

11. Chuang T. H., Fournelle R. A., Gust W., Predel B. Discontinuous coarsening of discontinuous precipitate in a Ni — 7,5 at% In alloy//Acta met. 1988. V.36. N.3. P. 775—785.
12. Broeder F. J. A. Interface reaction and a special form of grain boundary diffusion in the Cr—W system//Acta met. 1972. V.20. N3. P. 319—332.
13. Мишин Ю. М., Разумовский И. М. Модель диффузии в движущейся границе зерна//ФХМ. Поверхность. 1983. № 7. С. 5—17.
14. Hillert M., Purdy G. R. Chemical induced grain boundary migration//Acta met. 1978. V.26. N2. P. 333—340.
15. Chongmo C. L., Hillert M. A. A metallographic study of diffusion induced grain boundary migration in the Fe—Zn system//Acta met. 1981. V.29. N12. P.1949—1960.
16. Chongmo C. L., Hillert M. A. Diffusion induced grain boundary migration in Cu—Zn//Acta met. 1982. V.30. N6. P. 1133—1145.
17. Piccone T. J., Butymowicz D. B., Newbury D. E., Manning J. R., Chahn J. W. Diffusion induced grain boundary migration in the Cu—Zn system//Scripta met. 1982. V.16. N7. P. 839—843.
18. Клоцман Я. Ф., Рабовский В. К., Ташинский В. К., Тимофеев А. К. Диффузия примесей в поликристаллической меди. Диффузия цинка//ФММ. 1969. Т.28. № 6. С. 1026—1028.
19. Hassner A. Korgrenzendiffusion von Zn—65 in Kupfer und a-Messing//Wiss. Z. Tecn. Hochsch. Karl-Marx Städt. 1977. V.19. N5. P. 619—626.
20. Чадек И. Ползучесть металлических материалов. М.: Мир, 1987. 302 с.
21. Фрост Г. Дж., Эшби М. Ф. Карты механизмов деформации. Челябинск: Metallургия, 1989. 325 с.
22. Бекренев А. Н., Васильев А. Д. Низкотемпературная диффузия в крупнокристаллических пленках в эпитаксиальных системах Ni/Cu и Pd/Ag//Металлофизика. Т. 14. № 3. С. 91—93.

УДК 539.216.2

Л. А. МИТЛИНА, В. В. МОЛЧАНОВ, В. Н. КОСТЫЛОВ

КИНЕТИКА ОБРАЗОВАНИЯ И СТРУКТУРА ФЕРРОШПИНЕЛЕЙ ПРИ ГАЗОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ

Приведены экспериментальные данные и теоретический анализ процесса формирования эпитаксиального слоя на (001) плоскости оксида магния в зависимости от состава и технологических условий. Показано, что особенности зарождения и роста пленок феррошпинелей определяются характером межфазного взаимодействия на границе пленка—подложка, несоответствием геометрических параметров решеток, термодинамическими параметрами синтеза. Процесс кристаллизации феррошпинелей удовлетворительно описывается в рамках вероятностно-феноменологической теории роста. При небольших термодинамических пересыщениях разориентация блоков определяется, в основном, несоответствием решеток феррита и оксида магния, составляет десятки угловых минут, слабо зависит от условий кристаллизации; размеры блоков в плоскости (001) определяются тангенциальной скоростью роста и временем синтеза.

Структурные изменения, развивающиеся при формировании эпитаксиального слоя феррошпинелей, еще мало исследованы, что затрудняет разработку технологии получения образцов с оптимальными для техники СВЧ параметрами.

Данная работа является продолжением работ [1—4] по изучению начальной стадии роста феррошпинелей газофазным методом. Пленки синтезированы на (001) плоскости оксида магния методом химических транспортных реакций в атмосфере хлористого водорода с помощью сэндвич-метода.

Согласно [1—4] каждый зародыш при газофазной эпитаксии феррошпинелей растет в виде кристаллита определенной, единой для всех зародышей выпуклой формы и ориентации, сохраняющейся во време-

ни. Используя эти экспериментальные данные, в частности, долю кристаллической фазы к некоторому контрольному моменту времени, а также значение скорости роста зародышей [4], полагая, что она для всех зародышей в пределах состава одинакова, оценим интенсивность зарождения, плотность зародышей и проведем сопоставление теории и эксперимента. Учитывая форму зародыша, температуру синтеза, пере-сыщение и несоответствие решеток, расчетным путем покажем, что размеры зародышей для различных ферритов, их адгезия зависят от соотношения поверхностных энергий и термодинамических параметров контактирующих материалов.

Результаты эксперимента и их обсуждение

1. *Модель кристаллизации феррошпинелей.* Примем, что процесс формирования эпитаксиального слоя феррошпинелей начинается со спонтанного возникновения центра роста. Это означает, что центры разбросаны по подложке хаотично, однородно по всей поверхности и физически представляют собой какие-либо дефекты подложки. Согласно [5] рассмотрение процесса кристаллизации можно вести либо по β -модели, где все центры кристаллизации возникают одновременно в самом начале процесса и имеют одинаковый размер, либо по α -модели, в которой зародыши различаются по возрасту и размеру. Картины закристаллизовавшейся поверхности эпитаксиальных феррошпинелей свидетельствуют о реализации α -модели, так как границы смежности двух соседей нередко являются несвязанными и могут состоять из отдельных кусков, особенно при полировке подложки и высоких температурах синтеза [1—4].

В α -модели полагают, что интенсивность зарождения α и скорость роста для всех зародышей в каждый момент времени постоянны. Тогда в трехмерном случае средний объем к моменту времени t составит

$$\bar{V} = V_0 (k+1)^{k/(k+1)} / \Gamma(1/(k+1)),$$

где k — размерность модели ($k=3$); Γ — функция Эйлера,

$$\Gamma(z) = \int_0^{\infty} x^{z-1} t^{-x} dx.$$

Объем зародыша характерного радиуса

$$V_0 = (\alpha t_0)^{-1} = c r_0^k e,$$

где

$$r_0 = v t_0 = (c\alpha/v)^{-1/(k+1)};$$

c — константа формы (в нашем случае для квадратного основания зародыша $c=2$). Из приведенных уравнений, используя экспериментальное значение среднего радиуса зародыша (табл. 1), получим интенсивность зарождения $\alpha \sim 10^7 \div 10^{10} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Полное число центров зарождения в α -модели в единице объема

$$\bar{N} = \alpha t_0 \Gamma(1/(k+1)) (k+1)^{-\frac{k}{k+1}}.$$

При интенсивностях зарождения, указанных в табл. 1, \bar{N} составляет $10^9 \div 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Число зародышей на единицу объема к моменту времени t

$$N_0(t) = \int_0^t \alpha g(t) dt,$$

где

$$g(t) = \exp(-c\alpha v^k t^{k+1} / (k+1)).$$

Учитывая изменение плотности зародышей вследствие коалесценции [6] $N = N_0 \exp(-2\pi R^2 N_0)$, получим значения, совпадающие по порядку величины с экспериментальной плотностью.

Таблица 1

Параметры зародышеобразования для различных феррошпинелей

Феррит	$R_{\text{экср}}, \text{см}$	$\alpha, \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	$\bar{N}, \text{см}^{-3}$	$N_{\text{расч}}, \text{см}^{-2}$	$N_{\text{экср}}, \text{см}^{-2}$
MnFe_2O_4	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,86 \cdot 10^{10}$	$7,2 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^6$
$\text{Mg}_{0,6}\text{Mn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$1,34 \cdot 10^8$	$2,3 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$
$\text{Zi}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$1,17 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$

Примечание. R — средний радиус зародыша, α — интенсивность зарождения, N — полное число центров зарождения, $N_{\text{расч}}$ — расчетная плотность зародышей, $N_{\text{экср}}$ — экспериментальная плотность зародышей.

Рассмотренные оценки могут свидетельствовать о справедливости выбранной модели при кристаллизации феррошпинелей из газовой фазы на оксид магния.

2. Поверхностная энергия, критические зародыши, условия перехода от трехмерного роста к двумерному. Найдем поверхностную энергию из модели «разорванных связей» [7] и учтем, что трехмерные зародыши феррошпинелей при газофазной эпитаксии имеют вид четырехугольных пирамид с ориентацией (001). Свободная энергия образования критических зародышей и размер критического зародыша в этом случае определяется [8] как

$$G^* = \frac{8(\sigma'_{(001)} + \sqrt{3}\sigma_{(111)} - \sigma_{\text{ПВ}}^3)}{3\Delta G^2}; \quad (1)$$

$$R = - \frac{2\sqrt{2}(\sigma'_{(001)} + \sqrt{3}\sigma_{(111)} - \sigma_{\text{ПВ}})}{\Delta G}, \quad (2)$$

где $\sigma'_{(001)}$ — удельная поверхностная энергия на границе подложка-конденсат; $\sigma_{\text{ПВ}}$ — удельная поверхностная энергия на границе раздела подложка-вакуум; $\sigma_{(111)}$ — удельная свободная энергия конденсат-вакуум.

Величина ΔG зависит от температуры синтеза и пересыщения ($\gamma_{\text{П}} = \frac{P}{P_c}$): $\Delta G = -\frac{kT}{\Omega} \ln \frac{P}{P_c}$. Здесь Ω — объем частицы; P_c — равновесное давление пара при данной температуре; P — реальное давление пара. Величина удельной поверхностной энергии на границе подложка-конденсат определяются как

$$\sigma'_{(001)} = \frac{\frac{G_1 + G_2}{2} b \Theta (1 + \ln \frac{b}{2\pi r_0} - \ln \Theta)}{4\pi (1 - \frac{v_1 + v_2}{2})},$$

где r_0 — радиус ядра дислокации; b — вектор Бюргерса; при этом $\Theta = \frac{b(a_2 - a_1)}{a_2 a_1}$, где a_1 и a_2 — постоянные решетки подложки и пленки.

Для оценки удельной свободной энергии феррита и оксида магния воспользуемся моделью «разорванных связей» [7], где энергия поверхности (hkl) определяется как работа образования единицы новой поверхности: $\sigma_{(001)} = B\{1 - \cos(\Delta f_{(001)}/f_k) - 180\}rK_s$. Здесь $B=3/8$ для неметаллов; $\Delta f_{(001)}=1$ — количество разорванных связей на частицу; $f_k = \sigma$ — координационное число; $r = \frac{1}{2} \left(\frac{a\sqrt{2}}{2} \right)$ — половина кратчайшего межатомного расстояния; K_s — модуль сжимаемости, $K_s = -\frac{1}{3}(C_{11} + C_{12})$, где C_{11} , C_{12} — упругие константы.

Для оценки пересыщения γ_{II} учтем константы равновесия (K_p) для различных транспортных реакций получения ферритов [9]. При давлении транспортного газа $P_{HCl} = 2,66 \cdot 10^2$ Па, кислорода $P_{O_2} = 2,33 \cdot 10^3$ Па при $T_c = 1270$ К найдем равновесное давление хлоридов по уравнению $P_c = \frac{P\sqrt{K_p}}{1+2\sqrt{K_p}}$ и затем $\gamma_{II} = \frac{P}{P_c}$, где $P_c = \frac{\sum_{i=1}^n P_{e_i}}{n}$ —

давление хлоридов для получения соответствующего феррита. Данные о пересыщении приведены в табл. 2. Учитывая, что $\sigma_{(111)} = \sqrt{3}\sigma_{(001)}$, определим размеры критических зародышей и энергию их образования по уравнениям (1) и (2).

Размеры критических зародышей оказались соизмеримы с размерами зародышей, которые наблюдаются для пленок толщиной 200 \AA при исследовании электронной микроскопией [10]. Форма и размеры экспериментально наблюдаемых зародышей в зависимости от состава феррита [1—4] не противоречат полученным результатам.

Таблица 2

Критические зародыши и энергия их образования

Феррит	$\sigma_{(001)}$, Дж·м ⁻²	$\sigma'_{(001)}$, Дж·м ⁻²	γ_{II}	$R_{кр}$, Å	$\frac{W_3}{W_2}$	$G^* \cdot 10^{16}$, Дж·м ⁻²
Mg _{0,6} Mn _{0,4} Fe ₂ O ₄	0,93	0,246	2,08	372	1,1	8,18
MnFe ₂ O ₄	0,88	0,114	2,07	334	0,9	5,79
Li _{0,5} Fe _{2,5} O ₄	0,80	0,121	2,06	445	0,5	13,5

Примечание. $\sigma_{(001)}$, $\sigma'_{(001)}$ — удельные поверхностные энергии, γ_{II} — пересыщение, $R_{кр}$ — радиус критического зародыша, $\frac{W_3}{W_2}$ — отношение работ образования зародышей, G^* — энергия образования зародышей.

Проведем сравнение работ образования двумерных и трехмерных зародышей. Для зародышей квадратной формы $\frac{W_3}{W_2} \sim 0,15 c'$ (11), где $c' = \sigma'_{(001)}/\sigma_{(001)}$, W_3 и W_2 — работы образования трехмерного и двумерного зародыша. Для феррита марганца и лития $W_3 < W_2$, что свидетельствует о термодинамической выгодности трехмерного зародышеобразования. Для магний-марганцевого феррита возможно образование двумерных зародышей ($W_3 > W_2$) с их последующим переходом в стабильные трехмерные.

В работе [12] проведен теоретический анализ условий перехода

от двумерного зародыша к трехмерному с учетом не только несоответствия, но и длины миграции атомов по поверхности роста $\lambda = [4N(T)]^{1/2}$, где $N(T)$ — зависимость плотности островков-зародышей от температуры подложки. Условие $\lambda < \lambda_0 = \gamma(1-\nu)/G(1+\nu)f^2_0$, где G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, γ — удельная поверхностная энергия пленки, определяет область устойчивости гладких пленок, формирование которых должно осуществляться по двумерному механизму роста. В противном случае существует вероятность перехода от двумерного роста к трехмерному. Условие $\lambda = \lambda_0$ позволяет найти критическое несоответствие

$$f_c = [\gamma(1-\nu)/G(1+\nu) \cdot \lambda]^{1/2},$$

выше которого нарушается устойчивость гладких пленок и возможна реализация трехмерного механизма роста.

Оценки всех этих параметров для пленок феррошпинелей с учетом f_0 при $T_c \sim 1170$ К, $\gamma \sim \sigma_{(001)}$ (см. табл. 1) приведены в табл. 3.

Таблица 3

Параметры зародышеобразования для пленок феррошпинелей

Состав феррита	Длина миграции атомов		Критическое несоответствие, f_c
	λ , нм	λ_0 , нм	
MnFe ₂ O ₄	$5 \cdot 10^3$	$1,09 \cdot 10^2$	$1,33 \cdot 10^{-3}$
Mg _{0,6} Mn _{0,4} Fe ₂ O ₄	$1,6 \cdot 10^4$	$9,96 \cdot 10^3$	$0,89 \cdot 10^{-3}$
Zi _{0,5} Fe _{2,5} O ₄	$2 \cdot 10^4$	$1,06 \cdot 10^2$	$0,59 \cdot 10^{-3}$

Из приведенных оценок следует, что для магний-марганцевого феррита $\lambda \sim \lambda_0$ (при $T_c \sim 1170$ К), т. е. при дальнейшем повышении температуры синтеза и соответственно при $f > f_c$ возможен переход от двумерного роста к трехмерному, что и наблюдалось нами экспериментально [1].

3. Оценка размеров и разориентации блоков, ориентационный эффект. Для трехмерной кинетики зарождения пленки эффективная скорость роста [13]

$$v_{эфф} = \frac{\pi}{6} J c^2_t c_n t_3, \quad (3)$$

где c_t — тангенциальная, а c_n — нормальная скорости роста отдельных центров. При $t > t_3$, т. е. в случае длительного выращивания пленки,

$$v_{эфф} \propto 2c_n. \quad (4)$$

Подставляя эффективную скорость роста [4] в (3) и (4), получим значения тангенциальных скоростей для рассматриваемых феррошпинелей. Это дает возможность оценить размеры блоков для пленок различной толщины, учитывая время синтеза. Полученные значения размеров блоков удовлетворительно согласуются с экспериментом [14] (табл. 4).

Расчетные значения размеров блоков и разориентации зародышей

Состав феррита	$c_t, \text{см} \cdot \text{с}^{-1}$	$l_t, \text{см}$		f_0 при $T_c = 1270 \text{ К}$	$R(N^*),$ Å	θ
		$t = 0,5 \text{ мин}$	$t = 5 \text{ мин}$			
MnFe_2O_4	$1,98 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$6,91 \cdot 10^{-3}$	432	24'
$\text{Mg}_{0,6}\text{Mn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ $\text{Li}_{0,6}\text{Fe}_{1,8}\text{Ti}_{0,4}\text{O}_4 +$ $+0,15\text{MnO}_2 +$ $+0,002\text{Bi}_2\text{O}_4$	$1,45 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$3,45 \cdot 10^{-3}$	855	11'
	$1,18 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$1,01 \cdot 10^{-2}$	213	33'

Примечание. c_t — тангенциальная скорость роста; l_t — размеры блоков для времени синтеза t ; f_0 — несоответствие решеток; $R(N^*)$ — размеры зародышей, где $N^* (\frac{1}{f_0} + 1)$;

$$\theta \sim \frac{1}{N^*} \text{ — расчетное значение разориентации зародышей.}$$

Оценим возможность проявления ориентационного эффекта на стадии зарождения и роста островков-зародышей, следуя модели, предложенной для систем со слабым межфазным взаимодействием [15, 16]. Потенциальный рельеф поверхности (001) ГЦК решетки в соответствии с квадратной симметрией можно представить в виде [15]

$$U(x, y) = \frac{1}{2} E_d (1 - \cos \frac{2\pi x}{a}) + \frac{1}{2} E_d (1 - \cos \frac{2\pi y}{a}),$$

где E_d — соответствует энергии активации диффузии атома. Для квадратного недеформированного островка с N атомами на стороне основания средняя энергия на каждый атом в единицах E_d определяется выражением

$$U_{(001)} = 1 - \frac{\cos[(N-1)\pi f_0] \sin(N\pi f_0)}{N \sin(\pi f_0)},$$

где f_0 — несоответствие параметров решеток конденсата и подложки. Для треугольного островка

$$U_{(111)} = \sum_{m,n} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\cos \left(\frac{2\pi m x}{a} \right) + \cos \left(\frac{2\pi n y}{a} \right) \right] \right\}.$$

Сопоставление зависимости $U(N)$ для ориентаций (001) и (111) показало, что для системы феррошпинель—оксид магния должен существовать минимальный размер островков, при котором квадратные островки, т. е. ориентации (001), прочнее связаны с подложкой, чем островки (111), а именно: при $N = N^* \sim (\frac{1}{f_0} + 1)$, так же, как это было показано ранее для систем металл—ЩГК [17]. До размера N^* зародыши ориентации (111) одного размера с зародышами (001) имеют меньшую межфазную энергию. Из сравнения $R(N^*)$ (см. табл. 4) и $R_{кр.}$ (см. табл. 2) следует, что для феррита Mn и Mg—Mn феррита при рассматриваемых технологических условиях возможно проявление ориентационного эффекта на ранней стадии роста. Такой эффект был обнаружен для пленок кобальтового феррита толщиной $\sim 200 \text{ Å}$, где наряду с квадратными наблюдались треугольные островки и $R_{экср.}$ было соизмеримо с $R(N^*)$ [10].

При конденсации ферритов на оксид магния энергия взаимодействия между атомами островка оказывается существенно выше, чем между атомами островка и подложки (см. табл. 2). В такой ситуации возможно вращение островка [18]. Для больших значений N , где

N — число атомов на стороне островка, практически уже при $N \geq 3$ для потенциальной энергии островка справедливо приближенное выражение

$$U = 4N^2 \left[1 - \left(\frac{\sin(2\pi N\theta)}{2\pi N\theta} \right) \right].$$

Из данного соотношения следует, что угловое расстояние между соседними минимумами, соответствующее угловому смещению при поворотном скачке, пропорционально величине $\frac{1}{N}$. Для $R(N^*)$ марганцевого и магний-марганцевого ферритов (см. табл. 4) $\theta \sim 10' - 20'$, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями разориентации блоков [14]. Эти факты дают основание полагать, что в условиях малых пересыщений при газофазной эпитаксии феррошпинелей на (001) плоскость оксида магния разориентация блоков определяется разориентацией островков-зародышей по отношению друг к другу. Разориентация зародышей по отношению друг к другу задается несоответствием решеток феррита и оксида магния.

4. *Влияние технологических факторов на структуру пленок.* Структура пленок феррошпинелей зависит от скорости роста и обработки подложки. При полировке подложки в H_3PO_4 размеры блоков пленки уменьшаются на порядок. Электронно-микроскопические снимки реплик подложки позволяют предположить, что уменьшение размеров блоков в пленке, синтезированной на полированной подложке, связано с ростом центров кристаллизации при полировке.

Существенное влияние на размеры блоков оказывает увеличение скорости роста. В условиях закрытого хлоридного процесса при малых пересыщениях со скоростью роста $\sim 10^{-5}$ см/с [1—4] развитие пленок феррошпинелей происходит путем образования блоков размером $10^{-4} - 10^{-2}$ см (см. табл. 4). Увеличение скорости роста до 10^{-4} см/с в начальный период осаждения приводит к уменьшению размеров блоков на один—два порядка, т. е. при большой скорости конденсации в начальный период осаждения образуется много зародышей и пленка получается мелкодисперсной.

Из всего вышесказанного следует, что кристаллизация феррошпинелей газофазным методом при малых пересыщениях протекает по программам, заложенным реальной структурой кристаллической решетки, межфазным взаимодействием феррита и подложки, термодинамическими параметрами синтеза, и описывается в рамках существующих моделей роста кристаллов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Aleksandrov L. N., Mitlina L. A., Molchanov V. V. Mechanism of epitaxial ferrite—spinel layers formation on magnesium oxide substrate//Cryst. Res. Technol. 1981. V. 16. № 4. P. 405—412.
2. Aleksandrov L. N., Mitlina L. A., Molchanov V. V., Vasilyev A. L. Heteroepitaxy of ferrite—spinel layers by CVD metod//Cryst. Res. Technol. 1983. V. 18. № 11. P. 1333—1339.
3. Aleksandrov L. N., Mitlina L. A., Vasilyev A. L., Mikhailov V. A. Dislocation structure of epitaxial ferrite/spinel films//Cryst. Res. Technol. 1986. V. 20. № 1. P. 89—95.
4. Митлина Л. А. Кинетика эпитаксиального роста феррошпинелей//Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1988. Т. 24. № 12. С. 290—293.
5. Бельский В. З. Геометрико-вероятностные модели кристаллизации. М.: Наука, 1980. 84 с.
6. Трефилов В. И. Влияние коалесценции на кинетику роста тонкой пленки//Кристаллография. 1978. Т. 23. № 3. С. 605—607.
7. Ощерин Б. Н. Модель разорванных связей и поверхностная энергия кристаллов

- полупроводников и их расплавов вблизи точки плавления//Химическая связь в кристаллах и их физические свойства. Минск: Наука и техника, 1976. Т. 1. С. 224—230.
8. Сереева Л. А. Поверхностная энергия и критические зародыши некоторых полупроводников $A^N B^{8-N}$ //Синтез и рост совершенных кристаллов и пленок полупроводников. Новосибирск: Наука, 1981. С. 33—38.
9. Бабкин Е. В. Наведенная магнитная анизотропия в эпитаксиальных кристаллах феррита марганца: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Красноярск: ИФ СО АН СССР, 1980. 24 с.
10. Садилов К. А. Монокристаллические пленки кобальтового феррита: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Куйбышев: Куйбыш. гос. пед. ин-т, 1974. 24 с.
11. Александров Л. Н., Сидоров Ю. Г., Криворотов Е. А. Газотранспортная эпитаксия//Полупроводниковые пленки для микроэлектроники. Новосибирск: Наука, 1977. С. 58—105.
12. Пинтус С. М., Стенин С. И., Торопов А. И., Труханов Е. М. Анализ морфологической стабильности тонких гетероэпитаксиальных пленок//Тез. докл. VII конф. по процессам роста и синтеза полупроводниковых кристаллов и пленок. Новосибирск, 1986. Ч. I. С. 34—35.
13. Александров Л. Н. Эпитаксиальный рост полупроводниковых пленок//Проблемы эпитаксии полупроводниковых пленок. Новосибирск: Наука, 1972. С. 5—30.
14. Агапова Н. Н., Митлина Л. А., Макаров А. В., Петрова Л. М. Влияние условий синтеза на дефектность структуры пленок магний-марганцевой шпиннели//Физика прочности и пластичности металлов и сплавов: Сб. науч. тр. Куйбышев: КуАИ, 1981. С. 105—111.
15. Иевлев В. М., Трусов Л. И., Холмянский В. А. Структурные превращения в тонких пленках. М.: Металлургия, 1982. 247 с.
16. Косевич В. М., Иевлев В. М., Палатник Л. С., Федоренко А. И. Структура межкристаллитных и межфазных границ. М.: Металлургия, 1980. 256 с.
17. Кондратенко В. В., Федоренко А. И., Филин А. В. О роли межфазного взаимодействия при эпитаксии металлов на щелочно-галлоидные подложки//Кристаллография. 1978. Т. 23. С. 588—594.
18. Трусов Л. И., Холмянский В. А. Островковые металлические пленки М.: Металлургия, 1973. 321 с.

УДК 539.216.2:537.622.6

Л. А. МИТЛИНА, И. В. КОЛОСОВА, А. Д. ХАРЛАМОВ

ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА АНОМАЛИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ФЕРРОШПИНЕЛЯХ

Приведены экспериментальные данные о температурной зависимости термоЭДС и удельного сопротивления в области температур (800—900 К) и температуры Кюри для монокристаллических пленок магний-марганцевых ферритов. Показано, что энергия активации проводимости, параметр $s-d$ обменного взаимодействия, концентрация ионов Fe^{2+} и носителей тока, положение уровня Ферми зависят от состава и условий изотермических отжигов. Атмосферный отжиг позволяет снизить концентрацию ионов Fe^{2+} до 10^{-3} и стабилизировать положение уровня Ферми. «Размытость» магнитного превращения определяется соотношением между параметром $s-d$ обменного взаимодействия, энергией активации проводимости и константой обменного взаимодействия спинов. Получено удовлетворительное согласие результатов эксперимента с теорией.

Усиливающийся интерес к эпитаксиальным феррошпинелям как к материалам, перспективным для разработки спин-волновых устройств [1], вызывает необходимость изучения влияния дефектов на физические свойства, определяющие качество ферритовых материалов. Дефектность кристаллической решетки ферритов можно регулировать, изменяя их состав с помощью изотермических отжигов, приводящих к изменению нестехиометрии вследствие окислительно-восстановительных реакций [2].