

УДК 539.216.25 : 538.221

## ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ ПЛЕНКИ ЖЕЛЕЗА, НИКЕЛЯ И КОБАЛЬТА<sup>1</sup>

*Л. В. Киренский, В. Г. Пынько, Р. В. Суханова, Н. И. Сивков, Г. П. Пынько, И. С. Эдельман, А. С. Комалов, С. В. Кан, Н. И. Сырова и А. Г. Звезгинцев*

Исследован эпитаксиальный рост пленок железа, никеля и кобальта при термическом напылении их на ионные кристаллы, сколотые в воздухе и в вакууме. Показано, что при прогревании подложек в вакууме  $10^{-4}$  мм рт. ст. происходит изменение состояния их поверхности, которое благоприятно сказывается на эпитаксии. Подбором подложек можно регулировать фазовый состав пленок.

Измерены поля анизотропии пленок и изучено влияние магнитного поля, приложенного во время напыления, на магнитную анизотропию пленок.

Исследована доменная структура пленок и ее динамика; исходя из этих исследований объясняются формы петель гистерезиса.

Измерена коэрцитивная сила пленок разной толщины. Показано, что коэрцитивная сила пленок всегда меньше поля анизотропии и приблизительно обратно пропорциональна намагниченности насыщения.

### ВЫРАЩИВАНИЕ ПЛЕНОК

Согласно [1—3], для ориентированного (эпитаксиального) роста пленок на ионных кристаллах типа NaCl требуется нагревание последних до температур, близких к точке возгонки. Однако, как явствует из тех же источников, температура поверхности скола кристалла подложки не является единственным фактором, определяющим ориентацию и строение пленки.

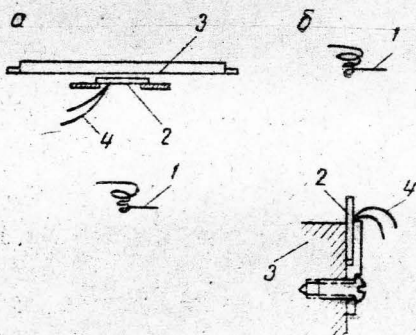


Рис. 1. Взаимное расположение испарителя (1), подложки (2), нагревателя (3) и термопары (4) при напылении пленок на сколы кристаллов, сделанные в воздухе (а) и в вакууме (б).

Первой задачей данной работы являлось дальнейшее совершенствование методики выращивания монокристаллических пленок и выяснение влияния различных факторов на эпитаксию железа, никеля и кобальта.

Напыление пленок производилось на промышленных вакуумных установках УВР-2, обеспечивающих к моменту напыления вакуум  $10^{-4}$  мм рт. ст. Одна из этих установок была оборудована устройством для раскалывания кристаллов—подложек в вакууме. Нагревание подложек и измерение их температур производилось двумя способами. Кристаллы, расколотые в воздухе, прогревались в основном тепловым излучением нагревателя, причем прогрев их перед напылением продолжался 15—20 мин при температуре 250—300°C. Кристаллы, скалывавшиеся в вакууме, нагревались главным образом за счет теплопроводности. На рис. 1 показано расположение подложек, нагревателя, испарителя и термопары в обоих случаях.

<sup>1</sup> Работа доложена на Совещании по физике ферро- и антиферромагнетизма. Свердловск, 5—7 июля 1965 г.

Ориентация пленок и ее совершенство при выращивании на кристаллах NaCl исследовались электронографически «на просвет». Пленки на кристаллах LiF исследовались «на отражение». Размеры кристаллитов и дефектность пленок определялись с помощью электронного микроскопа ЭМ-7.

**Пленки железа.** Электронограммы пленок, напыленных на разных установках, показали, что в вакууме  $10^{-4}$  мм рт. ст. иногда получают пленки, ориентированные полностью по диагональной схеме  $(001) [100]_{\text{Fe}} \parallel (001) [110]_{\text{NaCl}}$  при сравнительно низкой температуре подложки ( $150^\circ$ ). Электронограмма пленки представлена на рис. 2а. В вакууме  $10^{-5}$  мм рт. ст. такие пленки получить не удалось. Однако снижение вакуума до  $10^{-4}$  мм рт. ст. не является достаточным условием получения однозначно ориентированной пленки даже при температуре

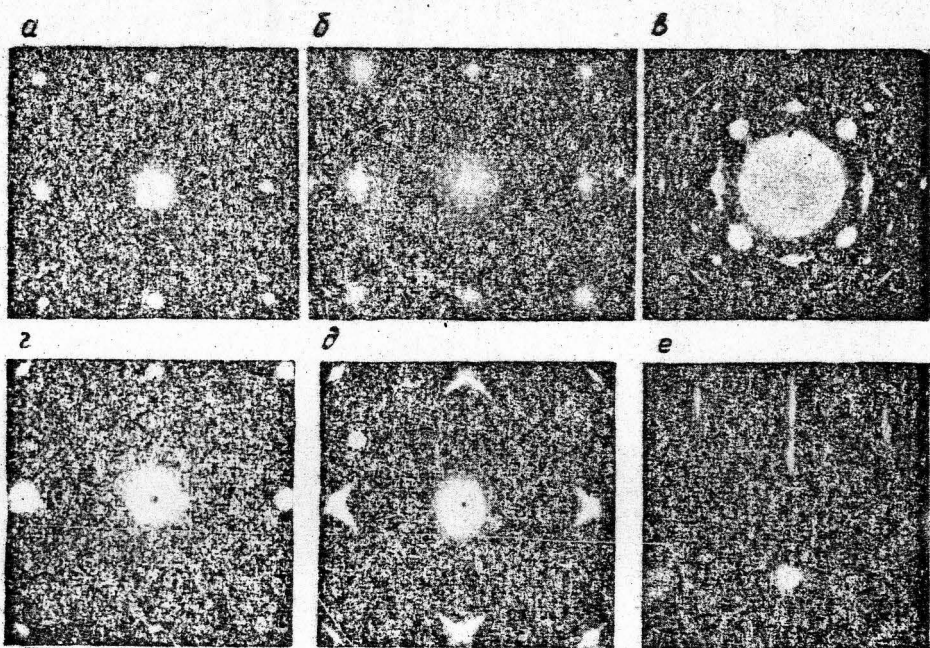


Рис. 2. Электронограммы эпитаксиальных пленок железа, напылявшегося на кристаллы NaCl, сколотые в воздухе (а—б) и в вакууме (в); никеля (г) и кобальта (д), напылявшихся на NaCl; кобальта (е) — на LiF.

подложки, превышающей  $150^\circ$ . Часто в пленках, напыленных на NaCl при давлении  $10^{-4}$  мм рт. ст., наряду с кристаллитами диагональной ориентации образуются кристаллиты прямой  $(001) [100]_{\text{Fe}} \parallel (001) [100]_{\text{NaCl}}$  ориентации и кристаллиты двух эквивалентных ориентаций  $(110) [001]_{\text{Fe}} \parallel (001) [100]_{\text{NaCl}}$  или  $(010) [010]_{\text{NaCl}}$  (рис. 2б), а также беспорядочно ориентированные кристаллиты.

С помощью отражательной электронографии было обнаружено, что при напылении железа на кристаллы LiF, нагретые выше  $200^\circ$ , формируются пленки с одной диагональной ориентацией, тогда как на соседних кристаллах NaCl получают пленки с кристаллитами нескольких ориентаций.

Изменение состава остаточных газов в вакуумной камере за счет натекания в нее отдельных компонент воздуха показало, что при повышенном содержании кислорода в вакуумной камере пленки с одной диагональной ориентацией на NaCl получаются чаще.

Было также замечено, что на количественное соотношение между диагональной и прямой ориентациями в пленке влияет материал испарителя. Для выяснения причин возникновения в пленке кристаллитов той или иной ориентации были проведены напыления Fe на сколы кристаллов NaCl, сделанные в вакууме во время распыления металла.

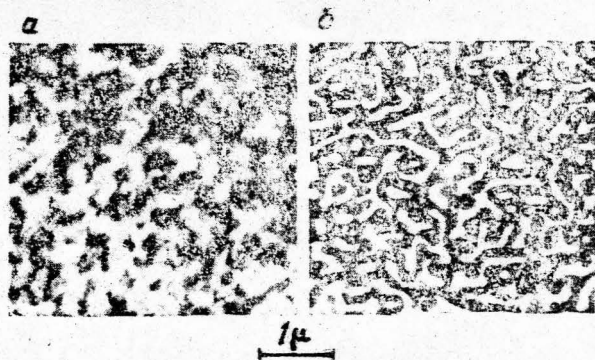


Рис. 3. Микрофотографии пленок никеля, напыленных на кристаллы NaCl:

а — при 120°; б — 250° С.

В этом случае первые признаки преобладания кристаллитов какой-либо ориентации наблюдались при напылении на скол, нагретый выше 200°. В пленках, напыленных при температурах подложки выше 300°, как правило, преобладала прямая ориентация. Однако получить пленки только с одной этой ориентацией не удалось. Наряду с кристаллитами прямой ориентации пленки всегда содержали кристаллиты диагональной ориентации, а также кристаллиты с плоскостями (111) и (210), параллельными плоскости пленки (рис. 2б). Последние две ориентации наблюдались Ширан [4] в пленках, выращенных на кристаллах NaCl, предварительно нагретых до 638°.

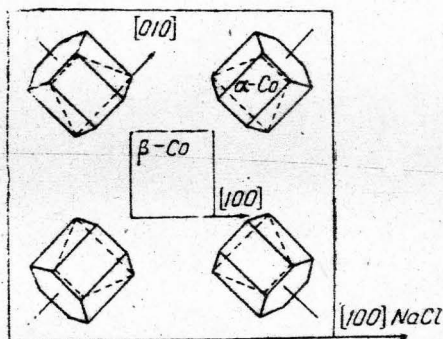


Рис. 4. Ориентации кристаллитов  $\beta$ - и  $\alpha$ -фаз кобальта в эпитаксиальной пленке, выращенной на кристалле NaCl.

Изображения пленок в электронном микроскопе показывают, что пленки, напыленные при температуре подложки 150—200°, состоят из мелких кристаллитов. Пленки же, напыленные при более высоких температурах подложки, нередко состоят из островков, частично изолированных друг от друга.

**Пленки никеля.** Минимальная температура подложек (кристалл NaCl), при которой в вакууме  $10^{-4}$  мм рт. ст. получают монокристаллические пленки, равняется 120° С. Ориентация пленок относительно подложки всегда одна и та же —  $(001)[100]_{Ni} \parallel (001)[100]_{NaCl}$ . В пленках, как правило, содержатся микродвойники на плоскостях (111). На рис. 2г приведена электронограмма монокристаллической пленки никеля. Однако такие хорошо ориентированные пленки получаются не всегда, даже при температуре подложки, превышающей 120°. При натекании в вакуумную камеру кислорода пленки без кристаллитов беспорядочной ориентации получаются чаще.



Пленки на кристаллах NaCl, сколотых в вакууме во время расплавления металла, получались полностью ориентированными всегда при температуре подложки выше 200° С.

На рис. 3 представлены микрофотографии пленок, полученных при температурах подложки 120 и 250°. Хорошо видно, что пленка, напыленная при более высокой температуре подложки, состоит из островков металла.

**Пленки кобальта.** В вакууме  $10^{-4}$  мм рт. ст. пленки кобальта могут получаться без беспорядочно ориентированных кристаллитов при температуре подложки (кристалл NaCl), превышающей 200°. Однако исследование электронограмм (рис. 2θ) показывает, что в этих пленках наряду с кристаллитами кубической β-фазы, ориентированными по прямой схеме, содержатся кристаллиты гексагональной α-фазы с четырьмя равноценными ориентациями, при которых параллельна подложке плоскость (304), а направление [0110], лежащее в ней, параллельно направлению типа [110] поверхности скола кристалла NaCl (рис. 4). Кроме того, электронограммы содержат сильные штриховые рефлексы, свидетельствующие о наличии тонких двойниковых прослоек в кубической гранецентрированной решетке металла. [5].

Напыление кобальта на сколы кристаллов NaCl, сделанные в вакууме, показало, что в этом случае, даже при температуре подложки выше 300° образуются частично ориентированные пленки с кристаллитами обеих фаз.

При напылении кобальта на кристаллы LiF, имеющие температуру выше 250°, кристаллиты гексагональной фазы в пленках практически не образуются. Электронограмма такой пленки приведена на рис. 2ε.

Причины сравнительно низких критических температур эпитаксии Fe, Ni и Co на сколах NaCl, сделанных в воздухе, можно объяснить двумя факторами: 1) нагревание подложек при помощи теплового излучения в присутствии достаточного количества молекул (или атомов) некоторых газов (возможно кислорода) изменяет состояние их поверхности так, что это благоприятно сказывается на эпитаксиальном росте; 2) применявшийся способ измерения температуры подложки (см. рис. 1) мог давать заниженные значения.

Результаты описанных экспериментов говорят о том, что ориентация кристаллитов в эпитаксиальной пленке может зависеть от соотношения параметров ячейки напыляемого металла и подложки. Если принять, что деформация сжатия ячейки пленки требует большей энергии, чем деформация растяжения такой же величины, то с этих позиций легко объясняется неустойчивость типа эпитаксии железа на NaCl. При прямой ориентации ячейка железа должна испытывать небольшую деформацию сжатия. Видимо, приблизительно такая же энергия требуется для значительно большего растяжения ячейки железа при диагональной ориентации ее на NaCl и при других наблюдавшихся ориентациях. Ориентация железа по прямой схеме на кристалле LiF энергетически более невыгодна и потому не наблюдается.

Однако объяснить все особенности эпитаксии ферромагнитных металлов только кристаллографическим несоответствием между пленкой и подложкой не удастся. Большое значение для эпитаксиального роста пленок имеет состав остаточных газов в вакуумной камере во время прогревания подложки и при напылении пленок. Подбором этого состава и тщательной стабилизацией его можно обеспечить регулярное получение монокристаллических пленок всех трех металлов.

Электронномикроскопические исследования говорят о том, что при повышенных температурах подложки пленки во время напыления часто

получаются с дырками. Видимо, в этих случаях образование пленки идет по механизму пар — жидкость [6].

### МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ

Ниже приводятся результаты исследований, выполненных на пленках, выращенных при сравнительно низких температурах подложек (Fe — 150, Ni — 120, Co — 250° C). Исследование анизотропии пленок

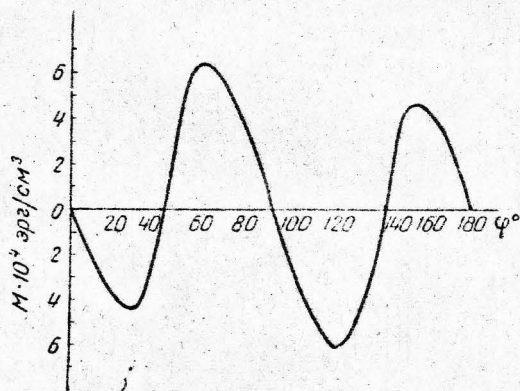


Рис. 5. Кривая механических моментов монокристаллической пленки никеля, снятая сразу после напыления. Отсчет начат от направления  $[110]$ , вдоль которого при напылении прикладывалось поле.

проводилось на крутильном магнитометре, а также путем изучения петель гистерезиса, доменной структуры и ферромагнитного резонанса.

**Пленки железа.** Пленки, напыленные нормально к подложке, обладают двумя осями легкого намагничивания, которые совпадают с кристаллографическими направлениями  $\langle 100 \rangle$  и лежат в плоскости пленки. Пленки, состоящие из кристаллитов только одной ориентации, имеют поле анизотропии  $H_k \approx 500$  э ( $K_1 \approx \approx 4,3 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>). Пленки, содержащие кристаллиты

диагональной и прямой ориентаций, а также пленки с некоторым количеством беспорядочно ориентированных кристаллитов имеют пониженную двухосную анизотропию с осями легкого намагничивания, совпадающими с кристаллографическими направлениями  $\langle 100 \rangle$  преобладающей ориентации.

Напыление пленок в магнитном поле не вносит заметных изменений в их анизотропию. Пленки же, напыленные под углом, имеют неравноценные легкие оси, обычно расположенные не перпендикулярно друг к другу.

**Пленки никеля.** При наблюдавшейся  $(001) [100]_{Ni} \parallel (001) [100]_{NaCl}$  ориентации пленок осями легкого намагничивания оказываются кристаллографические направления  $\langle 110 \rangle$ , лежащие в плоскости пленки. Величина поля анизотропии хорошо ориентированных пленок составляла около 240 э ( $K_1 \approx -5,7 \cdot 10^4$  эрг/см<sup>3</sup>), то есть была несколько завышенной по сравнению с таковой у массивного монокристалла никеля. Пленки практически не обладали одноосной компонентой, если во время напыления не накладывалось магнитное поле. Приложением в процессе напыления магнитного поля порядка 150 э вдоль одного из направлений  $[110]$ , как правило, создавалась одноосная компонента, накладывающаяся на кубическую анизотропию; при этом осью легчайшего намагничивания часто оказывалось направление  $[110]$ , перпендикулярное направлению прикладывавшегося поля, что видно из кривой моментов, снятой сразу после напыления пленки (рис. 5). С течением времени анизотропия таких пленок, находящихся в воздухе при комнатной температуре, может сильно меняться, причем направление оси легчайшего намагничивания может измениться на 90°.

**Пленки кобальта.** Методом ферромагнитного резонанса было установлено, что анизотропия пленок, выращенных на кристаллах NaCl,

имеет всегда низкое абсолютное значение ( $H_K < 200$  э) и даже непостоянный знак  $K_1$ . Поле анизотропии пленок, выращенных на LiF, достигает 600 э, положение осей легкого намагничивания соответствует  $K_1 < 0$ . Непостоянство положения осей легкого намагничивания в пленках на NaCl было подтверждено наблюдениями за доменной структурой и изучением петель гистерезиса. В большинстве случаев легкие оси совпадают с направлениями  $[100]$   $\beta$ -фазы («положительная» анизотропия). Реже встречались пленки, у которых легкие оси совпадали с направлениями  $[110]$  кристаллитов этой фазы (см. рис. 4).

В пленках  $\beta$ -кобальта, напыленных на LiF в магнитном поле, приложенном вдоль одного из направлений  $[110]$ , это направление становится легчайшим. В пленках, напыленных в магнитном поле на кристаллы NaCl, может нарушиться и равноценность осей легкого намагничивания и их взаимное положение.

Из описанных экспериментальных данных видно, что пленки, полученные при «низких» температурах подложки и состоящие из мелких одинаково ориентированных кристаллитов, обладают анизотропией, близкой по величине к анизотропии массивных монокристаллов.

Снижение поля анизотропии, а также поворот осей легкого намагничивания на  $45^\circ$  («положительную» анизотропию) у эпитаксиально выращенных на NaCl пленок кобальта можно объяснить наличием в них кристаллитов гексагональной  $\alpha$ -фазы с 4 равноценными ориентациями относительно подложки (рис. 4). В пленке, состоящей только из кристаллитов  $\beta$ -фазы, легкие оси должны совпадать с направлениями  $[110]$ , так как константа анизотропии  $\beta$ -кобальта меньше нуля и равна  $6 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>-3</sup> [7]. Исходя из выражения свободной энергии одноосных кристаллов

$$E = K_0 + K_1 \sin^2 \varphi + K_2 \sin^4 \varphi. \quad (1)$$

можно получить для энергии кристаллитов  $\alpha$ -фазы с взаимно перпендикулярными осями легкого намагничивания, при условии равенства объемов кристаллитов всех ориентаций, следующую формулу:

$$E = E_0 + \frac{K_2}{4} \cos 4\varphi. \quad (2)$$

(Считается, что из-за большого размагничивающего фактора в направлении нормали пленки легкие оси кристаллитов лежат в ее плоскости.) Согласно выражению (1), полярные диаграммы энергии анизотропии  $E_1$  и  $E_2$  кристаллитов  $\alpha$ -фазы имеют вид, изображенный на рис. 6, а суммарная энергетическая диаграмма, согласно уравнению (2), будет соответствовать «розетке» двухосной «положительной» анизотропии. Таким образом, при достаточном количестве в пленке кристаллитов  $\alpha$ -фазы легкие оси пленки могут ориентироваться вдоль направлений  $[100]$   $\beta$ -фазы. Подтверждением такого объяснения непостоянства положения осей легкого намагничивания в пленках кобальта, напыленных на кристаллы NaCl, служит тот факт, что в пленках, выращенных на кристаллах LiF, анизотропия отрицательна, а электронограммы показывают отсутствие кристаллитов  $\alpha$ -фазы.

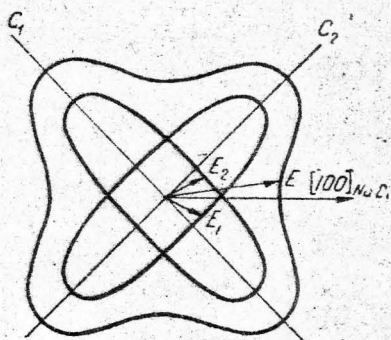


Рис. 6. Полярные диаграммы энергии анизотропии кристаллитов  $\alpha$ -фазы ( $E_1$  и  $E_2$ ) и диаграмма их суммарной энергии ( $E$ ).



Описанные выше наблюдения за влиянием на анизотропию пленок магнитного поля, прикладываемого во время напыления, дают основание считать, что за одноосную компоненту анизотропии, возникающую в этом случае в пленках кобальта, ответственны атомы кислорода, захватываемые во время напыления. В основу объяснения этого явления может быть взят предложенный в работе [8] механизм возникновения одноосной анизотропии в массивных монокристаллах с гранцентрированной решеткой при магнитном отжиге. Атомы кислорода под действием магнитного поля распределяются не равномерно на всех плоскостях типа [111], а преимущественно на тех, которые определенным образом расположены относительно поля (нормали которых лежат ближе к направлению поля). Образующиеся таким образом дефекты упаковки и создают одноосную анизотропию. Изменение угла между осями легкого намагничивания пленок кобальта, напыленных на NaCl в магнитном поле, можно объяснить действием атомов кислорода на анизотропию кристаллитов  $\alpha$ -фазы, не имеющих кубической симметрии.

Сложнее объяснить поведение наведенной анизотропии в пленках никеля, напыленных в магнитном поле. Тем не менее, наблюдавшиеся трансформации ее в зависимости от времени можно связать с перераспределением атомов кислорода в решетке металла.

Наконец, можно предполагать, что атомы кислорода в объемно-центрированной решетке железа не могут создавать дефекты упаковки, которые оказывали бы заметное влияние на анизотропию пленки.

Тот факт, что магнитное поле, приложенное во время напыления вдоль легких осей пленок никеля и  $\beta$ -кобальта, не всегда вызывает появление одноосной анизотропии, может объясняться непостоянством количества кислорода, захватываемого в пленку при напылении.

#### ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА

Доменная структура эпитаксиальных пленок Fe и Ni исследовалась как с помощью электронного микроскопа, так и порошковым методом. Структура пленок  $\beta$ -кобальта, выращенных на LiF, — только порошковым методом.

Динамика доменной структуры пленок железа и никеля изучалась в электронном микроскопе УЭМВ-100, в колонну которого было вмонтировано перемагничивающее устройство, позволяющее создавать в плоскости пленки поле до 250 э и автоматически компенсировать смещение электронного лучка.

Наблюдение петель гистерезиса при перемагничивании пленок под различными углами к легкой оси и при одновременном наложении поперечного поля было проведено на установке с использованием магнитооптического эффекта Фарадея.

В пленках всех трех металлов обнаружено преобладание доменов  $90^\circ$ -ного соседства.  $180^\circ$ -ное соседство возникает сравнительно редко. В изучавшемся диапазоне толщин (Ni—200—1000 Å, Fe—600—1000 Å, Co—300—1000 Å), как правило, самые мелкие по размерам домены наблюдаются в пленках никеля. В пленках всех трех металлов при размагничивании переменным полем, приложенным вдоль одного из трудных направлений, возникает доменная структура типа шахматной доски. На рис. 7 приводятся для сравнения снимки такой доменной структуры в пленках Fe, Ni и Co. Более мелкие размеры доменов в пленках никеля можно объяснить низкой анизотропией этих пленок, а следовательно, и низкой удельной энергией их границ.

90-градусные границы в пленках железа не имеют внутренней структуры; 180-градусные иногда состоят из участков разной полярности. Судя по изображениям в электронном микроскопе, доменные границы в пленке никеля толщиной  $300\text{--}500 \text{ \AA}$  не имеют внутренней структуры (рис. 7б). В более толстых пленках границы неоднородны, так как электронно-микроскопические изображения их представляют из себя ряды точек (рис. 8). Возможны две причины такого изменения структуры границ пленок в зависимости от толщины: 1) изменение



Рис. 7. Доменная структура типа шахматной доски в монокристаллических пленках:

а — железа; б — никеля; в — кобальта.

энергии границы с увеличением толщины слоя металла и 2) отличие строения пленок толщиной  $300\text{--}500 \text{ \AA}$  от строения более толстых пленок.

Изучение динамики доменной структуры и петель гистерезиса позволило уточнить представления о механизмах перемагничивания двухосных пленок под разными углами  $\alpha$  относительно оси легкого намагничивания. На рис. 9а приводится серия снимков доменной структуры пленки железа, полученных при увеличении перемагничивающего поля, приложенного вдоль легкой оси. Видны растущие по обоим трудным направлениям клинья, намагниченность в которых повернута приблизительно на  $90^\circ$  по отношению к намагниченности за их пределами. При встрече клиньев образуются окончательно перемагниченные области. Перемагничивание под углом  $\alpha = 22,5^\circ$  происходит двукратным образованием и ростом зародышей (рис. 9б).

Перемагничивание вблизи трудно направления представлено на рис. 9в. Наблюдается образование доменов  $90^\circ$ -ного соседства, вытянутых вдоль поля, и смещение их границ. Вращение вектора намагниченности с дальнейшим увеличением поля в электронном микроскопе из-за отсутствия «ряби» на изображении пленки не фиксируется.

На рис. 10 схематично сопоставлены изменения доменной структуры двухосных пленок при перемагничивании в разных направлениях и со-

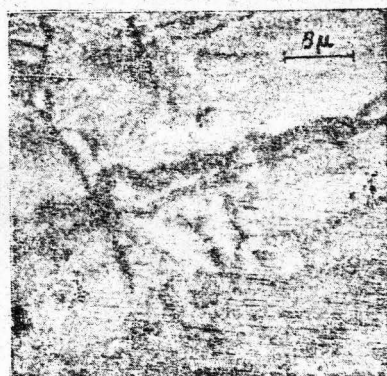


Рис. 8. Электронномикроскопическое изображение границ в монокристаллической пленке никеля толщиной  $600 \text{ \AA}$ .



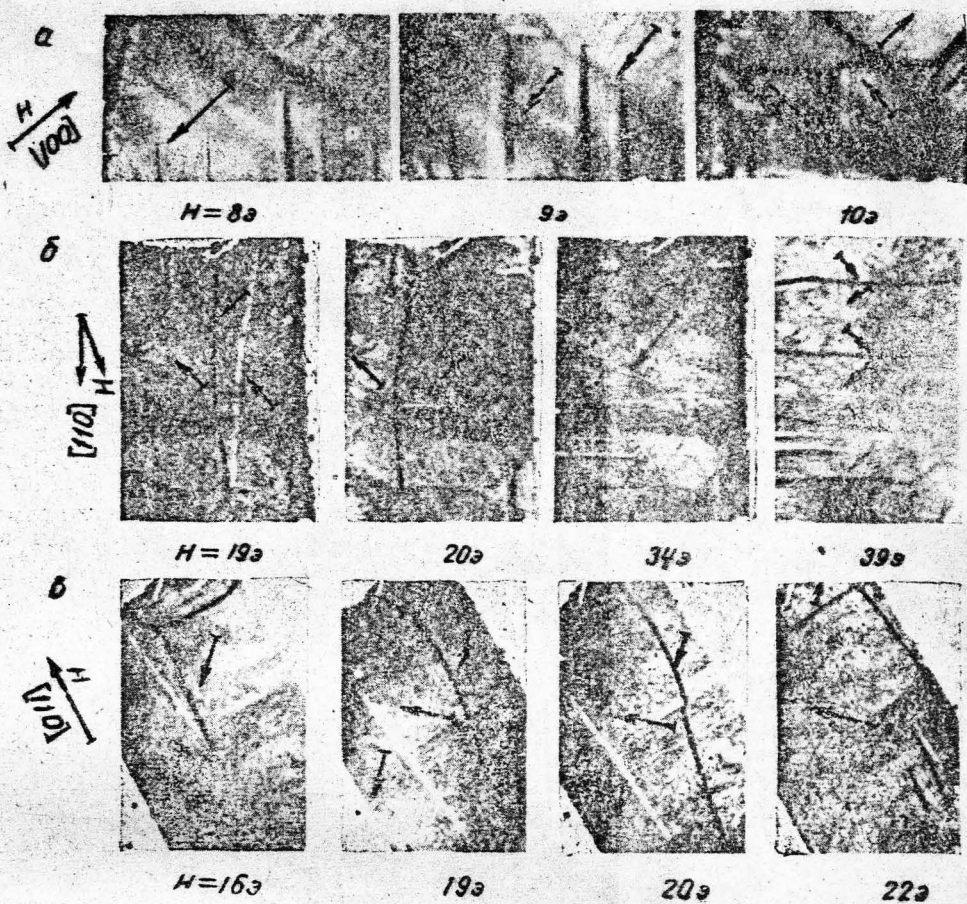


Рис. 9. Динамика доменной структуры пленки железа при перемагничивании: а — в легком; б — в промежуточном; в — в трудном направлениях.

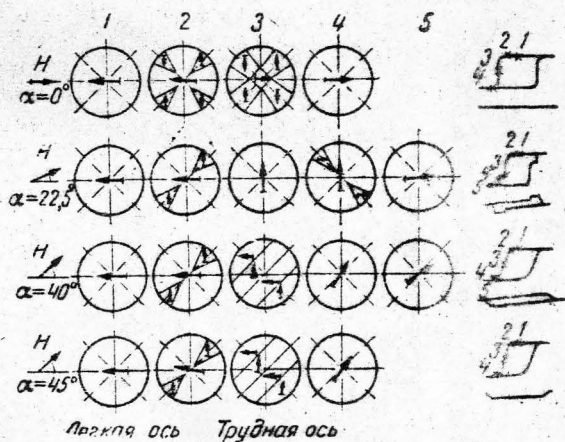


Рис. 10. Схемы перемагничивания под различными углами к легкой оси двухосной пленки и соответствующие им петли гистерезиса.

ответствующие петли гистерезиса. Как видно из сопоставления, значительный интерес представляет поперечная петля при перемагничивании пленки вблизи трудного направления. По ее вытянутости можно качественно судить о величине поля анизотропии пленки. Перемагничивание пленок точно вдоль трудного направления в полях, меньших  $H_c$ , из указанного на рисунке состояния должно давать поперечную петлю гистерезиса в виде изображенной там же кривой. Однако на самом деле

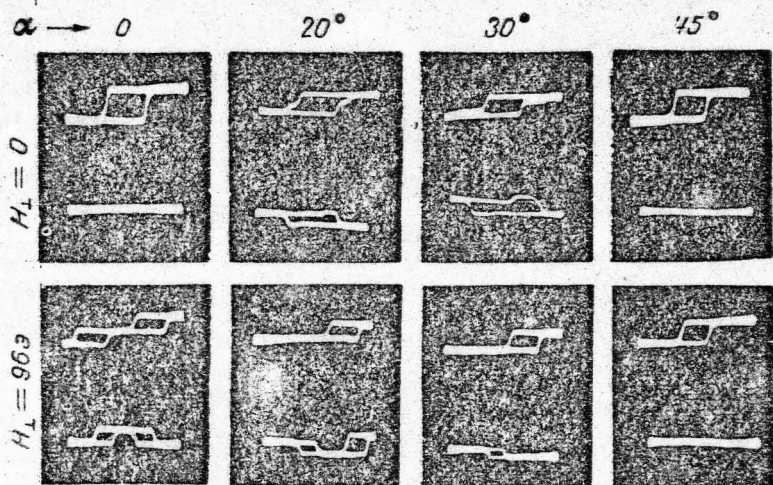


Рис. 11. Продольные и поперечные петли гистерезиса, полученные при перемагничивании монокристаллической пленки кобальта.

$\alpha$  — угол между направлением внешнего поля и одной из легких осей;  $H_{\perp}$  — поперечное поле.

наблюдается прямая линия, что, видимо, связано с образованием в пленке под действием переменного поля доменной структуры типа шахматной доски и ее периодической перестройкой.

Описанные выше особенности перемагничивания наблюдались также на монокристаллических пленках  $\beta$ -кобальта. В пленках никеля из-за более низкой анизотропии двухэтапное перемагничивание наблюдается редко. На рис. 11 показан ряд петель гистерезиса, полученных при перемагничивании пленки  $\beta$ -кобальта, выращенной на кристалле LiF. Из рисунка ясно видно, что общий характер петель гистерезиса соответствует предсказаниям теории однородного вращения, развитой для двухосных пленок, и петлям гистерезиса, наблюдаемым при перемагничивании монокристаллических пленок железа [9, 10].

### КОЭРЦИТИВНАЯ СИЛА

Коэрцитивная сила пленок измерялась по осциллограммам петель гистерезиса, снимаемым с помощью магнитооптического эффекта Керра в направлении оси легкого намагничивания.

На рис. 12 представлен график зависимости коэрцитивной силы монокристаллических пленок железа от толщины. Пленки напылялись на кристаллы NaCl при температуре  $150^{\circ}$ . Как видно из рисунка, с увеличением толщины коэрцитивная сила пленок незначительно падает и уменьшается разброс ее значений.

При значительном содержании беспорядочно ориентированных кристаллитов коэрцитивная сила пленок может уменьшиться примерно в два раза (до 10—15 э). Анизотропия таких пленок низка и перемагни-

чивание их в легком направлении осуществляется в основном за счет смещения  $180^\circ$ -ных границ, параллельных полю.

Коэрцитивная сила пленок, напылявшихся при более высоких температурах подложки, часто оказывалась значительно большей, чем показанная на графике. Доменная структура таких пленок, выявленная в электронном микроскопе, имела «крупчатый» вид, а сфокусированное изображение при увеличении порядка 10 000 показало наличие в пленке дефектов в виде дырок.

На рис. 13 представлены графики зависимости коэрцитивной силы монокристаллических (1) и поликристаллических (2) пленок никеля от толщины. Монокристаллические пленки выращивались на кристаллах NaCl, нагретых

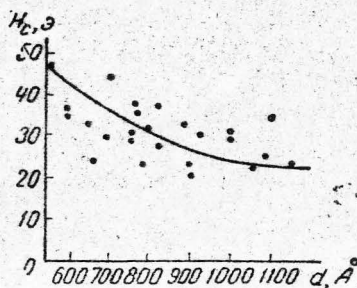


Рис. 12. Зависимость  $H_c$  монокристаллических пленок железа от толщины.

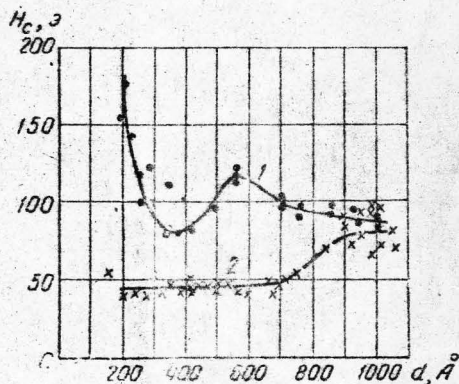


Рис. 13. Зависимость  $H_c$  монокристаллических (кривая 1) и поликристаллических (кривая 2) пленок никеля от толщины.

до  $120^\circ$ . Поликристаллические пленки напылялись как на кристаллы NaCl, так и на стеклянные пластинки при  $100^\circ$ .

Коэрцитивная сила очень тонких монокристаллических пленок резко уменьшается с ростом толщины (от 200 до 350 Å). Это может быть обусловлено тем, что увеличение толщины в указанном интервале уменьшает вероятность образования дырок и пленка становится более монолитной. С дальнейшим увеличением толщины коэрцитивная сила пленок возрастает и достигает максимума (120 э) при 550 Å, затем при толщине примерно 1000 Å снова снижается до минимального значения (80—90 э).

Было замечено, что при толщине пленок 300—400 Å, которой соответствует минимум  $H_c$ , петли гистерезиса обладают наиболее высокой прямоугольностью, а доменные границы однородны. На основании этих наблюдений можно предполагать, что изменение коэрцитивной силы монокристаллических пленок никеля в диапазоне толщин от 300 до 600 Å связано с изменением структуры доменных границ. Уменьшение коэрцитивной силы при толщинах более 600 Å, по-видимому, обусловлено относительным улучшением однородности пленки.

Несмотря на разные материалы подложек, использовавшихся при получении поликристаллических пленок никеля, значения их коэрцитивных сил оказались приблизительно одинаковыми. Из рис. 13 видно, что увеличение коэрцитивной силы с ростом толщины у поликристаллических пленок приходится на область больших толщин, чем у монокристаллических.



Когда структуры границ поликристаллических и монокристаллических пленок никеля (при толщине 300—400 Å) идентичны, их коэрцитивные силы, как видно из рис. 13, различаются примерно в 2 раза. Эти факты согласуются с формулой, применявшейся Беккером и Дорингом [11] при расчете поля, необходимого для смещения междоменных границ:

$$H = \frac{P}{I_s} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)^{-1}, \quad (3)$$

где  $P$  — произведение на границу давление, зависящее от величины внутренних напряжений, дефектности образца и, видимо, от других факторов;  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы между направлением поля и векторами намагниченности по обе стороны границы. Учитывая, что в исследованных нами монокристаллических пленках перемагничивание в легком направлении осуществлялось смещением 90°-ных границ (см. рис. 10), получаем

$$H_c = \frac{P}{I_s}. \quad (4)$$

Для случая смещения 180°-ных границ в поликристаллических пленках никеля при перемагничивании в легком направлении имеем

$$H_c = \frac{P}{2I_s}. \quad (5)$$

Для выяснения зависимости коэрцитивной силы монокристаллических пленок от их материала ниже приводится таблица средних значений  $H_c$  у пленок железа,  $\beta$ -кобальта и никеля при толщине  $\approx 1000$  Å. В таблице для сравнения приводятся значения спонтанной намагниченности и константы магнитной анизотропии  $K_1$ , согласно литературным данным, для массивных монокристаллов.

Материал пленки	$K_1$ , эрг/см <sup>3</sup>	$I_s$ , гс	$H_K$ , э	$H_c$ , э
Fe . . . . .	$5 \cdot 10^5$	1700	500	25
Co . . . . .	$6 \cdot 10^5$	1400	600	30
Ni . . . . .	$4 \cdot 10^4$	480	200	85

Из таблицы видно, что пленки перемагничиваются в полях, много меньших поля анизотропии. Коэрцитивные силы пленок обратно пропорциональны спонтанной намагниченности их материала.

Институт физики СО АН СССР  
Красноярский пединститут

Поступила в редакцию  
30 июля 1965 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bruck L. Ann. Phys., 1936, **26**, 250.
2. Shirai S. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, 1937, **19**, 937.
3. Collins L. E., Heavens O. S. Proc. Phys. Soc., 1957, **B70**, 265.
4. Shirai S. Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, 1938, **20**, 855.
5. Новик Ф. Т., Румш М. А. и Зинкина Т. М. Кристаллография, 1963, **8**, 378.
6. Палатник Л. С., Гладких Н. Т. ДАН СССР, 1961, **140**, 567.
7. Goddard J., Wright J. G. Nature, 1964, **202**, 1322.
8. Heidenreich R. D., Nesbitt E. A., Burbank R. D. J. Appl. Phys., 1959, **30**, 995.
9. Эдельман И. С. ФММ, 1965, **20**, 683.
10. Киренский Л. В., Пынько В. Г., Эдельман И. С. Кристаллография, 1964, **9**, 681.
11. Becker R., Doring W. Ferromagnetismus, Berlin, 1939.