}{r_0},$$

где G -модуль сдвига, b -вектор Бюргерса, ν -коэффициент Пуассона, L -расстояние между дислокациями, r_0 -радиус ядра дислокации, принимаемый для неметаллов $b/4$. Результаты оценок энергетических характеристик дислокаций феррошпинелей рассматриваемых составов приведены в табл. 1. Упругие константы взяты для объемных кристаллов [24,25].

Т а б л и ц а 1

Энергетические характеристики основных типов дислокаций в феррошпинелях

Тип дислокаций с вектором Бюргерса $1/2 \langle 110 \rangle$	Энергия деформации на единицу длины дислокации, $W \cdot 10^{10}$ Дж м ⁻¹ для ферритов	
	$\text{Mn Fe}_2\text{O}_4$	$\text{Mg}_{0,6}\text{Mn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$
Краевая	8,6	8,2
Винтовая	12	13,8

Типичный результат влияния электрического поля напряженностью $3 \cdot 10^5$ Вм⁻¹ в пленках феррошпинелей представлен на рис. 1.

Р и с. 1 Движение краевых (А-В) и винтовых (С-Д) дислокаций под действием электрического поля в пленках состава: а – MnFe_2O_4 (х 3000); б – $\text{Mg}_{0,6}\text{Mn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ (х 1500)

Для исследуемых пленок наблюдалось движение полных краевых и винтовых дислокаций, которые легко различаются по направлению следов скольжения на плоскости (001). Дислокации смещаются против направления электрического поля, что может служить признаком отрицательного заряда дислокаций. Смещение из первоначального положения составляло для краевых дислокаций 4-12 мкм, для винтовых 3 мкм. Скорости движения для краевых дислокаций $(2,2 \div 6,6) \cdot 10^{-9} \text{ мс}^{-1}$, для винтовых $(1,5 \div 1,8) \cdot 10^{-9} \text{ мс}^{-1}$, отношение скоростей равно 2,7.

Измерив на опыте скорость движения дислокаций под действием электрического поля, приравняв электрическую силу механической силе, разгоняющей дислокацию до той же скорости, и учитывая собственную упругую энергию дислокаций (табл. 1), можно оценить плотность заряда на дислокации. Линейная плотность заряда в пленках марганцевого феррита составила $(6,2 \div 6,6) \cdot 10^{-12} \text{ Кл м}^{-1}$, а в пленках магний-марганцевого феррита $(4,9 \div 5,9) \cdot 10^{-12} \text{ Кл м}^{-1}$, что не противоречит по порядку величины для ионных кристаллов с ГЦГ решеткой [14].

Линейную плотность заряда на дислокации можно оценить также исходя из теории Эшелби [15]. Согласно Эшелби, критическое сдвиговое напряжение Y , электростатическое по происхождению, которое необходимо преодолеть для отрыва заряженной дислокации от окружающего ее облака положительных ионных вакансий, имеет вид

$$Y = 0,8 \frac{\tau^2 k}{\epsilon b}, \quad (1)$$

где τ - линейная плотность заряда, k^{-1} - радиусы цилиндрического облака положительных ионных вакансий, ϵ - диэлектрическая проницаемость, b - вектор Бюргерса. Если отрыв дислокаций от центра зарядового облака происходит за счет приложенного электрического поля E , то выражение (1) преобразуется в $\phi E = \frac{0,8 \phi^2 k}{\epsilon b}$, откуда $\tau = \frac{E \epsilon b}{0,8 k}$.

При комнатной температуре число положительных вакансий равно числу двухвалентной примеси в кристалле. Используя данные [8], где оценены радиусы примесного состояния исходя из энергии ионизации примесей $k^{-1} \sim (4,7 \div 7,6) \cdot 10^{-9} \text{ м}$, получим линейную плотность заряда на дислокации $\tau_{\text{Mg-Mn}} \sim 1,87 \cdot 10^{-12} \text{ Кл м}^{-1}$ и $\tau_{\text{Mn}} \sim 3,2 \cdot 10^{-12} \text{ Кл м}^{-1}$. Оба метода дают линейную плотность заряда на дислокации в феррошпинелях одного порядка.

В рамках изотропной континуальной теории [13] для распределения примесей вокруг дислокации с краевой составляющей справедливо выражение

$$c = c_0 \exp\left(-\frac{\beta \sin \theta}{rkT}\right),$$

где c_0 - равновесная концентрация примесей в объеме,

$$\beta = \frac{Gb}{2\pi} \frac{1+\nu}{1-\nu} (\omega_s - \omega_a),$$

ω_s, ω_a - атомные объемы примеси и атомов матрицы. Вблизи ядра краевой дислокации $r \sim b$, $\nu \sim 0,3$ (для ферритов), $\theta \sim \frac{\pi}{2}$, $\omega_a \sim b^3$, $\omega_s \sim 1,1\omega_a$, $\beta \sim 0,1b$ эВ. При $\beta < r_0 kT$ предельная растворимость примесных атомов на единице длины дислокации, которое возможно при равновесной концентрации c_0 , определяется выражением

$$\frac{N}{L} = \frac{\pi\beta^2 c_0}{rk^2 T^2} \ln \frac{R}{r_0}.$$

В реальных кристаллах радиус R приблизительно равен расстоянию между дислокациями противоположного знака. При $R \sim 10^4 b$, $r_0 = \frac{b}{4}$, $\ln \frac{R}{r_0} \sim 10,59$, $kT = 0,025$ эВ для магний-марганцевых ферритов, где $c_0 \sim 2,3 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$, получим $\frac{N}{L} \sim 2,2 \cdot 10^9 \text{ м}^{-1}$, а для марганцевого феррита, где $c_0 \sim 1,2 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$, $\frac{N}{L} \sim 1,15 \cdot 10^9 \text{ м}^{-1}$. Учитывая, что число вакансий равно числу

двухвалентной примеси, для данных значений $\frac{N}{L}$ получим линейную плотность заряда на дислокации, на порядок меньше, чем из выше приведенных соображений. По-видимому, при оценке концентрации вакансий около дислокации необходимо учитывать и другие взаимодействия дислокаций с точечными дефектами [13]: электрическое взаимодействие, химическое взаимодействие, взаимодействие, связанное с колебательными модами дефектов и др.

2. Размножение дислокаций в поле деформаций. Изменение плотности ямок травления с деформацией при комнатной температуре было изучено для пленок исходного состава $\text{Mg}_{0,6}\text{Mn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ [20]. Деформация образцов осуществлялась сосредоточенной силой, приложенной к середине образца, лежащего на двух опорах. Средний участок пленки, находящейся между опорами, при этом подвергался деформации растяжения. Напряжения, нормальные к сечению пленки, находились из соотношения

$$\sigma = \frac{3}{2} \frac{Pl}{sd^2}, \quad (2)$$

где d - толщина подложки, l - расстояние между опорами, P - прикладываемая нагрузка, s - ширина подложки.

Формула (2) получена на основании расчетов напряжений, возникающих при изгибе плоских пластин [26]. Так как модуль Юнга подложки $24,5 \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$ [13] больше модуля Юнга феррошпинелей $(9-11) \cdot 10^{10} \text{ Н/м}^2$ [24], а толщина пленки (20 мкм) на порядок меньше толщины подложки 500 мкм и пленка жестко скреплена с подложкой, то можно считать, что деформация пленки полностью определяется деформацией подложки и формула (2) определяет внешние напряжения, приложенные к пленке.

На рис. 2 представлены зависимости плотности дислокаций, относительно изменения удельного сопротивления и термоэдс от величины сдвиговых напряжений τ , которые в данном случае составляли $\sim \sigma/2$. При направлении деформирующей силы вдоль $\langle 010 \rangle$ напряжение сдвига возникает в четырех из шести возможных зон скольжения $\{110\} \langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$, $\{1\bar{1}0\} \langle 110 \rangle$, $\{011\} \langle 0\bar{1}1 \rangle$, $\{0\bar{1}1\} \langle 011 \rangle$. Сдвиговые напряжения определяются по формуле

$$\tau = \sigma \cos \varphi_0 \cos \lambda_0,$$

где σ - приложенное напряжение, φ_0 - угол между силой и нормалью к плоскости скольжения, λ_0 -

Р и с. 2. Зависимость плотности дислокаций (1), относительного изменения удельного сопротивления и термо-эдс (2) от величины сдвиговых напряжений

угол между силой и направлением скольжения. Для системы $\{110\} \langle 1\bar{1}0 \rangle$ $\varphi_0 = 45^\circ$, $\lambda_0 = 45^\circ$, и $\tau \sim \frac{\sigma}{2}$. Аналогичные рассуждения показали, что и для других указанных систем скольжения $\tau \sim \frac{\sigma}{2}$.

Известно, что в примесных кристаллах, к которым относятся рассматриваемые объекты, для смещения отдельных дислокаций необходимо приложить довольно значительные напряжения порядка предела упругости $\tau_l \sim \frac{2}{3} \tau_y$ [27]. Принимая предел упругости $\tau_y \sim 10^{-4} G$ [28], получим $\tau_y \sim 3,36$ МПа и $\tau_l \sim 2,23$ МПа. Сдвиговые напряжения при используемых деформирующих напряжениях (рис. 2) превышали τ_l .

Из рис. 2 видно, что плотность дислокаций растет линейно с увеличением сдвиговых напряжений. Все теории деформационного упрочнения кристаллов [27,29] приводят к квадратичной зависимости между напряжением течения и плотностью дислокаций: $(\tau - \tau_0) \sim \sqrt{n}$, где τ_0 - сопротивление деформированию кристалла с очень малой плотностью. Однако в г.ц.к. кристаллах экспериментальные результаты свидетельствуют о линейной зависимости n от τ , а не квадратичной. Зависимость n от τ для эпитаксиальных феррошпинелей не противоречит этим данным.

На рис. 3 представлена зависимость средней плотности дислокаций для пленок исходного состава $Mg_{0,6}Mn_{0,4}Fe_2O_4$ от величины сдвиговых напряжений (1) в отсутствие магнитного поля и (2) в поле $H = 240$ кА/м. Из полученных данных следует, что в области слабых деформирующих напряжений плотность дислокаций немонотонно растет. В области напряжений от 0 до 8 МПа наблюдаются наибольшие изменения плотности дислокаций. Возрастание плотности дислокаций на начальной стадии деформации может быть объяснено работой поверхностных и внутренних источников Франка-Рида. Минимальное сдвиговое напряжение, необходимое для работы источников Франка-Рида, определяется из соотношения [13]

$$\sigma_{\phi-P} \sim \frac{1}{3} \frac{Gb}{L}.$$

Для рассматриваемых феррошпинелей $\sigma_{\phi-P}$ составляет $\sim 0,24$ МПа. Деформирующее напряжение $\sigma \sim (1-8)$ МПа. Поскольку $\sigma > \sigma_{\phi-P}$ и после деформации наблюдается парное расположение дислокаций, то действие механизма Франка-Рида вполне вероятно. При дальнейшем возрастании деформирующих напряжений рост плотности дислокаций замедляется вследствие взаимодействия между дислокациями различных систем скольжения.

Из сопоставления кривых (1) и (2) рис.3 следует, что магнитное поле сдерживает рост плотности дислокаций с увеличением деформирующих сил.

При помещении в сильное магнитное поле в пленке феррошпинели должны возникать магнитострикционные деформации, вызываемые магнитными и обменными силами. Поле $H=240$ кА/м соответствует техническому насыщению для рассматриваемых феррошпинелей, поэтому в данном случае магнитострикционные деформации вызываются обменными силами.

Магнитострикционные напряжения оцениваются по формуле $\sigma_\lambda = \frac{E\lambda_s}{1-\nu}$, где E -модуль Юнга,

λ_s -коэффициент магнитострикции.

Р и с. 3 Зависимость плотности дислокаций от величины сдвиговых напряжений: 1 – в отсутствии магнитного поля, 2 – в поле $H=240$ кАм $^{-1}$

Обменные силы изотропны и вызываемые ими магнитострикционные деформации однородны по всем направлениям. Поскольку для Mg-Mn ферритов $\lambda_s < 0$, то σ_λ также будет меньше нуля, т.е. в направлении [010] магнитострикционные напряжения имеют знак, противоположный внешним деформирующим напряжениям. Величина магнитострикционных напряжений в пленках Mg-Mn феррита $\sim (0,4 \div 1,3)$ МПа соизмерима с деформирующими напряжениями. Поэтому в присутствии магнитного поля с ростом внешних деформирующих напряжений плотность дислокаций почти не изменяется. Слабый рост плотности дислокаций на начальной стадии деформации, видимо, связан с работой поверхностных источников дислокаций. Магнитострикционные деформации за счет обменных сил носят объемный характер и оказывают влияние на работу внутренних источников дислокаций.

Возможно, что наблюдаемое явление имеет более сложную природу. В частности, наложение сильного магнитного поля может привести к неэквивалентности межузлий и к изменению распределения примесных атомов, что повлияет на характер размножения дислокаций.

При деформировании пленок марганцевого феррита при комнатных температурах и напряжениях до 50 МПа плотность дислокаций растет в пределах одного порядка $(1,6 \div 6,6) \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$, т.е. аналогично графику рис. 2 для пленок $\text{Mg}_{0,6}\text{Mn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$. При деформации в области температур 873 К, $\sigma \sim 50$ МПа плотность дислокаций изменилась почти на порядок $\sim 1,2 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-2}$. При этом обнаруживается (рис. 4) парное расположение ямок травления (1,2,3,4); ось пары, соединяющий центры ямок травления, имеет тенденцию располагаться под определенным углом к направлению [010]: $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$.

3. Подвижность дислокаций в эпитаксиальных феррошпинелях. Сопротивление движению дислокаций состоит из следующих слагаемых:

$$\tau_r = \tau_p + \sum \tau_i + \tau_f + \tau_{sp}, \quad (3)$$

где τ_p - напряжение Пайерлса-Наббаро; $\sum \tau_i$ - сумма напряжений, необходимых для преодоления различных по физической природе взаимодействий примесных атомов и других точечных дефектов с дислокациями; $\tau_f \sim \alpha Gb\sqrt{n}$ - упрочнение, вносимое ростовой плотностью дислокаций на начальной стадии деформации, где α приближенно может быть определено из выражения [30]

$$\alpha \sim \sqrt{\frac{1}{8\pi}} \ln \frac{R}{r_0},$$

где R - характерный размер кристалла 10^{-2} м; r_0 - радиус обрезания упругого решения ($r_0 \sim b/4$);

$\tau_p \sim 0,1Gb\sqrt{n_c}$ - вклад в деформирующее напряжение ростовых дислокаций, содержащихся в субграницах [28].

Вместо первых двух слагаемых в выражении (3) подставим значения стартовых напряжений, оцененных при $T \sim 300$ К в случае слабых препятствий в рамках модели термически активированного зарождения парных перегибов [31]. Энергия связи дислокации с примесным атомом в эпитаксиальных феррошпинелях [8] $U_a \sim 0,5$ эВ. Дислокация будет двигаться при напряжениях, превышающих $\tau_{cm} = \frac{3U_a}{abL}$, где a - расстояние между соседними атомными плоскостями

параллельными плоскости скольжения, L - длина дислокации. Взяв типичные значения параметров [31]: $U_a \sim 0,5$ эВ, $a \sim b$, $L \sim b \cdot 10^3$, получим $\tau_{cm} \sim 1,17$ МПа. Результирующая сила тре-

Р и с. 4. Дислокационные ямки травления на поверхности пленок после деформации при $T \sim 673$ К (пары ямок травления составляют с направлением [010] углы: 1 – 0° , 2 – 45° , 3 – 90° , 4 – 135° (x1500))

ния движению дислокаций согласно оценок (табл. 2) составляет $\tau_p \sim 1,94$ МПа, т.е. порядка $\frac{2}{3}\tau_y$.

В реальном кристалле существует целый спектр потенциальных барьеров [13]: рельеф Пайерлса, рассеянные точечные дефекты и их комплексы, другие дислокации и дислокационные скопления. Каждый из этих типов барьеров влияет на поведение дислокаций и в конечном итоге на макроскопические свойства твердого тела. Обычно потенциальные барьеры подразделяют на два типа-линейные и локальные. Характерным примером первого типа является барьер Пайерлса-Наббаро, обусловленный периодическим полем решетки. Ко второму типу барьеров относят разнообразные точечные дефекты, ступеньки на дислокациях, дислокации “леса”.

Т а б л и ц а 2

**Расчетные значения напряжений сопротивления движению дислокаций
в эпитаксиальных феррошпинелях**

Исходный состав	Напряжение старта	Упрочнение ротовой плотностью дислокаций	Упрочнение дислока- циями в субграницах
	ϕ_{cm} , МПа	ϕ_f , МПа	ϕ_{ep} , МПа
Mn Fe ₂ O ₄	1,17	0,7	$5 \cdot 10^{-2}$
Mg _{0,6} Mn _{0,4} Fe ₂ O ₄	1,13	2,37	$7 \cdot 10^{-2}$

По модели Пайерлса [32] в бездефектной решетке минимальное напряжение τ_p (напряжение Пайерлса), необходимое для движения дислокаций в потенциальном поле кристаллической решетки, задается соотношением:

$$\tau_p = \frac{G}{1-\nu} \exp\left(-\frac{4\pi\omega_g}{b}\right), \quad (4)$$

где $2\omega_g = \frac{a}{1-\nu}$ - ширина дислокации, a - расстояние между соседними атомными плоскостями, b -вектор Бюргерса. Энергия активации движения дислокаций (барьер Пайерлса) [33] может быть вычислена по формуле:

$$U_0 = \frac{2E_0a}{\pi} \left(\frac{2}{\pi} \tau_p \frac{ab}{E_0} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где $E_0 = \frac{Gb^2}{2}$ - линейная энергия дислокаций.

Эпитаксиальные феррошпинели содержат значительные количества электрически активных примесей [8], поэтому следует ожидать, что определяющим для процесса движения дислокаций будет являться торможение точечными дефектами, а не потенциальный рельеф Пайерлса. Величину барьера Пайерлса с учетом энергии активации примеси можно оценить следующим образом [34]:

$$U_0 = \frac{1}{\pi} \sqrt{2aE_a\Delta E_n}. \quad (6)$$

Подставляя в выражение (6) энергию активации примесей $\Delta E_n \sim 0,07$ эВ [8], получим значение барьера Пайерлса для рассматриваемых феррошпинелей $\sim 0,5$ эВ (таблица 3).

Т а б л и ц а 3

Напряжения Пайерлса, барьера Пайерлса и энергия связи дислокаций с примесями в эпитаксиальных феррошпинелях

Исходный состав	Напряжение Пайерлса ϕ_p , МПа	Барьер Пайерлса, U_0 , эВ		Энергия связи дислокаций с примесями U_0 , эВ
		Формула 5	Формула 6	
Mn Fe ₂ O ₄	10	1,34	0,446	0,498
Mg _{0,6} Mn _{0,4} Fe ₂ O	0,14	0,396	0,55	0,51

Коттрелом [35] было показано, что при достаточном для насыщения дислокаций количестве примесных атомов вдоль линии дислокаций и вокруг нее конденсируется атмосфера примесных атомов. Насыщение дислокаций будет происходить при температурах ниже критической T_0 , задаваемой соотношением

$$U_a = -kT_0 \ln c, \quad (7)$$

где c - отношение числа примесных атомов к числу мест в кристалле, которые могут быть заняты примесью; U_a - энергия связи примесного атома с дислокацией. Плотность примесных мест закрепления $(\frac{n}{b})$, где b - вектор Бюргерса, при поверхностной плотности дислокаций в эпитаксиальных феррошпинелях ($n \sim 10^9 \div 10^{10} \text{ м}^{-2}$) равна $10^{18} \div 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Концентрация примесей $N_{XD} \sim 10^{25} \div 10^{27} \text{ м}^{-3}$ [8]. Этого количества более чем достаточно для насыщения мест закрепления. Подставляя экспериментально найденное значение T_0 [8] в выражение (7) и выражение

$$c = \frac{N_{XD}}{n_s}, \text{ где } n_s - \text{концентрация оборванных связей [8], получим энергию связи примесного}$$

атома с дислокацией в эпитаксиальных феррошпинелях $\sim 0,5$ эВ (табл. 3). Такая энергия связи с дислокацией характерна для пар вакансия-примесный атом [34]. В эпитаксиальных феррошпинелях ими могут быть комплексы $(\text{Fe}^{+2} + \text{O})$ [36].

Для изучения подвижности дислокаций использовалась стандартная методика импульсного нагружения и двукратного избирательного травления [37]. Время действия импульса нагрузки – $10^2 \div 10^3$ с. Скорость движения дислокаций вычислялась по средней длине их пробега.

На рис. 5 приведены примеры движения изолированных дислокаций при $T \sim 573\text{K}$, $\sigma \sim 120\text{МПа}$ в пленках феррошпинелей. Видно, что часть дислокаций являются подвижными. Движение дислокаций происходит в первичной системе скольжения $\{110\} \langle 1\bar{1}0 \rangle$. Средняя длина пробега краевых дислокаций в пленках Mg-Mn феррита ($4,7 \div 6$) мкм, несколько выше, чем винтовых ($1,3 \div 2,7$ мкм). Скорость движения дислокаций $(2-10) \cdot 10^{-9} \text{ мс}^{-1}$. Значение параметра $q = \frac{\bar{v}_e}{\bar{v}_s}$, где $\bar{v}_e$ - средняя скорость движения краевых дислокаций, $\bar{v}_s$ - средняя скорость

движения винтовых дислокаций, составляет величину ~ 5 . Для пленок MnFe_2O_4 $\bar{v}_s \sim 2 \cdot 10^{-9} \text{ мс}^{-1}$, $\bar{v}_e \sim 3 \cdot 10^{-9} \text{ мс}^{-1}$ и параметр $q \sim 1,5$. Такие значения $q \sim 1-10^2$ типичны для ионных кристаллов. Следуя [38] можно предположить, что краевые и винтовые дислокации в эпитаксиальных феррошпинелях тормозятся одними и теми же препятствиями. Препятствия асимметричны. Небольшая разница в скоростях движения возникает либо из-за несколько различного взаимодействия с этими препятствиями, либо из-за торможения винтовых дислокаций, возникающими на них ступеньками.

Р и с. 5. Примеры движения краевых дислокаций (А – начальное, В – конечное положение), винтовых (С – начальное, Д – конечное положение) изолированных дислокаций для пленок: а – $\text{Mg}_{0,6}\text{Mn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$, б – MnFe_2O_4 (x 1500)

Скорость дислокаций с ростом температуры увеличивается и при $T \sim 873\text{K}$ составляет $\sim 10^{-8} \text{ мс}^{-1}$ (рис.6). Сопоставляя значения скоростей движения дислокаций при различных температурах в рассматриваемых пленках и полагая, что изменение скорости подчиняется закону

$$v \sim \exp\left(\frac{U}{kT}\right),$$

получим значение $U \sim 0.46 \text{ эВ}$, что удовлетворительно совпадает с приведенными в табл. 3 значениями энергии активации движения дислокаций.

4. О роли диполей в упрочнении эпитаксиальных феррошпинелей. При рассмотрении общей картины дислокационной структуры, сформировавшейся в процессе синтеза и охлаждения пленок состава $\text{Mg}_{0,6} \text{Mn}_{0,4} \text{Fe}_2 \text{O}_4$ после избирательного травления (рис.7) видно, что большинство ямок травления разбросано не случайно. В ряде случаев обнаруживаются специфические особенности во взаимном расположении ямок. Имеется парное расположение ямок и мультипольное. Парное расположение ямок можно характеризовать двумя параметрами: расстоянием между вершинами ямок и углом φ между прямой, соединяющей ямки, и направлением скольжения. Расстояние между вершинами парных ямок А и В имеет величину $1,5 \div 2 \text{ мкм}$. Такие пары преимущественно имеют значения $\varphi = 0^\circ$ и 90° , которые соответствуют дислокационным петлям. Встречаются и 45° (С) и 135° (Д) расположение пар ямок. Ямки травления в этом случае представляют собой симметричные пирамиды с остроконечной вершиной, что указывает на параллельность линий дислокаций в такой паре. Две параллельные дислокации противоположного знака образуют диполь при расстояниях l между ними $\sqrt{2}h_c$ (h_c - расстояние плоскостями скольжения). Наиболее ярко выражены диполи с $l_{d_1} \sim 2,66 \text{ мкм}$, $l_{d_2} \sim 6,6 \text{ мкм}$, имеющие соответственно $h_{c_1} \sim 1,86 \text{ мкм}$, $h_{c_2} \sim 4,66 \text{ мкм}$. Встречаются группы из трех ямок травления - триполи.

Р и с. 6 Фигуры травления на поверхности пленок MnFe_2O_4 после двухступенчатого нагружения методом четыре точечного изгиба при $\sigma_1=30\text{МПа}$ и $\sigma_2=30\text{МПа}$, $T=583\text{K}$ ($\times 1500$)

Р и с. 7 Дислокационная структура пленок состава $\text{Mg}_{0,6}\text{Mn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$

В ходе деформационного упрочнения кристалла при увеличении τ многие неподвижные дислокации, образующие мультиполи различного рода могут становятся подвижными вследствие распада мультиполей. Для разрушения диполей, т.е. отрыва одной дислокации от другой, требуется в плоскости скольжения приложить дополнительные напряжения, равные

$$\Delta\tau_h \sim \frac{Gb}{8\pi(1-\nu)h_c}.$$

Если сопротивление перемещению дислокаций в кристалле равно τ_r , то приложенные внешние напряжения при этом должны быть равны $(\tau_r + \Delta\tau_h)$. Оценка показывает, что для разрушения указанных выше диполей требуется дополнительные напряжения $\Delta\tau_{h_{c_1}} \sim 0,72 \text{ МПа}$ и $\Delta\tau_{h_{c_2}} \sim 0,3 \text{ МПа}$ для пленок данного состава. Силы Пайерлса в г.д.к.и. кристаллах при не очень низких температурах в первом приближении можно не учитывать [27]. Тогда критические

сдвиговые напряжения, при которых возможны разрушения указанных выше диполей, составит соответственно с учетом τ_r (табл. 2): $\tau_1 \sim 1,4$ МПа, $\tau_2 \sim 1,0$ МПа. Экстрополяция $n(\tau)$ (рис.3) на ось абсцисс дает $\tau_{\text{экс}} \sim 1,07$ МПа, что соизмеримо с τ_1 и τ_2 .

Оценим количественно степень раскрытия диполей, т.е. величину смещения краевых компонент в диполе λ_d , необходимую для объяснения на опыте изменений плотности винтовых дислокаций ρ_s . Согласно [27]

$$\Delta\rho_s = 4n_d\lambda_d,$$

где n_d - объемная плотность раскрывшихся диполей. Зная $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\rho_s$, можно оценить длину диполя l_d :

$$l_d = \frac{2\Delta\varepsilon}{b\Delta\rho_s}.$$

При $\Delta\varepsilon \sim 1,87 \cdot 10^{-5}$ (рис.3), $\Delta\rho_s \sim 3,23 \cdot 10^9 \text{ м}^{-2}$, $n_d \sim 4,03 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}$, $l_d \sim 19,5$ мкм.

Дополнительные напряжения, необходимые для разрушения такого диполя, имеют величину $\Delta\tau_h \sim 6,8 \cdot 10^{-2}$ МПа, эффективные напряжения - $\tau \sim 8,35 \cdot 10^{-1}$ МПа. Такие напряжения возникали при действии внешнего электрического поля $E \sim 10^5 \text{ Вм}^{-1}$, $Y=0,8 \frac{\tau^2 k}{\varepsilon b} \sim 8,64 \cdot 10^{-1}$ МПа.

Величину смещения краевых компонент в диполе определим из выражения

$$\lambda_d = \frac{\Delta\rho_s}{4\Delta\rho_e} l_d.$$

При $\Delta\rho_e \sim 2 \cdot 10^9 \text{ м}^{-2}$ получим $\lambda_d \sim 7,8$ мкм, что согласуется с экспериментальными данными п.1. (расчет $\Delta\rho_e$ приведен ниже).

Если принять описанную модель, то экспериментальные результаты по смещению дислокаций в электрическом поле могут быть объяснены еще и раскрытием диполей в петли в момент приложения поля, некоторая доля которых после выключения поля снова превращалась в диполь с малым h_c . При рассмотрении взаимного расположения ямок травления (рис.1.б) можно выделить плоскодонные ямки, внутри которых (в центре или на некотором расстоянии от него в плоскости скольжения) располагались остроконечные ямки значительно меньших размеров. Такое травление дефектов означает, что они являются не простыми дислокациями, поскольку в этом случае маловероятно повторное возникновение ямки в том же самом месте. Данное расположение ямок травления связывается авторами [39] с наличием в кристалле краевых дислокационных диполей с весьма малой величиной h_c .

Оценим общую плотность дислокаций, предполагая, как и в [27], что в процессе размножения появляются не отдельные дислокации, а дислокационные петли прямоугольной формы, винтовые и краевые составляющие которых перемещаются со скоростями $\bar{v}_s$ и $\bar{v}_e$. Коэффициент размножения дислокационных петель или число петель, создаваемых винтовой дислокацией при заметании ею единицы площади, может быть выражено через $\bar{\lambda}_s$ и $\bar{\lambda}_e$ - среднюю длину пробега винтовых и краевых компонент [27]: $\delta = \frac{1}{4\pi\bar{\lambda}_s\bar{\lambda}_e}$.

Плотность винтовых дислокаций определяется выражением: $\rho_s = \frac{1}{b} \sqrt{\delta \frac{\bar{v}_e}{\bar{v}_s}} \varepsilon$.

Подставляя данные $\bar{\lambda}_s$, $\bar{\lambda}_e$ и $\bar{v}_s$, $\bar{v}_e$, найденные экспериментально в п.3. для $\delta \sim 10$ МПа, при $\varepsilon \sim 2 \cdot 10^{-4}$ (соответствующей рис.2), получим $\rho_s \sim 1,3 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$, что довольно близко к экспериментальной средней плотности дислокаций при данном ε . Для расчета при меньших деформирующих напряжениях использовались данные $\bar{\lambda}_s$, $\bar{\lambda}_e$ и $\bar{v}_s$, $\bar{v}_e$, найденные в п.1.

Плотность винтовых дислокаций при $\varepsilon \sim 1,84 \cdot 10^{-5}$ составила $5,1 \cdot 10^9 \text{ м}^{-2}$, что также согласуется с экспериментом (рис.3). Плотность краевых дислокаций найдем из выражения

$$\varepsilon = \chi b \rho_e \bar{\lambda}_e.$$

При $\chi = 2$ (для прямоугольных петель), $\bar{\lambda}_e \sim 8 \text{ мкм}$, $\varepsilon \sim 1,85 \cdot 10^{-5}$ величина плотности краевых дислокаций $\Delta \rho_e$ составляет $\sim 2 \cdot 10^9 \text{ м}^{-2}$. Поскольку толщина пленок (20-30) мкм соизмерима с длиной пробега краевых дислокаций, то не исключено, что часть из них выходит из кристалла в процессе деформации, а оставшаяся часть незначительно влияет на общую плотность дислокаций.

Таким образом, совокупность рассмотренных результатов по изменению дислокационной структуры в поле деформирующих напряжений и электрическом поле свидетельствуют об определяющей роли диполей в упрочнении этих материалов, в том числе, в процессе синтеза и охлаждения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Alekandrov L.N., Mitlina L.A., Molchanov V.V.* Mechanism of epitaxial ferrite-spinel layers formation on magnesium oxide substrate // Cryst. Res. Technol. 1987. Vol. 16. № 4. P. 405-412.
2. *Алавердова О.Г., Коваль Л.П., Михайлов И.Ф., Фукс Я.М., Митлина Л.А., Молчанов В.В.* Неоднородность деформации и субструктура эпитаксиальных слоев $\text{Mg}_x \text{Mn}_{1-x} \text{Fe}_2 \text{O}_4 / \text{MgO}$ // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1982. Т.18. № 6. С. 1020-1024.
3. *Alekandrov L.N., Mitlina L.A., Molchanov V.V., Vasilyev A.L.* Heteroepitaxy of ferrite-spinel layers by CVD metod // Cryst. Res. Technol. 1983. Vol. 18. № 11. P. 1333-1339.
4. *Alekandrov L.N., Mitlina L.A., Vasilyev A.L., Mikhailov V.A.* Dislocation structure of epitaxial ferro-spinel films // Cryst. Res. Technol. 1986. Vol. 20. № 1. P. 89-95.
5. *Митлина Л.А.* Кинетика эпитаксиального роста феррошпинелей // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1988. Т. 24. № 2. С. 290-293.
6. *Alekandrov L.N., Mitlina L.A., Kostilov V.N., Yankovskaya T.V.* Stresses and Dislocation Formation in Thin Films // Phys. Stat. Sol. (a). 1994. Vol. 145. P. 255-262.
7. *Митлина Л.А., Молчанов В.В., Костылов В.Н.* Кинетика образования и структура феррошпинелей при газофазной эпитаксии // Вестн. СамГТУ. Серия: Физ.-мат. науки. 1996. Вып. 4. С. 138-145.
8. *Митлина Л.А., Харламов Н.Д., Колосова И.В., Левин А.Е.* Структурные дефекты и явления переноса в эпитаксиальных феррошпинелях // Вестн. СамГТУ. Серия: Физ.-мат. науки. 1998. Вып. 6. С. 47-54.
9. *Митлина Л.А., Левин А.Е., Валюженич М.К.* Механизмы релаксации напряжений при гетероэпитаксии феррошпинелей // Вестн. СамГТУ. Серия: Физ.-мат. науки. 2000. Вып. 9. С. 77-88.
10. *Митлина Л.А., Левин А.Е., Кривошеева Е.В.* Механизмы дефектообразования при гетероэпитаксии феррошпинелей // Вестн. СамГТУ. Серия: Физ.-мат. науки. 2001. Вып. 12. С. 114-123.
11. *Митлина Л.А., Молчанов В.В., Левин А.Е., Кривошеева Е.В., Великанова Ю.В.* Деформационные эффекты в эпитаксиальных феррошпинелях // Вестн. СамГТУ. Серия: Физ.-мат. науки. 2002. Вып. 16. С. 122-128.
12. *Митлина Л.А., Левин А.Е., Кривошеева Е.В., Великанова Ю.В., Виноградова М.Р.* Влияние границ блоков на сопротивление деформации в эпитаксиальных феррошпинелях // Вестн. СамГТУ. Серия: Физ.-мат. науки. 2003. Вып. 19. С. 111-117.
13. *Хирт Дж., Лоте И.* Теория дислокаций. М.: Атомиздат. 1972, 599 с.
14. *Урусовская А.А.* Электрические эффекты, связанные с пластической деформацией ионных кристаллов // УФН. 1968. Т. 96. № 1. С. 37-60.
15. *Eshelby J.D., Newey C.W.A., Pratt R.L., Lidiard A.B.* Charged dislocations and the strength of ionic crystals. // Phil. Mag. 1958. Vol. 3. № 25. P. 75-89.
16. *Альишиц В.И., Галушташвили М.В., Пекарло И.М.* О кинетике формирования заряда на дислокациях в процессе пластической деформации кристалла // Кристаллография. 1975. Т. 20. № 6. С. 1113-1116.
17. *Матаре Г.* Электроника дефектов в полупроводниках. // М.: Мир, 1974. 463 с.
18. *Швидковский Е.Г., Тялунина И. А., Белозеров Э.П.* Влияние электрического поля на поведение заряженных дислокаций // Кристаллография. 1962. Т.7. № 7. С. 471-472.
19. *Загоруйко Н. В.* Закономерности движения дислокаций при действии постоянного электрического поля // Кристаллография. 1965. Т.10. № 3. С. 425-433.
20. *Митлина Л.А., Посыпайко Э.Д.* Поведение дислокаций в пленках феррошпинелей под действием внешнего электрического и магнитного полей // Электронная техника. Серия 6. Материалы. 1985. № 3. С. 13-15.
21. *Hornstra J.J.* Dislocations staching fanults, and twins in the spinel structure. // Phys. chem. solids. 1960. Vol. 15. P. 311-323.
22. *Орлов А.Н., Семенов В. Е.* Структура расщепленных дислокаций в ферритах с решеткой шпинеля // Кристаллография. 1968. Т.13. № 3. С. 462-470.
23. *Mizushima M.* Etch Pits in Manganese ferrite single crystals. // Japan. J. Anpl. Phys. 1968. Vol. 7. № 8. P. 893-899.
24. *Злобин В.А., Андреев В.А., Звороно Ю.С.* Ферритовые материалы. М.: Энергия, 1970. 108 с.
25. *Рябинкин Л.Н., Капитонов А.М., Темерев В.Л.* Упругие константы монокристалла марганцевого феррита // Тез. докл. научн. конф. по электронной технике. Синтез и исследование ферромагнитных кристаллов. М.: Электроника. 1970. Вып. 9. С. 148-149.
26. *Любошиц М.И., Иукевич Г.М.* Справочник по сопротивлению материалов. Минск: Высшая школа, 1969. 464 с.
27. *Смирнов Б.И.* Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л.: Наука, 1981. 235 с.

28. Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967. 643 с.
29. Бернер Р., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов. М.: Мир, 1969. 272 с.
30. Алексеев А.А., Горячев С.В., Струнин Б.М. Эволюция ансамбля скоплений дислокаций на начальной стадии пластической деформации кристаллов. // Элементарные процессы пластической деформации кристаллов. Киев. Наукова думка, 1978. С. 52-53.
31. Рыбин В.В., Орлов А.Н. Подвижность дислокаций в кристаллах с высоким Пайерлсовским рельефом. // ФТТ. 1969. Т. 12. Вып. 12. С. 3605-3608.
32. Никитенко В.И. Подвижность дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса. // Динамика дислокаций. Киев. Наукова думка, 1975. С. 7-26.
33. Ерофеева С.А., Осиньян Ю.А. Подвижность дислокаций в кристаллах A^3B^5 // Динамика дислокаций. Киев. Наукова думка, 1975. С. 26-30.
34. Иденбом В.А., Орлов А.Н. Современные представления о подвижности дислокаций. // Динамика дислокаций. Харьков. ФТИНТ АН УССР. 1968. С. 5-25.
35. Котрелля Л.Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М.: Металлургиздат, 1958. 267 с.
36. Третьяков. Термодинамика ферритов. Л.: Химия, 1967. 304 с.
37. Митлина Л.А., Молчанов В.В., Посыпайко Э.Д., Михайлов В.А. Движение дислокаций в пленках феррошпинелей. Куйбышев. 1985. 7 с. Деп. в ВИНТИ 30.01.85. № 894- 85.
38. Надгорный Э.М. Динамические свойства изолированных дислокаций. // Несовершенства кристаллического строения и мартенситные превращения. М.: Наука, 1972. С. 151-175.
39. Johnston W.G., Gilman J.J. Dislocation multiplication in lithium fluoride crystals. // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 31. №4. P. 632-634.

УДК 539.21:539.415

Н.И. Носкова

СТРУКТУРА, ПРОЧНОСТЬ И МЕХАНИЗМ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Исследована структура и свойства нанокристаллических металлов и сплавов, полученных способами интенсивной пластической деформации и нанокристаллизации аморфных сплавов. Методами высокоразрешающей просвечивающей электронной, растровой микроскопии и "in situ" исследованы деформация и разрушение нанокристаллических Al, Cu, Ni, Mo, Ti и сплавов на основе Fe, Cu, Al и Ti. Проанализированы структурные особенности, прочность и механизмы пластической деформации и разрушения нанокристаллических материалов.

К наноструктурным материалам в настоящее время относят такие металлы и сплавы, у которых один или несколько структурных параметров (кристаллическое зерно, толщина слоя в многослойных покрытиях, диаметр трубки или жилы в многожильных композитах) имеют размер, не превышающий 100 нм. Общепринято считать, что в нанокристаллическом многофазном материале размер нанокристаллического зерна (≤ 100 нм) не превышает размера нанофазы. В нанокристаллическом состоянии чистые металлы и сплавы имеют повышенные твердость, предел текучести и предел прочности; магнитомягкие нанокристаллические материалы характеризуются более низким, а магнитотвердые нанокристаллические материалы более высоким значением коэрцитивной силы по сравнению с крупнозерненным состоянием. В нанокристаллическом состоянии металлы и сплавы проявляют повышенные трибологические свойства, имеют низкие значения коэффициента теплопроводности и высокие значения коэффициента зернограничной диффузии [1]. В то же время остаются нерешенными вопросы об особенностях и температурной стабильности дефектов, о физической природе изменения свойств, о механизмах тех или других физических процессов (пластической деформации, разрушения, диффузии, теплопроводности) нанокристаллических материалов. В данной работе будут проанализированы структурные особенности, уровень прочности, механизмы пластической деформации и разрушения ряда нанокристаллических материалов.

Структурные особенности нанокристаллических металлов и сплавов. В настоящее время прямыми методами высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (HRTEM) показано, что нанокристаллические чистые металлы Au, Ag, Pd, Ni, Cu, Fe [1,2], полученные методом сублимации с последующим прессованием наноразмерного порошка, имеют достаточно совершенную в объеме нанозерен кристаллическую решетку с единичными дислокациями и, наряду с обычными границами поликристаллов, имеют искаженные зернограничные прослойки с присутствием на границах нанозерен аморфной фазы. При использовании способа сублимации для получения нанокристаллических металлов в последних могут возник-