

МЕССБАУЭРОВСКАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ В СКОЛЬЗЯЩЕЙ ГЕОМЕТРИИ: МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ УЛЬТРАТОНКИХ СЛОЕВ ПОВЕРХНОСТИ

© 1996, С.М. Иркаев, М.А. Андреева*, В.Г. Семенов**

Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург

**Московский государственный университет,*

***С.-Петербургский государственный университет*

Приводятся экспериментальные данные, полученные при исследовании тонкой пленки металлического железа, при скользящих углах падения излучения и результаты их обработки. Впервые на количественном уровне восстановлен профиль распределения по глубине различных фаз, возникающих при начальных стадиях окисления. Показано, что предлагаемый метод действительно является новым методом исследования ультратонких слоев поверхности.

Введение

Результаты, приведенные в первых двух разделах настоящей статьи [1,2] показали, что мессбауэровская спектроскопия при скользящих углах падения является, по существу, новым селективным по глубине методом исследования физико-химических и магнитных свойств ультратонких слоев поверхности. Селективность метода основана на резком падении глубины проникновения мессбауэровского излучения в среду в диапазоне углов, где имеет место явление полного внешнего отражения (ПВО).

В первом разделе обсуждались общие проблемы, касающиеся эффекта ПВО мессбауэровского излучения, рассмотрены методические вопросы и приведено описание установки, предназначенной для одновременной и независимой регистрации четырех мессбауэровских спектров при скользящих углах падения: γ -излучения, зеркально отраженного ядрами и электронами атомов; электронов конверсии и Оже-электронов переизлученных атомами; характеристического рентгеновского излучения; γ -излучения, резонансно рассеянного ядрами. Приведенные в этом разделе статьи мессбауэровские спектры показали интерференционную природу эффекта ПВО и чувствительность метода к состоянию ультратонких слоев.

Во втором разделе развита общая теория образования вторичных частиц при резонансном взаимодействии излучения с поверхностью и теория формирования мессбауэровских спектров при скользящих углах падения для общего случая анизотропной многослой-

ной резонансной пленки и показано, что известные методы математической обработки мессбауэровских спектров не применимы для спектров, измеренных в скользящей геометрии.

В настоящем разделе приводятся экспериментальные данные, полученные при исследовании тонкой металлической пленки железа; описывается, основанная на результатах раздела II, вычислительная процедура восстановления профиля распределения по глубине мессбауэровских атомов, характеризующихся различными параметрами сверхтонких взаимодействий и приведены примеры количественного анализа экспериментальных результатов.

В этой связи, следует обратить особое внимание на то, что метод мессбауэровской спектроскопии при скользящих углах падения базируется, по существу, на двух физических явлениях: эффекте Мессбауэра и эффекте полного внешнего отражения γ -излучения, каждый из которых имеет свой набор параметров, вносящих вклад в формирование экспериментально наблюдаемых мессбауэровских спектров. Кроме величин резонансных энергий, относительных интенсивностей и ширин отдельных спектральных линий, при интерпретации результатов, полученных при скользящих углах падения, необходимо принять во внимание такие параметры резонансной среды как электронная и ядерные плотности среды и их изменения по глубине, распределение по глубине ядер, имеющих различные параметры сверхтонкого взаимодействия, относительный вклад не резонансных фотоэлектронов в мессбауэровский спектр вторичных электронов и т.д.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку проведенных исследований (грант # 96-02 -19139)

Однако, благодаря именно этим причинам, эксперименты в скользящей геометрии дают информацию, недоступную для традиционной мессбауэровской спектрометрии. Увеличение числа параметров, которые необходимо при этом определить, компенсируется возможностью одновременного измерения серий спектров зеркально отраженного и рассеянного гамма-излучений, характеристического рентгеновского излучения и вторичных электронов для одного и того же образца изменением угла скольжения.

Дополнительные осложнения при интерпретации спектров, измеренных при скользящих углах падения, возникают также из-за интерференционных явлений, которые искажают форму отдельных линий и приводят к неаддитивности различных вкладов в результирующий спектр. Таким образом, стандартные вычислительные процедуры, которые заключаются в разложении спектра на отдельные лоренцевские составляющие или мультиплеты, не применимы в экспериментах при скользящих углах падения. Интерпретация спектров может быть проведена только с помощью численного моделирования.

Экспериментальные результаты

Исследуемый образец представлял собой тонкую пленку металлического железа, обогащенного изотопом ^{57}Fe до 90%, напыленную на полированную бериллиевую подложку. Толщина пленки составляла 50 нм. Подложка имела форму диска диаметром 50 мм и толщиной 10 мм. Для обеспечения высокого качества поверхности подложка была подвергнута шлифовке, а затем глубокой полировке.

Для изменения фазового состояния поверхности, с целью формирования по глубине пленки различных оксидных фаз, исходный образец в процессе исследований проходил ряд стадий термообработки. Режимы термообработок были следующие: прогрев на воздухе в термощкафу при температуре 150° С в течении 4 часов; прогрев при 270° С в течении 4 часов и 450° С в течении 10 минут. Выбор режимов термообработки был обусловлен необходимостью получения стадий окисления, исследованных ранее с помощью мессбауэровской спектрометрии в традиционной геометрии обратного рассеяния (далее — 90°-й мессбауэровский спектр).

Ниже возможности метода иллюстрируются на примере детального анализа данных, полученных для исходного и окисленного при температуре 150° С образцов.

Для проверки качества полученной поверхности и определения критических углов для подложки и

пленки были измерены кривые отражения для MoK_α излучения. Для исходного образца полученные данные показаны на рис.1. Эти кривые дают также очень важную информацию относительно электронной восприимчивости пленки и ее изменений с глубиной в приповерхностной области, которая необходима при интерпретации мессбауэровских спектров, измеренных при скользящих углах.



Рис. 1. Кривая зеркального отражения излучения MoK_α от исходного образца (точки — эксперимент, линии — теория). Пунктирная кривая рассчитана для модели однородной пленки ^{57}Fe толщиной ~ 50 нм, сплошная линия — результат подгонки модели многослойной пленки с пониженной плотностью приповерхностного слоя.

Для каждого из этих образцов были измерены 90°-е спектры вторичных электронов, которые можно обрабатывать обычными методами в предположении лоренцевской формы линии, что позволяет получить параметры сверхтонкого взаимодействия для фаз, присутствующих в исследуемых пленках.

Хотя второй образец был слегка окислен, однако, как это видно из спектров конверсионных электронов, измеренных при углах скольжения $\theta = 2,2$ мрад (рис.2, нижние спектры), его поверхность подверглась значительному разрушению. Сравнение верхних и нижних спектров рис. 2 ясно показывает, что метод скользящей геометрии более чувствителен к изменению химического и магнитного состояний ультратонких слоев поверхности, чем традиционная методика обратного рассеяния.

Для детального анализа структуры пленки были проведены измерения серии спектров зеркального отражения и вторичных электронов при различных углах скольжения. Данные для исходного образца были приведены в разделе I (см. рис. 5 и 6). Эти

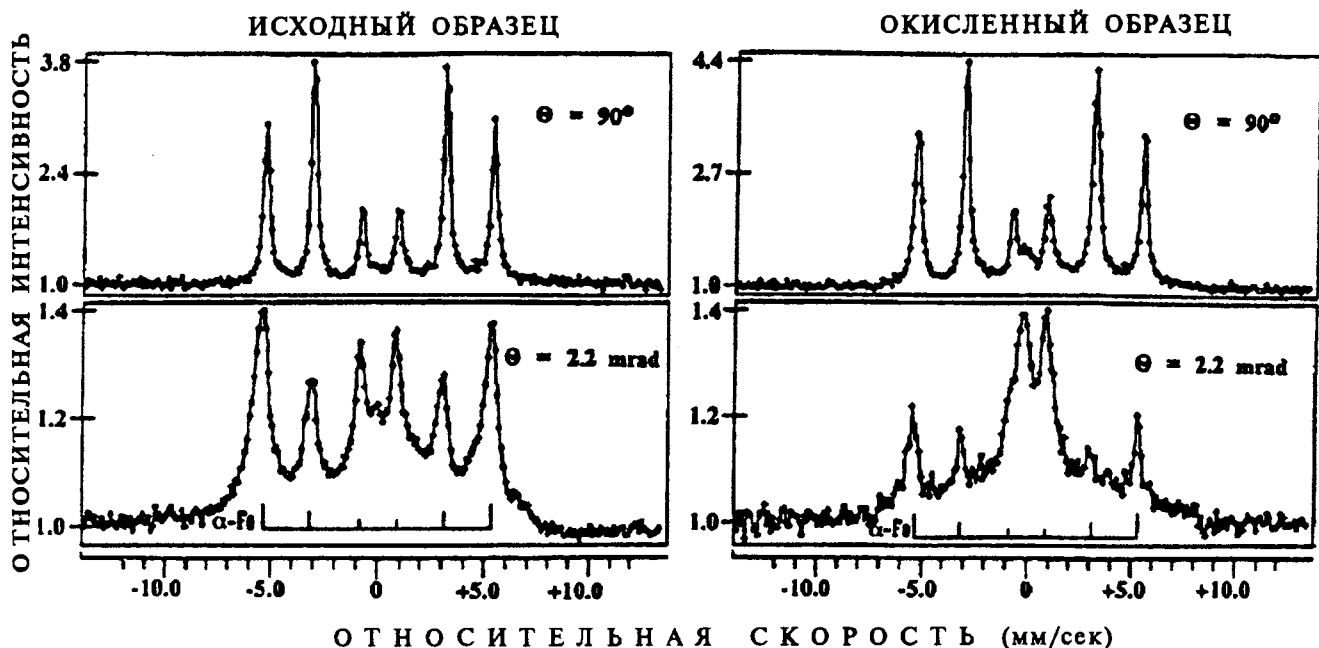


Рис. 2. Экспериментальные спектры вторичных электронов для исходного и окисленного образцов при нормальном ($q = 90^\circ$) и скользшем угле падения — $q = 2,2$ мрад.

результаты будут подробно проанализированы ниже. Из рисунков видно, что при варьировании угла скольжения наиболее яркие изменения, возникающие в спектрах зеркального отражения и вторичных электронов, заключаются в изменении веса различных вкладов в результирующий спектр. Это дает наилучшую информацию о глубинной селективности метода скользщей геометрии и имеет только одно разумное объяснение: исследуемые пленки не являются гомогенными по глубине. Однако детальную информацию о распределении фаз по глубине можно получить только после количественного анализа спектров.

Обработка и обсуждение результатов

Как было показано ранее, прямая расшифровка мессбауэровских спектров, измеренных при скользщих углах падения, невозможна, и для их интерпретации необходимо использовать компьютерное моделирование. Из-за большого числа переменных возникает необходимость определить некоторые из них до проведения такого моделирования.

Первым шагом при интерпретации спектров скользщего падения является установление параметров мультиплетов, соответствующих различным фазам, которые определяются из обработки 90° -х спектров. Однако для нахождения ряда параметров возникает необходимость ввести в рассмотрение информацию, получаемую при

скользщих углах падения. Полученные параметры для всех мультиплетов представлены в таблице. Эти данные требуют некоторого обсуждения.

Существование фазы α -Fe (секстет I) в исследуемых пленках не вызывает сомнений, это особенно хорошо видно из 90° -х спектров и параметры этого секстета хорошо согласуются с известными в литературе.

Площадь дублета в 90° -м спектре для исходного образца очень мала (2%) и увеличивается для окисленного образца только до 4%. Однако необходимость включения в рассмотрение этого вклада становится очевидной, при рассмотрении спектров, измеренных при скользщих углах падения. Параметры дублета весьма близки к параметрам β - Fe_2O_3 [3], однако нельзя исключить присутствия в поверхностном слое некоторого количества α - Fe_2O_3 или Fe_3O_4 в немагнитном состоянии (в виде ультрамелких частиц) [4-6]. Из таблицы также видно, что параметры дублета для двух образцов несколько отличаются друг от друга. Это, по-видимому, обусловлено некоторым влиянием примесей абсорбированных поверхностью при окислении или изменением относительных вкладов соединений α - Fe_2O_3 или Fe_3O_4 , находящихся в немагнитном состоянии.

На обоих спектрах, измеренных при 2,2 мрад (рис.2) ясно проявляется присутствие "пьедестала" и это заставляет ввести в рассмотрение 90° -го спектра дополнительный вклад: асимметричный сильно уширенный секстет, который обозначен как секстет II.

Параметры этого секстета хорошо согласуются с литературными данными для α -FeOОН [5].

Дальнейшая идентификация различных мультиплетов проводилась сравнением серий модельных и экспериментальных спектров, измеренных при скользящих углах падения. При этом стало очевидным, что для получения лучшего согласия между теорией и экспериментом возникает необходимость принять во внимание существование некоторого распределения сверхтонкого магнитного поля в α -Fe. Для простоты это распределение заменялось уширенным секстетом (секстет III) с меньшим сверхтонким расщеплением, чем в α -Fe. Его вклад в 90°-й спектр мал (7% для исходного и 10% для окисленного). Некоторое несоответствие параметров этих секстетов друг другу можно объяснить трудностями, возникающими при точном определении параметров, которые обусловлены большой шириной сверхструктурных линий (~ 1—2 мм/с). По видимому, величины, полученные для окисленного образца, более точны, так как вклад этого мультиплета в нем больше. Это хорошо проявляется в спектрах, полученных при скользящих углах падения.

Различие в относительных интенсивностях линий секстета α -Fe для 90°-го спектра вторичных электронов и спектров скользящего падения указывает на существование магнитной текстуры в исследуемых пленках. Эта текстура является аксиально симметричной с осью симметрии, перпендикулярной к поверхности. Поэтому при расчете поляризационной зависимости процессов рассеяния при скользящих углах появляется возможность ограничить рассмотрение двумя независимыми состояниями поляризации для падающего излучения и использовать теорию ПВО в скалярной форме. Ясно также, что относительные интенсивности линий секстетов в спектрах скользящего падения для σ -поляризации остаются такими как для 90°-х спектров. Таким образом, при моделировании спектров скользящего падения остается определить только относительные интенсивности линий секстетов для p -поляризованного излучения. Отношение интенсивностей для π -поляризации, определенное из спектра, измеренного при 90°, оказалось равным $I_1:I_2:I_3 = 4,28:5,9:1,75$, а для интерпретации спектров, полученных при скользящих углах падения для σ -поляризации, использовано соотношение 4,28:0,6:1,75. Небольшая магнитная текстура найдена также и для остальных секстетов.

Другая группа независимо определяемых параметров, непосредственно связанных с самим эффектом ПВО — это электронные восприимчивости пленок.

Теоретические значения электронных восприим-

чивостей и критических углов для чистого α -Fe и бериллиевой подложки для излучения 14,4 кэВ следующие:

$$\begin{aligned} \chi_{el}^{Fe} &= (-14,633 + 0,691 i) \cdot 10^{-6}; \quad \theta_c = 3,83 \cdot 10^{-3} \\ \chi_{el}^{Be} &= (-3,261 + 0,001 i) \cdot 10^{-6}; \quad \theta_c = 1,81 \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (1)$$

Для нерезонансного излучения (MoK_{α}), которое использовалось для измерений кривых отражения, эти значения могут быть пересчитаны с помощью соотношения $\chi_1 : \chi_2 \cong (\lambda_1/\lambda_2)^2$, что дает:

$$\begin{aligned} \chi_{el}^{Fe} &= (-9,97 + 0,47 i) \cdot 10^{-6}; \quad \theta_c = 3,16 \cdot 10^{-3} \\ \chi_{el}^{Be} &= (-2,22 + 0,001 i) \cdot 10^{-6}; \quad \theta_c = 1,49 \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (2)$$

Модельные кривые отражения, полученные с использованием вышеуказанных восприимчивостей величин пленки и подложки не согласуются с экспериментальными кривыми (см рис.1, пунктирные линии). Различие может быть объяснено, если принять во внимание, что исследуемая пленка, благодаря частичному окислению, адсорбции кислорода, азота и других атомов и существованию шероховатости имеет пониженную плотность у поверхности. Более хорошего согласия можно достичь при рассмотрении модели многослойной пленки с различными электронными восприимчивостями каждого слоя. Такая модель является аппроксимацией непрерывно меняющейся по глубине плотности. Параметры электронной восприимчивости слоев, полученные с помощью подгонки кривых отражения

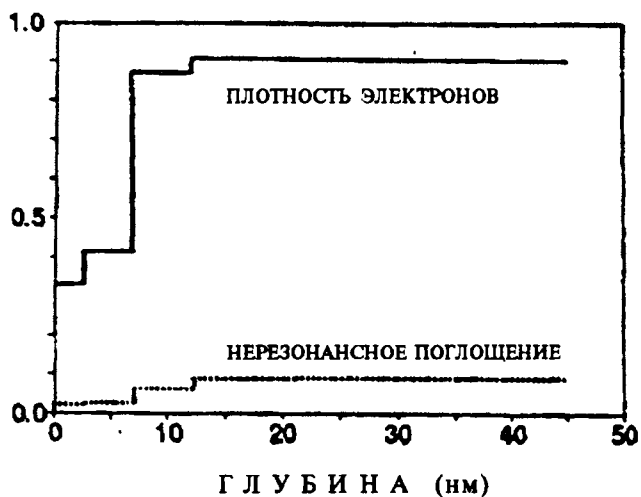


Рис. 3. Глубинные профили электронных параметров слоев Resel (сплошная линия) и Tmsel (пунктирная линия), дающие наилучшее согласие между теорией и экспериментом.

приведены на рис.3. Необходимо заметить, что в действительности для получения этой зависимости возникла необходимость одновременно провести анализ и мессбауэровских спектров зеркального отражения в области критического угла (при $\theta = 3,5$ мрад и $\theta = 4,2$ мрад). Эти спектры сильно чувствительны к электронной и ядерной плотностям в приповерхностном слое образца и могут быть использованы для их определения в такой же мере как и кривые отражения рентгеновского излучения.

На начальном этапе моделирования мессбауэровских спектров зеркального отражения также рассматривались две модели: однородная пленка железа с



Рис. 4. Мессбауэровский спектр зеркального отражения от исходного образца для угла скольжения $q = 3,5$ мрад (точки) и теоретический спектр зеркального отражения, рассчитанный для двух простых моделей: однородная пленка α -Fe (кривая 1) и многослойная пленка, в которой каждый слой характеризуется одним сверхтонким взаимодействием (кривая 2).

постоянной величиной сверхтонкого взаимодействия для всех слоев (кривая 1 на рис. 4) и многослойная модель, в которой существует только одно сверхтонкое поле — свое для каждого слоя и толщина слоя пропорциональна относительному вкладу конкретного мультиплета в 90° -ом спектре (кривая 2 на рис. 4). Как видно из рисунка обе эти модели не согласуются с экспериментом.

Следующим шагом в моделировании спектров скользящего падения является учет зависимости изменения сверхтонкого поля по глубине и возможность подмешивания различных сверхтонких взаимодействий в каждый слой. С этой целью вводится специальная матрица распределения сверхтонкого поля V_{nk} , которая описывает относительные плотности ядер со сверхтонким взаимодействием k -типа в слое n . В этом случае

восприимчивость отдельного слоя может быть охарактеризована с помощью выражения:

$$\chi_n = \chi_{el,n} + F \sum_k V_{nk} \sum_i \frac{A'_{ik} \Gamma'_{ik}/2}{E - E_{ik} + i\Gamma'_{ik}/2}, \quad (3)$$

где: $\chi_{el,n}$ — описывает взаимодействие излучения с электронами, i — обозначает линии в k -ом мультиплете; A'_{ik} , Γ'_{ik} и E_{ik} — амплитуды, ширины и положения отдельных резонансных линий.

Значения A'_{ik} , Γ'_{ik} отличаются от данных A_{ik} , Γ_{ik} , полученных при подгонке спектров нормального падения. В приближении тонкого поглотителя мы имеем следующие соотношения для них:

$$\Gamma'_{ik} = \Gamma_{ik} - \Gamma_s; \quad A'_{ik} = \frac{\Gamma_{ik}}{\Gamma_{ik} - \Gamma_s} \quad (4)$$

Здесь Γ_s — ширина линии источника.

Такой способ задания резонансного спектра предполагает, что для сравнения модельного спектра с экспериментальным необходимо выполнить свертку его с источником, имеющим лоренцевскую форму спектральной линии с шириной равной Γ_s .

Если пронормировать величины A'_{ik} для каждого мультиплета следующим способом:

$$\sum_i A'_{ik} \cdot \Gamma'_{ik}/2 = 1 \quad (5)$$

и воспользоваться нормированной матрицей V :

$$V_{n_1} + V_{n_2} + \dots + V_{n_k} = P_n,$$

где: P — общая плотность резонансных ядер в n -ом слое в единицах α -Fe, тогда для величины фактора F , от которого зависит абсолютное значение ядерной части восприимчивости в выражении (3) можно получить:

$$F = 8,35 \cdot 10^{-6} \text{ mm/s} \quad (7)$$

Следует отметить, что для расчета (7) использовалось общее выражение для F :

$$F = \frac{\lambda^3}{8\pi^2} N f_M Q \Gamma_0 \frac{2I_e + 1}{2I_g + 1} \frac{1}{1 + \alpha}, \quad (8)$$

где: N — плотность ядер в единице объема, f_M — вероятность эффекта Мессбауэра, Q — степень обогащения резонансным изотопом, Γ_0 — естественная ширина линии, α — коэффициент внутренней конверсии, $I_{e,g}$ — спины возбужденного и основного состояния ядра. Для металлического железа для этих величин приняты следующие значения: $f_M = 0,7$; $Q = 0,9$; $N = 84,7 \cdot 10^{-3} \text{ нм}^{-3}$; $\lambda = 0,086 \text{ нм}$.

В процессе моделирования теоретических спектров при изменениях элементов матрицы V_{nk} необходимо, для того чтобы не изменять форму 90° -х спектров

вторичных электронов, сохраняя отношение числа ядер, имеющих данное сверхтонкое расщепление. Это условие записывается в виде:

$$\sum_n V_{n1} d_n : \sum_n V_{n2} d_n : \sum_n V_{n3} d_n : \dots = S_1 : S_2 : S_3 : \dots \quad (9)$$

где S_k — площадь k -го мультиплета.

Такое описание резонансных спектров позволяет, варьируя элементами матрицы V_{nk} , толщинами промежуточных слоев d_n и электронными восприимчивостями, достигнуть большего соответствия

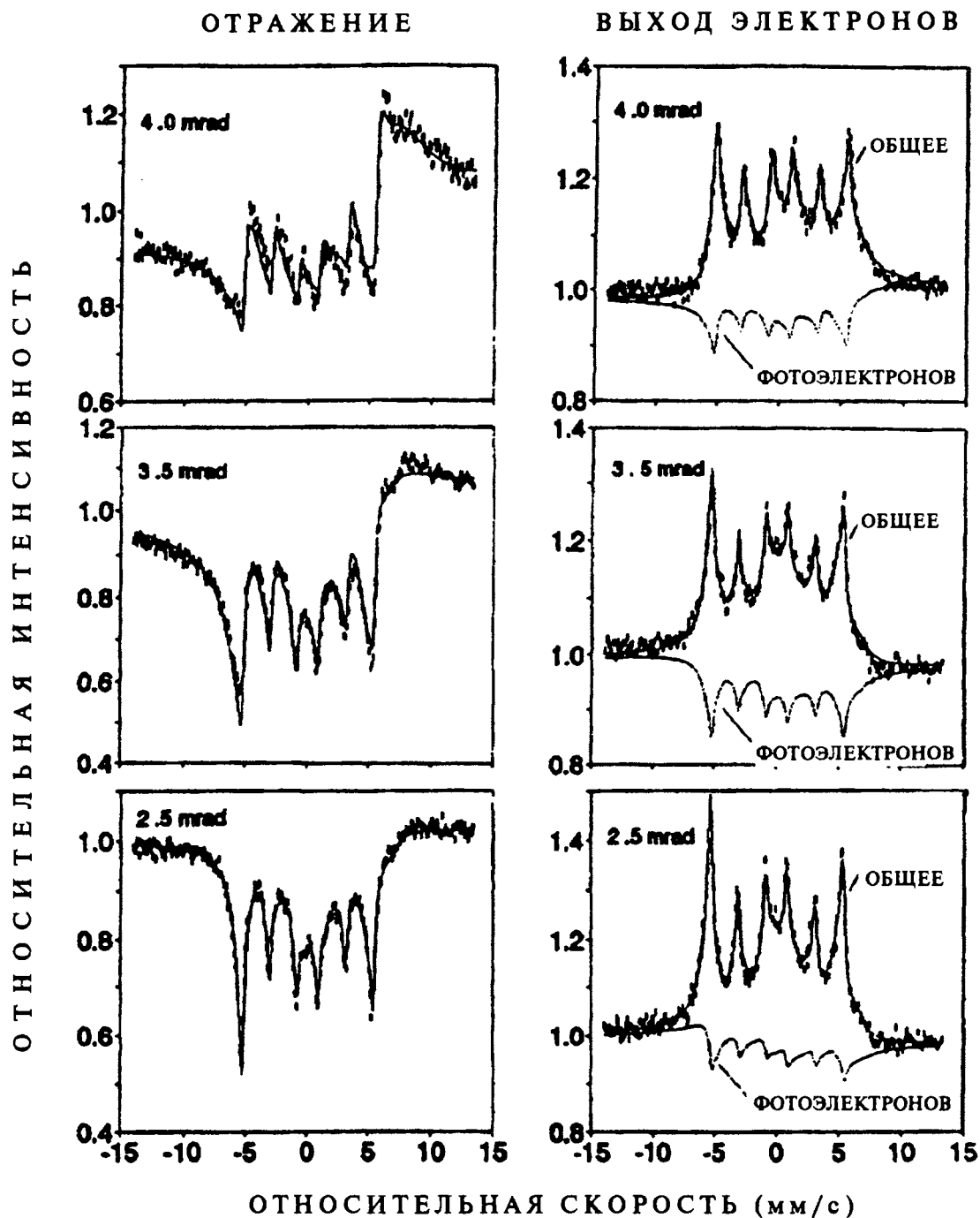


Рис. 5. Серия экспериментальных (точки) и теоретических (сплошные линии) мессбауэровских спектров для исходного образца: слева — спектры зеркального отражения и справа — спектры вторичных электронов. Рассчитанный вклад фотоэлектронов в мессбауэровский спектр вторичных электронов представлен пунктирными линиями.

теоретических спектров зеркального отражения и вторичных электронов с экспериментальными (рис.5, сплошные линии).

Следует сделать несколько замечаний относительно математического моделирования.

На первом этапе анализируются спектры зеркального отражения, которые в основном зависят от электронной и ядерной плотностей. Анализ начинается со спектров зеркального отражения, измеренных при наименьших углах скольжения, которые зависят от параметров верхних слоев, затем происходит постепенное продвижение вглубь, включением в рассмотрение спектров, полученных при больших углах и включающих параметры более глубоких слоев. Наиболее сложным при таком моделировании является получение хорошего согласия одновременно для всей серии спектров.

После получения удовлетворительного согласия для спектров зеркального отражения начинается анализ спектров вторичных электронов. При этом моделируются также другие параметры, которые влияют только на спектры вторичных электронов. Этими параметрами являются те, которые определяют функцию выхода вторичных электронов и относительный вклад фотоэлектронов. Как это хорошо видно из рис.5 (правая сторона), где отдельно показан фотоэлектронный вклад в теоретический спектр вторичных электронов, их выход сильно изменяет форму спектров. Из рисунка также видно, что фотоэлектронный вклад существенно отличается для разных углов скольжения, что приводит к изменению знака асимметрии базовой линии при переходе через

критический угол [7]. Причины энергетической зависимости выхода фотоэлектронов были описаны ранее [2].

Для определения функции выхода электронов $T(z)$ было использовано аналитическое выражение функции, приведенное в работе [8], которое позволяет варьировать средний пробег электронов g , вклад фотоэлектронов P_E и относительный выход конверсионных электронов. Хорошее согласие между модельным и экспериментальным спектром электронов имеет место для $g = 700$ нм, и $P_E = 0,7$. Полученные величины требуют некоторого обсуждения. На наш взгляд общее выражение для функции выхода $T(z)$, полученное в [8] для идеального случая однородной среды, необходимо модифицировать для учета неоднородной слоистой структуры, содержащей набор фаз, и такое модифицирование возможно провести эмпирически, на базе полученных нами экспериментальных данных. По крайней мере, нам не известны какие-либо экспериментальные методы, которые позволяют сравнить для реальной среды выход фото- и конверсионных электронов.

Окончательные распределения различных сверхтонких взаимодействий в исходной и окисленной пленках показаны на рис.6. Из рисунка видно, что наибольшая часть оксидов концентрируется в приповерхностных слоях пленки. Разрушение поверхности, которое увеличивается от исходного к окисленному образцу, приводит к появлению оксидов в немагнитном состоянии, как это имеет место в ультратонких частицах. Однако фаза α -Fe присутствует также и в верхнем слое, что указывает на островковую

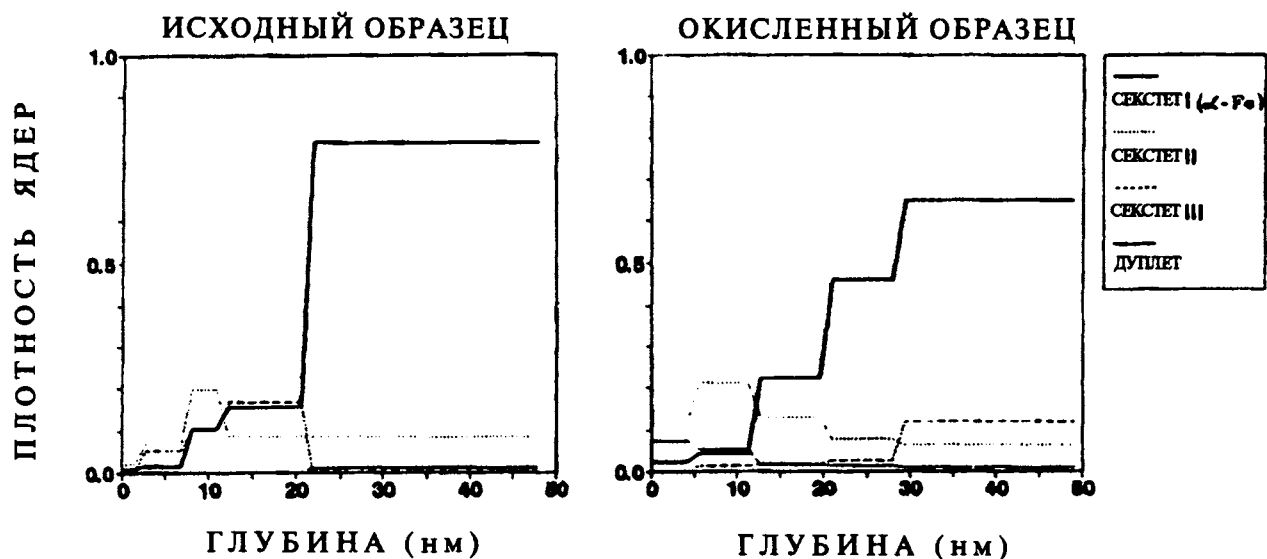


Рис. 6. Профиль распределения по глубине ядер, обладающих различными сверхтонкими взаимодействиями для исходного (слева) и окисленного образцов (справа). Кривые нормированы на плотность ядер в чистом α -Fe. Небольшое сглаживание в графиках введено для более четкого отражения различий в гистограмме.

структуру поверхности. Доля фазы α -FeOОН имеет максимум на глубине ~ 10 нм для исходного образца, а для окисленного образца его распределение уширяется. Абсолютная величина плотности ядер α -Fe в более глубоких слоях достаточна мала (что также свидетельствует о том, что оксиды возникают как "островки" и проникают к нижней границе пленки), а толщина слоя, где преимущественно присутствует фаза α -Fe, тоньше в окисленном образце. Результаты подгонки показывают, что плотность ядер в секстете III для исходного образца имеет максимальное значение в слое предшествующем тому, где преимущественно содержится фаза α -Fe (однако для окисленного образца этот тип сверхтонкого взаимодействия проникает глубже и представляет собой вкрапления в слое α -Fe). Отметим также, что хотя отношение атомов Fe в различных фазах отличается незначительно для двух образцов (см. таблицу и рис. 2), их распределение по глубине меняются значительно.

ТАБЛИЦА

Параметры сверхтонких компонент для исходного и окисленного образцов.

	фазы	%	δ (мм/с)	ΔE_Q (мм/с)	$N_{\text{эфф}}$ (кЭ)
Исходный образец	секстет I (α -Fe)	76	0	-	330
	секстет II	15	0,41	0,2	364
	секстет III	7	-0,02	0,1	318
	дуплет	2	0,39	1,2	-
Окисленный образец	секстет I (α -Fe)	70	0,01	-	331
	секстет II	16	0,54	0,14	364
	секстет III	10	0	0	320
	дуплет	4	0,31	1,03	-

Примечание: изомерный сдвиг (δ) указан относительно α -Fe.

Из-за небольшой глубины проникновения излучения в условиях ПВО только данные, относящиеся к глубинам меньше 40-50 нм, являются достоверными.

Из полученного, путем подгонки серий спектров, зарегистрированных при скользящих углах падения излучения, распределения различных сверхтонких полей по глубине в двух образцах можно достаточно ясно проследить как различные фазы в процессе окисления проникают внутрь пленки.

Заключение

В настоящей статье развиты основы нового метода исследования ультратонких слоев поверхности: мессбауэровской спектроскопии в скользящей геометрии.

Мы последовательно представили установку и детали проведения эксперимента, реализующие метод [1], общую теорию когерентных процессов в условиях ПВО, которая служит основой интерпретации экспериментальных данных [2] и в этом разделе, на примере исследования начальной стадии окисления в тонкой пленке металлического железа, продемонстрировали возможности метода: получена детальная информация о распределении ядерной плотности по глубине для каждого типа сверхтонкого взаимодействия, существующего в пленке железа до и после окисления.

Полученные результаты показывают, что предложенный метод может найти широкое применение при селективных по глубине исследованиях физико-химических свойств ультратонких слоев поверхности, при исследованиях магнитных двумерных структур (ультратонких пленок, монослоев на поверхности твердых тел, аморфных прослоек в синтетических многослойных сверхструктурах), а также в технологических исследованиях при создании материалов с особыми физическими свойствами.

Литература

1. Иркаев С.М., Андреева М.А., Семенов В.Г. и др. // Научное приборостроение. - 1992. - Т. 2, # 2. - С. 70.
2. Иркаев С.М., Андреева М.А., Семенов В.Г. и др. // Научное приборостроение. - 1993. - Т. 2, # 4. - С. 43.
3. P. Ayub, M. Multani, M. Barma, et al. // J. Phys. C: Solid State Phys. - 1988. - V. 21. - P. 2229.
4. W. Meisel // Kern. Kozlem, - 1977. - V. 48. - P. 41.
5. L.H. Bowen // Mossbauer Effect Reference and Data J. - 1979. - V. 2. - P. 76.
6. M. Stratmann and K. Hoffmann // Corrosion Science. - 1989 V. 29. - P. 1329.
7. Андреева М.А., Белозерский Г.Н., Гришин О.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1992. - Т. 55. - С. 62.
8. Liljequist D., Ekdahl T., Baverstam U. // Nucl. Instr. and Meth. 1978. - V. 155. - P. 529.

GRAZING INCIDENCE MOSSBAUER SPECTROMETRY — METHOD FOR ULTRATHIN SURFACE LAYERS INVESTIGATION

Irkaev S.M., Andreeva M.A., Semenov V.G.

Quantitative analysis of the experimental Grazing Incidence Mossbauer Spectrometry data is presented. The computation procedure which allows us to determine nuclear density distribution vs depth separately for each kind of hyperfine interaction in Fe film for different oxidation states is described. The result of analysis proves that Grazing Incidence Mossbauer Spectroscopy is really a new technique for surface investigation.