

рот, увеличивалась. На рис. 6, в изображены теоретические профили, соответствующие осциллограммам рис. 6, б. Они построены с использованием представления (3) решения уравнения (2), в качестве исходной формы волны взят первый из профилей рис. 6, б. Следует отметить очень хорошее соответствие теоретических и экспериментальных картинок.

Как указывалось выше, обратный квадрат пикового давления после формирования ударного фронта должен расти прямо пропорционально пройденному волной расстоянию (рис. 3). На рис. 7 приведены соответствующие экспериментальные зависимости для двух значений энергии лазерного импульса, т. е. для двух значений исходного пикового давления. Видно, что отмеченная при теоретическом анализе закономерность подтверждается.

Таким образом, в проведенном исследовании удалось наблюдать эволюцию плоских мощных акустических волн в нелинейной сре-

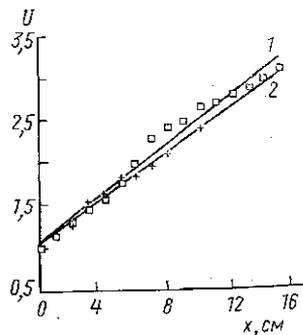


Рис. 7. Зависимость обратного квадрата пикового значения сигнала U от расстояния $x=x-x_0$ для двух значений энергии E_i лазерного импульса: $E_i=8$ Дж, $x_0=3$ см (1) и $E_i=6$ Дж, $x_0=10$ см (2)

де. Результаты эксперимента находятся в хорошем соответствии с классической теорией таких волн.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М., 1966. [2] Руденко О. В., Солюян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М., 1975. [3] Наугольных К. А., Островский Л. А. Нелинейные волновые процессы в акустике. М., 1990. [4] Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков. М., 1982. [5] Андреев В. Г., Карабутов А. А., Руденко О. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. 25, № 3. С. 35. [6] Галстян А. М. Лазерное возбуждение нелинейных акустических импульсов в жидкости: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (ФИАН), 1982. [7] Харкевич А. А. Неустановившиеся волновые явления. М.; Л., 1950. [8] Гусев В. Э., Карабутов А. А. Лазерная оптоакустика. М., 1991. [9] Андреев В. Г., Дубровский А. Н. // Аннотации докл. XI Всесоюз. конф. М., 1991. С. 67. [10] Vasop D. R. // Proc. Ultrasonic Simp. 1992. P. 700.

Поступила в редакцию
08.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 539.2:548.73

ТЕОРИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ СОБСТВЕННЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ ТАКАГИ В ДВУХЛУЧЕВОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ

А. В. Колпаков, И. Р. Прудников
(кафедра физики твердого тела)

Развивается введенное ранее авторами представление собственных решений уравнений Такаги в двухлучевой динамической дифракции. Показано, что этот подход является физически адекватным понятию о динамически самосогласованной системе полей в кристалле. В рамках упомянутого подхода получены уравнения для собст-

венных решений в идеальном и одномерно искаженном кристаллах. Показано, что система уравнений Такаги, содержащая функцию локальной аккомодации, является выделенной при рассмотрении дифракции на одномерно искаженных кристаллах. На основе представления о собственных решениях уравнений Такаги рассмотрена модель кристалла со случайным одномерным полем искажений и проведено статистическое усреднение уравнений для собственных решений.

Введение

В настоящей статье дано физическое обоснование и теория перехода к собственным решениям [1, 2] уравнений Такаги [3] в общем случае асимметричной рентгеновской дифракции по Брэггу и Лауэ [4, 5] как на идеальном, так и на одномерно искаженном кристаллах. Основное внимание уделено выводу и обсуждению исходных уравнений теории. Ввиду наличия нескольких альтернативных форм [3, 6] систем уравнений, описывающих дифракционное динамическое распространение полей в кристаллах, детальное обсуждение этих уравнений представляется необходимым в связи с исследованием дифракционных явлений в кристаллах с дефектами [7—12].

1. Представление собственных решений уравнений Такаги

Рассмотрим задачу двухволновой динамической рентгеновской дифракции (РД) на кристалле с вариацией параметра решетки $a(z)$ вдоль оси z по закону

$$a(z) = a(1 + \varepsilon F(z)), \quad (1)$$

где a — параметр решетки идеального кристалла, ε — амплитуда вариации параметра решетки, $F(z)$ — функция вариации. Будем считать, что кристалл представляет собой плоскопараллельную пластину толщины l . Ось z направлена в глубь пластины перпендикулярно ее входной поверхности $z=0$.

Исходная система уравнений Такаги, которая получается при решении основного волнового уравнения для поля в кристалле с использованием метода медленно меняющихся амплитуд, в случае РД на одномерно искаженном кристалле имеет вид [3]

$$\begin{aligned} -2i(\gamma^0/k^0) \frac{dD^0}{dz} &= \chi^0 D^0 + \chi^{-g} P D^g, \\ -2i(\gamma^g/k^0) \frac{dD^g}{dz} &= \chi^g P D^0 + (\chi^0 - \alpha) D^g + (2\gamma^g/k^0) \frac{d}{dz} (gu(z)) D^g, \end{aligned} \quad (2)$$

где $D^{0,g}(z)$ — амплитуды проходящей (0) и рассеянной (g) волн; $k^0 = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор падающей на кристалл волны; $\gamma^{0,g} = \sin(\varphi \pm \vartheta_B)$ — направляющие косинусы волновых векторов k^0 и k^g соответственно, где $k^g = k^0 + g$, g — вектор дифракции; φ — угол между входной поверхностью кристалла и атомными плоскостями, находящимися в отражающем положении; $\chi^{0,\pm g}$ — фурье-компоненты поляризуемости неискаженного кристалла; P — поляризационный множитель; $\alpha = -2 \sin 2\vartheta_B \Delta\vartheta$ — аккомодация, пропорциональная отстройке $\Delta\vartheta = \vartheta - \vartheta_B$ от неисправленного на преломление угла Брэгга ϑ_B ; $u(z) = na^{-1} \int_0^z (a(z') - a) dz'$ — функция смещения, характеризующая отклонение рассеивающих атомов от их положений в идеальном кристалле ($\varepsilon=0$), где n — единичный вектор внутренней нормали к входной по-

верхности кристалла. Учитывая (1), запишем выражение для производной от $u(z)$ в правой части (2) в виде $g \frac{du}{dz} = (gn) \varepsilon F(z)$. Систему (2) необходимо дополнить граничными условиями поля: $D^0(0)=1$, $D^g(l)=0$ — в случае РД по Брэггу и $D^0(0)=1$, $D^g(0)=0$ — в случае РД по Лауэ.

Прежде чем перейти к собственным решениям [1, 2] уравнений Такаги [3], приведем систему (2) для случая отражения по Брэггу к симметричному по локальной аккомодации $\alpha_B(z)$ виду при помощи преобразования

$$D^{0,g}(z) = \tilde{D}^{0,g}(z) \exp \left\{ -i \int_0^z \psi(z') dz' \right\}, \quad \psi(z) = \frac{k^0 \alpha_B(z)}{4 |\gamma^g|} - \frac{k^0 \chi^0}{2 \gamma^0};$$

$$\alpha_B(z) = \alpha_B - \frac{2 |\gamma^g|}{k^0} \cdot \frac{d}{dz} (gu(z)); \quad \alpha_B = -\alpha + \chi^0 (1 + |\gamma^g|/\gamma^0),$$

(функция $\alpha_B(z)$ описывает локальное отклонение от неисправленного на преломление угла Брэгга). Амплитуды $\tilde{D}^{0,g}(z)$ удовлетворяют уравнениям

$$-i \frac{d\tilde{D}^0}{dz} = \frac{k^0 \alpha_B(z)}{4 |\gamma^g|} \tilde{D}^0 + \frac{\chi^{-g} P k^0}{2 \gamma^0} \tilde{D}^g,$$

$$i \frac{d\tilde{D}^g}{dz} = \frac{\chi^g P k^0}{2 |\gamma^g|} \tilde{D}^0 + \frac{k^0 \alpha_B(z)}{4 |\gamma^g|} \tilde{D}^g. \quad (3)$$

Систему (3) мы назовем фундаментальной системой уравнений, так как она является с самого начала выделенной: а) именно эта система получается из точной микроскопической системы рекуррентных уравнений Дарвина [5, 13]; б) эта система симметризована по локальной аккомодации $\alpha_B(z)$.

Физический смысл системы (3) заключается в том, что она описывает распространение вдоль оси z активно (или пассивно в случае дифракции по Лауэ) взаимодействующих полей в системе с регулярной (идеальный кристалл) или почти регулярной (слабо искаженный кристалл) распределенной обратной связью.

В работах [1, 2] показано, что в отсутствие искажений ($u(z)=0$) систему уравнений (3) можно свести к системе двух несвязанных дифференциальных уравнений 1-го порядка:

$$\frac{d\Phi_{1,2}}{dz} = \pm i \Lambda^{-1} \sqrt{\eta_B^2 - 1} \Phi_{1,2}, \quad (4a)$$

с граничными условиями

$$\Phi_1(0) + \Phi_2(0) = 1,$$

$$(\eta_B - \sqrt{\eta_B^2 - 1}) \Phi_1(l) + (\eta_B + \sqrt{\eta_B^2 - 1}) \Phi_2(l) = 0, \quad (4б)$$

где $\Lambda = \frac{2}{k^0} \left(\frac{\gamma^0 |\gamma^g|}{P^2 \chi^g \chi^{-g}} \right)^{1/2}$ — толщина первичной экстинкции, $\eta_B = \alpha_B / (4 P^2 \chi^g \chi^{-g} |\gamma^g| / \gamma^0)^{1/2}$ — нормированная на ширину области полного отражения угловая отстройка от неисправленного на преломление угла Брэгга ϑ_0 , функции $\Phi_{1,2}(z)$ названы в [1, 2] собственными решениями уравнений Такаги (3). Эти функции представляют собой амплитуды полей D_1 и D_2 соответственно, каждое из которых является комбина-

цией волн, относящихся к одному центру распространения на дисперсионной поверхности (ДП) [4, 5]. Физический смысл системы (4а), в отличие от системы уравнений Такаги (3), состоит в том, что она описывает независимое распространение полей D_1 и D_2 в идеальном кристалле. Таким образом, уравнения (4а) являются математическим выражением идеи Эвальда [5] о динамически самосогласованной системе невзаимодействующих полей в идеальном кристалле.

В случае одномерно искаженных кристаллов (ОИК) ($u(z) \neq 0$) уравнения для собственных решений имеют вид [1, 2]

$$\frac{d\Phi_{1,2}}{dz} = \pm i\Lambda^{-1} \sqrt{\eta_B^2 - 1} \Phi_{1,2} \mp i \frac{d}{dz} (gu) \{V_{1B}\Phi_1 + V_{2B}\Phi_2\} \quad (5)$$

с граничными условиями (4б), где $V_{1B, 2B} = (\eta_B \mp \sqrt{\eta_B^2 - 1}) / (2\sqrt{\eta_B^2 - 1})$. Уравнения (5) показывают, что присутствие в кристалле искажений $u(z)$ приводит к взаимодействию центров распространения в обратном пространстве. Математически это выражается в том, что уравнения (5) при $u(z) \neq 0$ связаны друг с другом. Из (5) также следует, что при $u(z) \neq 0$ интенсивности полей D_1 и D_2 , относящихся к разным центрам распространения на ДП, определяются процессами перерасеяния невозмущенных полей между этими центрами, т. е. поля D_1 и D_2 перемешиваются. При дифракции по Брэггу центры распространения расположены на одной ветви ДП [4, 5]. В силу этой особенности система (5) описывает внутризонное рассеяние полей.

Аналогично случаю РД по Брэггу, в случае РД по Лауэ уравнения для собственных решений $\Phi_{1,2}(z)$ в общем случае ОИК имеют вид

$$\frac{d\Phi_{1,2}}{dz} = \pm i\Lambda^{-1} \sqrt{\eta_L^2 + 1} \Phi_{1,2} \pm i \frac{d}{dz} (gu) \{V_{1L}\Phi_1 + V_{2L}\Phi_2\} \quad (6)$$

с граничными условиями $\Phi_{1,2}(0) = \mp V_{2L, 1L}$, где

$$V_{1L, 2L} = (\eta_L \pm \sqrt{\eta_L^2 + 1}) / (2\sqrt{\eta_L^2 + 1}).$$

В (6) использовано обозначение $\eta_L = \alpha_L / (4P^2 \chi^g \chi^{-g} \gamma^g / \gamma^0)^{1/2}$ — нормированная угловая отстройка от угла Брэгга ϑ_B , где $\alpha_L = -\alpha + \chi^0 (1 - \gamma^g / \gamma^0)$ — лауэвская аккомодация. Аналогично случаю Брэгга, при $u(z) = 0$ система (6) распадается на два несвязанных уравнения для собственных решений $\Phi_{1,2}(z)$ (ср. с (4а)). Эти уравнения описывают динамически самосогласованные поля $D_{1,2}$, которые в идеальном кристалле распространяются независимо друг от друга. Каждое из указанных полей является комбинацией волн, принадлежащих одному центру распространения. Когда $u(z) \neq 0$, то из (6) следует, что возмущение приводит к взаимодействию центров распространения и перемешиванию полей D_1 и D_2 . Главной особенностью схемы дифракции по Лауэ является то, что центры распространения принадлежат разным ветвям ДП [4]. Поэтому взаимодействие этих центров обуславливает процессы межзонного рассеяния полей. Уравнения (6) представляют собой аналог известных в электронографии уравнений, которые используются при исследовании межзонного рассеяния электронов на дефектах упаковки в схеме Лауэ [14].

Таким образом, система уравнений (3) является фундаментальной при определении полей как в идеальном, так и в ОИК. С помощью линейного преобразования дифракционных полей [1] из системы (3) может быть получена эквивалентная ей система уравнений (5) (или (6) в случае Лауэ). Отметим, что иногда используемая система урав-

нений для амплитуд полей в кристалле получается из системы (2) с помощью экспоненциального преобразования $D^e \rightarrow D^e \exp \{igu(z)\}$ [6].

2. Статистическое усреднение системы дифференциальных уравнений для собственных решений

В рамках подхода собственных решений уравнений Такаги рассмотрим задачу статистической динамической РД на одномерно искаженном кристалле. Будем считать, что постоянная кристаллической решетки $a(z)$ изменяется вдоль оси z по закону (ср. с (1))

$$a(z) = a(1 + \mathcal{F}(z)), \quad (7)$$

где a — параметр решетки идеального кристалла, $\mathcal{F}(z)$ — случайная функция координаты z . Функцию $\mathcal{F}(z)$ представим в виде $\mathcal{F}(z) = E + \delta\mathcal{F}(z)$, где $E = \langle \mathcal{F}(z) \rangle$ — регулярная составляющая (знак $\langle \dots \rangle$ означает статистическое усреднение), $\delta\mathcal{F}(z)$ — флуктуационная компонента. В настоящее время существует ряд работ [7—9, 12], в которых для исследования проблемы динамической РД на кристаллах с дефектами используются уравнения Такаги, которые получаются из системы (2) при помощи упомянутого выше экспоненциального преобразования (см. замечание в конце п. 1). Параметрами статистической теории РД, базирующейся на указанных уравнениях, являются статистические и корреляционные характеристики случайной функции $\exp\{-igu(z)\}$, такие как среднее значение $\langle \exp\{-igu(z)\} \rangle$ (статистический фактор Дебая—Валлера), корреляционная функция и длина корреляции, где $u(z)$ — случайная функция смещения атомов от их положений в идеальном кристалле за счет дефектов.

Проведем усреднение системы (5). Для этого сначала перейдем в (5) к новым амплитудам $f_{1,2}(z)$ при помощи преобразования $f_{1,2}(z) = \Phi_{1,2}(z) \exp\{\mp i\sqrt{\eta_B^2 - 1} \Lambda^{-1} z\}$. Используя метод усреднения стохастических дифференциальных уравнений, изложенный в [15], и учитывая, что $\frac{d}{dz}(\mathbf{g}u(z)) = (\mathbf{g}n) \mathcal{F}(z)$, получаем

$$\begin{aligned} \frac{df_1^c}{dz} &= \mathcal{U}_{1B} f_1^c + \mathcal{U}_{2B} f_2^c \exp\{-i\Delta k_B z\}, \\ \frac{df_2^c}{dz} &= -\mathcal{U}_{2B} f_2^c - \mathcal{U}_{1B} f_1^c \exp\{i\Delta k_B z\}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $f_{1,2}^c(z) = \langle f_{1,2}(z) \rangle$ — когерентные составляющие амплитуд собственных решений, $\Delta k_B = 2\Lambda^{-1}\sqrt{\eta_B^2 - 1}$ — расстояние между центрами распространения на ДП,

$$\mathcal{U}_{1B} = -i(\mathbf{g}n)EV_{1B} - (\mathbf{g}n)^2 V_{1B}^2 \sigma^2 \tau_0 - (\mathbf{g}n)^2 V_{2B} V_{1B} \sigma^2 \tau (-\Delta k_B),$$

$$\mathcal{U}_{2B} = -i(\mathbf{g}n)EV_{2B} - (\mathbf{g}n)^2 V_{2B}^2 \sigma^2 \tau_0 - (\mathbf{g}n)^2 V_{2B} V_{1B} \sigma^2 \tau (\Delta k_B),$$

$\sigma^2 = \langle (\delta\mathcal{F}(z))^2 \rangle$ — дисперсия функции $\mathcal{F}(z)$; $\tau(\Delta k_B) = \int_0^\infty R(y) \exp\{i\Delta k_B y\} dy$ —

комплексная длина корреляции, представляющая собой фурье-образ корреляционной функции $R(z - z')$, такой, что $\sigma^2 R(z - z') = \langle \delta\mathcal{F}(z) \cdot \delta\mathcal{F}(z') \rangle$ [15], $\tau_0 \equiv \tau(0)$. При выводе системы (8) полагалось, что $\tau_0 \leq \Lambda$, где Λ — толщина первичной экстинкции.

Система (8) описывает когерентное рассеяние динамически самосогласованных полей $D_{1,2}$ в кристалле с одномерным случайным полем искажений. Из (8) следует, что наличие этого поля приводит к взаи-

модействием полей, принадлежащих разным центрам распространения на ДП и перемешиванию когерентных составляющих $\langle D_{1,2} \rangle$ этих полей. В случае идеального кристалла ($\mathcal{F}(z)=0$) система (8) распадается на два несвязанных уравнения для амплитуд собственных решений. Параметрами, фигурирующими в (8), являются статистические и корреляционные характеристики случайной функции $\mathcal{F}(z)$ (7), которая непосредственно определяет искажения кристаллической решетки. Аналогичные по форме уравнения можно получить и в случае дифракции по Лауэ.

Вместо усреднения системы уравнений (3) (или эквивалентной ей системы (5)) можно усреднять также соответствующее уравнение Топэна [16]. Для того чтобы получить это уравнение, введем, как и в

[6], комплексный коэффициент отражения $r(z) = \left\{ \frac{\chi^{-g}}{\chi^g} \frac{|\gamma^g|}{\gamma^0} \right\}^{\frac{1}{2}} \frac{D^g(z)}{D^0(z)}$, который удовлетворяет нелинейному дифференциальному уравнению первого порядка

$$\frac{dr}{dz} + \frac{2i}{\Lambda} \alpha_B(z) r - \frac{i}{\Lambda} (1 + r^2) = 0. \quad (9)$$

Введение комплексного коэффициента отражения $r(z)$ позволяет сформулировать задачу дифракции на кристалле со случайными флуктуациями периода решетки $a(z)$ (7) как задачу Коши.

Заключение

Как показано в настоящей работе, метод собственных решений уравнений Такаги соответствует основным физическим принципам динамической теории дифракции Эвальда. Поэтому переход к представлению собственных решений при исследовании динамической РД является естественным. В рамках этого метода нами рассмотрены обе схемы дифракции (по Брэггу и Лауэ) и получены системы уравнений (5) и (6) для собственных решений $\Phi_{1,2}(z)$. В случае идеального кристалла ($\mathbf{u}(z)=0$) каждая из этих систем распадается на два несвязанных уравнения, которые описывают динамически самосогласованные поля $D_{1,2}$, распространяющиеся в идеальном кристалле независимо друг от друга. Поле D_1 (или D_2) объединяет волны, принадлежащие одному центру распространения на ДП. Наличие в кристалле поля искажений $\mathbf{u}(z)$ приводит к процессам внутризонного рассеяния полей $D_{1,2}$ в схеме Брэгга и межзонного рассеяния указанных полей в схеме Лауэ. В результате этих процессов поля $D_{1,2}$ перемешиваются. В общем случае произвольного возмущения $\mathbf{u}(z)$ решения уравнений (5), (6) можно найти лишь при помощи приближенных методов, например методом теории возмущений. Приближенные решения системы (5) для случая периодической функции вариации $F(z)$ в (1) (сверхрешетка) получены в работах [1, 2]. В работе [17] система, аналогичная системе (6), используется для анализа РД по Лауэ на толстом поглощающем кристалле, искаженном ультразвуковой волной, при условии резонанса: $\lambda_s \simeq \Lambda$, λ_s — длина волны ультразвука.

Таким образом, нами рассмотрены основные системы уравнений, описывающие распространение дифракционных полей в кристаллах с детерминированным (или случайными) полями искажений, которые не связаны с введением функции смещения $\mathbf{u}(z)$, а зависят от функции вариации $F(z)$ (1) (или $\mathcal{F}(z)$ (7)), которая непосредственно определяет искажения кристаллической решетки $a(z)$ (1) (или $a(z)$ (7)).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Колпаков А. В., Прудников И. Р. Деп. ВИНТИ № 4098-B90. М., 1990. [2] Колпаков А. В., Прудников И. Р. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. 32, № 4. С. 3. [3] Takagi S. // J. Phys. Soc. Japan. 1969. 26. P. 1239. [4] Пинскер З. Г. Рентгеновская кристаллооптика. М., 1982. [5] Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М., 1950. [6] Колпаков А. В. Дифракция рентгеновских лучей в кристаллах с одномерным изменением периода решетки. М., 1988. [7] Kato N. // Acta Cryst. 1980. A36, N 5. P. 763; 770. [8] Holy V. // Acta Cryst. 1984. A40, N 3. P. 675. [9] Holy V., Gabrielyan T. // Phys. Stat. Solidi(b). 1987. 140, N 1. P. 39. [10] Петрашень П. В. // Металлофизика. 1986. 8, № 1. С. 35. [11] Петрашень П. В., Чуховский Ф. Н. // Металлофизика. 1986. 8, № 3. С. 45. [12] Бушуев В. А., Кузьмин Р. Н. Вторичные процессы в рентгеновской оптике. М., 1990. [13] Кузнецов А. В., Фофанов А. Д. // Изв. вузов, Физика. 1970. 10. С. 42. [14] Хирш П. и др. Электронная микроскопия тонких кристаллов. М., 1968. [15] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М., 1981. [16] Taurin D. // Bull. Soc. Fr. Mineral. Crystallogr. 1964. 87. P. 469. [17] Энтин И. Р. Теоретическое и экспериментальное исследование рентгеноакустического резонанса в совершенных кристаллах кремния: Препринт ИФТТ АН СССР. Т. 13403. Черноголовка, 1979.

Поступила в редакцию
22.01.92
После переработки —
22.03.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

УДК 539.23

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК НИКЕЛЯ, ПОЛУЧЕННЫХ В РАЗРЯДЕ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ИОНАМИ КРИПТОНА НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Г. В. Смирницкая, С. В. Свешников, Л. В. Никитин, Д. М. Газдиев,
Е. В. Лихущина, Л. С. Миронова, Т. И. Удилина

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Показана зависимость структурных и магнитных параметров пленок Ni от энергии ионов Kg^+ , бомбардирующих пленку в процессе ее напыления. Полученные зависимости объясняются наличием в разряде дискретных областей ионизации, упругим и неупругим характером взаимодействия ионов Kg^+ с поверхностью пленки, соотношением потоков атомов Ni и ионов Kg^+ в двух различных режимах разряда, а также различным характером взаимодействия ионов с ГЦК и ГПУ фазами никеля.

Исследование свойств никелевых, кобальтовых и кобальт-никелевых магнитных пленок представляет интерес в связи с возможностью их использования в качестве носителей магнитной записи [1]. Применяемые в настоящее время методы изготовления магнитной ленты путем термического напыления обеспечивают большую скорость напыления, но не позволяют достигнуть большой чистоты пленки, что сказывается на однородности и воспроизводимости магнитных характеристик. Рассматриваемый в работе метод напыления пленок в разряде с осциллирующими электронами (РОЭ) [2] дает возможность проводить напыление в условиях глубокого вакуума при непрерывной очистке пленки бомбардировкой электронами из разряда. Возможно также одновременное воздействие пучка ионов, управляемого с помощью напряжения смещения U_s , на структуру и магнитные характеристики пленок.