

10;11;12

Отражение электронов килоэлектронвольтных энергий от многослойных поверхностей

© В.П. Афанасьев,¹ А.В. Лубенченко,¹ С.Д. Федорович,¹ А.Б. Паволоцкий²¹ Московский энергетический институт (технический университет),
111250 Москва, Россия² Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия
e-mail: lub@phns.mpei.ac.ru

(Поступило в Редакцию 22 февраля 2002 г. В окончательной редакции 14 мая 2002 г.)

Приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований энергетических спектров электронов, отраженных от многослойных мишеней. Построена последовательная теория отражения электронов от многослойных поверхностей. Приведены простые аналитические модели электронного отражения, наглядно иллюстрирующие возможность измерения послойного состава мишеней на их основе. Измерены энергетические спектры отраженных электронов (нормальное падение) от многослойных структур вида Nb/Si, Nb/Al/Nb/Si под углом 45° от нормали. Для определения послойного состава таких структур использовалась развитая в работе методика.

Введение

Электронная спектроскопия — один из наиболее эффективных и стандартно реализуемых методов анализа поверхности твердого тела [1]. В предлагаемой работе используется метод, основанный на анализе дважды дифференциальных спектров электронов, отраженных в данный телесный угол. Элементная база устройств для исследования подобных спектров содержит электронный зонд и энергоанализатор. Однако в отличие от оже-спектроскопии и спектроскопии характеристических потерь энергии электронов, строящихся на той же элементной базе, данный метод не требует столь высокого энергетического разрешения. Получаемая о мишени информация относится к глубинам порядка длины транспортного пробега электронов l_{tr} . Величина l_{tr} примерно пропорциональна квадрату энергии пучка. Варьируя энергию зондирующего пучка электронов в пределах 4–32 keV, мы просканируем, например, мишень из меди по глубине в пределах от 25 до 800 nm.

Имеющийся в настоящее время весьма неполный набор экспериментальных результатов по энергетическим спектрам электронов (СОЭ), отраженных от однородных мишеней в области энергий $1 < E_0 < 100$ keV, отличается значительное количественное, а в ряде случаев и качественное расхождение данных. Указанное несоответствие экспериментальных результатов объясняется различиями в чистоте поверхности мишеней, различным разрешением энергоанализаторов, неопределенностью в аппаратной функции приборов, используемых для регистрации спектров. Энергетические спектры, снимавшиеся в 50–90-е годы, имеют вид гладких кривых с единственным максимумом [2–7]. Позднее были проведены исследования [8], позволившие наблюдать СОЭ сложной пивоко-купольной формы. На рис. 1 представлена ти-

пичная картина, возникающая при сравнении спектров различных авторов.

Отсутствие упругого пика в энергетических спектрах [2–4] объясняется низким вакуумом, приводящим к загрязнению поверхности и невысоким энергетическим разрешением. Из-за сильного влияния чистоты поверхности на высокоэнергетический участок спектра упругий пик не наблюдался и в работах [5–7]. Отметим отсутствие литературных данных по спектрам электронов, отраженных от многослойных мишеней.

Целью данной работы является демонстрация полученных экспериментальных спектров электронов, отраженных от многослойных поверхностей и построение вычислительной методики восстановления послойного состава мишени.

Экспериментальные данные по энергетическим спектрам электронов, отраженных от однородных и многослойных мишеней

Выполненная из нержавеющей стали вакуумная камера экспериментальной установки допускала прогрев до 300°C . Предварительная откачка производилась турбомолекулярным насосом (ТМН). Безмаслянный вакуум в процессе измерений поддерживался двумя магниторазрядными насосами (при отсеченном ТМН) и сорбционно-орбитронным насосом. Давление во время эксперимента было не хуже 10^{-6} Pa в условиях безмаслянной откачки. Состав остаточных газов в вакуумной камере контролировался с помощью масс-спектрометра. Углеродосодержащих соединений в ходе экспериментов не было обнаружено. В качестве предварительной очистки поверхности мишени использовалась промывка

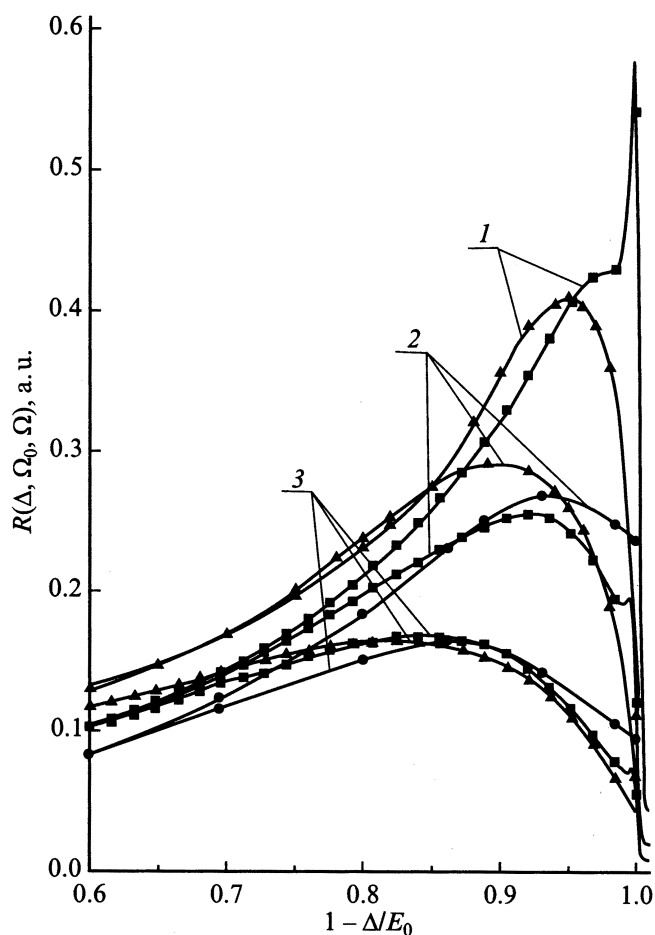


Рис. 1. Экспериментальные данные различных авторов по спектрам электронов, отраженных от полубесконечной мишени. Начальная энергия 30 keV, нормальный угол падения, угол наблюдения 45° от нормали (такие же углы на рис. 2–4). Квадраты — данные [8], кружки — [4], треугольники — [2], Материал мишени 1 — Pt, 2 — Ag, 3 — Cu.

в растворе муравьиной кислоты и перекиси водорода. На окончательной стадии подготовки поверхности применялась ионная очистка мишени расфокусированным пучком ионов аргона с энергией 5 keV и плотностью тока 1.5 mA/m². Прогрев мишени осуществлялся расфокусированным электронным пучком с током 300 μA и ускоряющим напряжением 20 kV. Температура мишени при этих параметрах электронного пучка достигала 500°C. Конструкция установки допускала одновременное воздействие на мишень зондирующего электронного и очищающего ионного пучков. Контроль чистоты поверхности мишени осуществлялся по пику упруго отраженных электронов. Электронно-стимулированный рост углеродосодержащих пленок на поверхности мишени после ионной очистки, а также изменение состава приповерхностного слоя мишени за счет внедрения пучка ионов аргона не были обнаружены.

Зондирующий пучок электронов с энергий $3 < E_0 < 30$ keV формировался электронной пушкой. Рабочий ток пучка электронов поддерживался на уровне 125 μA (температура мишени при этом не превышала 500°C для указанного диапазоне энергий пучка) и направлялся на мишень по нормали. Мишень заземлялась через образцовое сопротивление. Геометрия эксперимента выбиралась таким образом, что в энергоанализатор попадали электроны, отраженные от поверхности мишени под углом $\vartheta = 135^\circ$ (т.е. 45° от нормали к мишени).

Анализ по энергиям отраженных электронов выполнялся 180°-ным сферическим электростатическим энергоанализатором, который имел разрешение по энергии, равное $\Delta E/E_0 = 0.8\%$. Напряжение на пластинах анализатора изменялось от 0 до 4 kV с помощью ЭВМ.

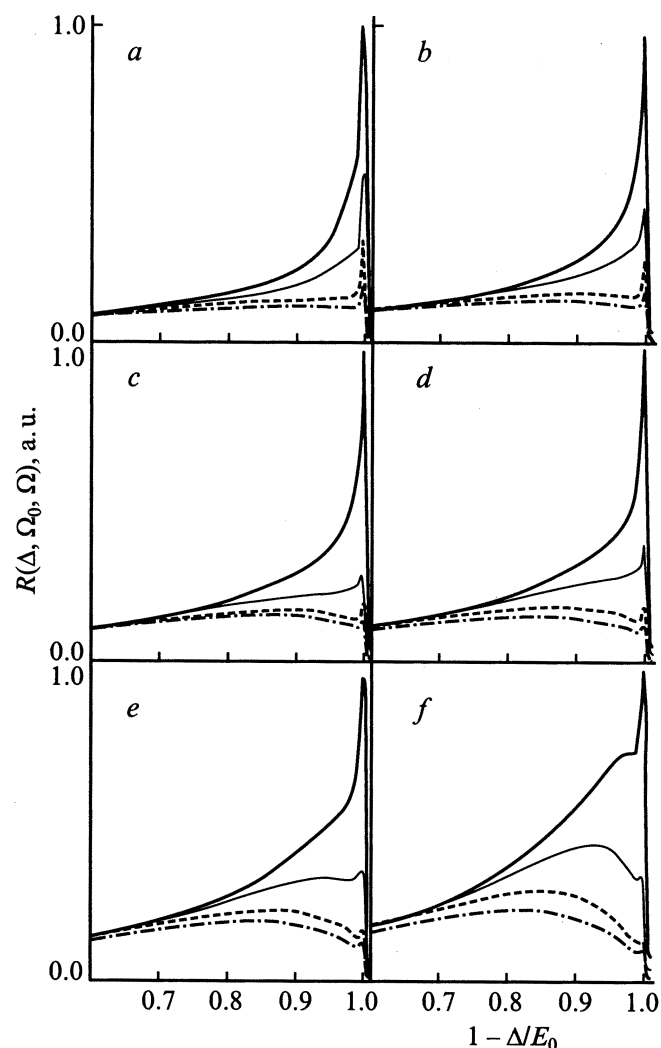


Рис. 2. Спектры электронов, отраженных от полубесконечной однородной мишени. Нормальная энергия, keV: a — 4, b — 6, c — 8, d — 10, e — 16, f — 32. Сплошная жирная линия — СОЭ от мишени из Au, сплошная тонкая — Ag, штриховая — Cu, штрихпунктир — V.

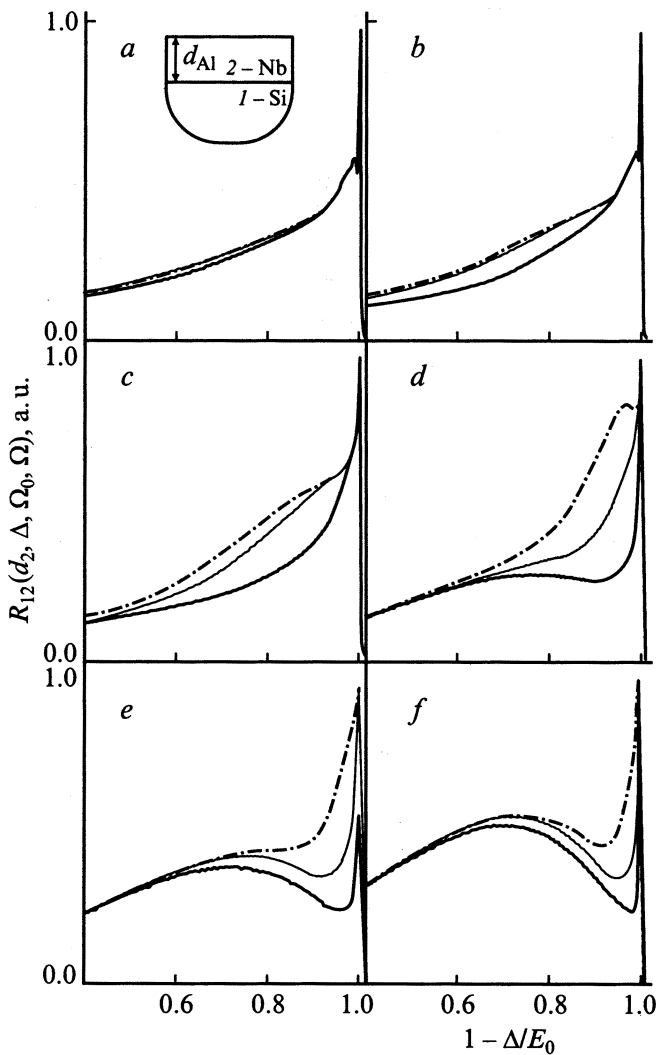


Рис. 3. Спектры электронов, отраженных от двухслойной мишени: слой Nb на Si. Начальная энергия, keV: *a* — 4, *b* — 6, *c* — 8, *d* — 10, *e* — 24, *f* — 32. Приведены СОЭ от мишеней со слоями из Nb, напыленными в течение различных промежутков времени: сплошная толстая линия — 20 s, сплошная тонкая — 40 s, штрихпунктир — 60 s.

Электроны, прошедшие энергоанализатор, попадали в цилиндр Фарадея. Ток электронов (от 10^{-12} до 10^{-10} А) измерялся с помощью электрометрического усилителя с абсолютным разрешением 10^{-13} А.

Многослойные мишени Nb/Si и Nb/Al/Nb/Si создавались на установке L560 фирмы Leybold. Использовалась подложка Si{100} марки КЭФ-4.5. Подложка промывалась в хромпике при 90°C 1 h, после этого ополаскивалась в проточной деионизованной воде. Чистка подложки в установке выполнялась радиочастотным тлеющим разрядом аргона при давлении $5 \cdot 10^2$ Па в течение 150 s. Затем проводилась откачка до $2.4 \cdot 10^{-2}$ Па с последующим напылением Nb и Al.

Толщины напыленных слоев Nb и Al измерялись на профилометре фирмы Taylor-Hobson на основе метода двулучевой интерферометрии. Измерения, выполненные многократно, дали ошибку в пределах 10%. Скорость напыления Nb оказалась равной 2.34 nm/s; скорость напыления Al — 0.16 nm/s.

На рис. 2–4 представлены результаты экспериментальных исследований. Спектры представлены после вычитания фонового сигнала и учета аппаратной функции энергоанализатора. Рис. 2 иллюстрирует спектры электронов, отраженных от однородных мишеней. На рис. 3 представлены энергетические спектры электронов, отраженных от двухслойной мишени Nb/Si. Рис. 4 иллюстрирует изменение поведения спектров электронов, отраженных от массива из ниобия, в котором имелся слой алюминия (мишень Nb/Al/Nb/Si), залегающий на разных глубинах, что имитировала различная толщина верхней пленки Nb. Влияние на спектры подложки из кремния для представленных энергий зондирующего пучка электронов практически не заметно.

Дальнейшее изложение посвящено созданию модели, интерпретирующей представленные спектры, с целью восстановления послойного состава мишени.

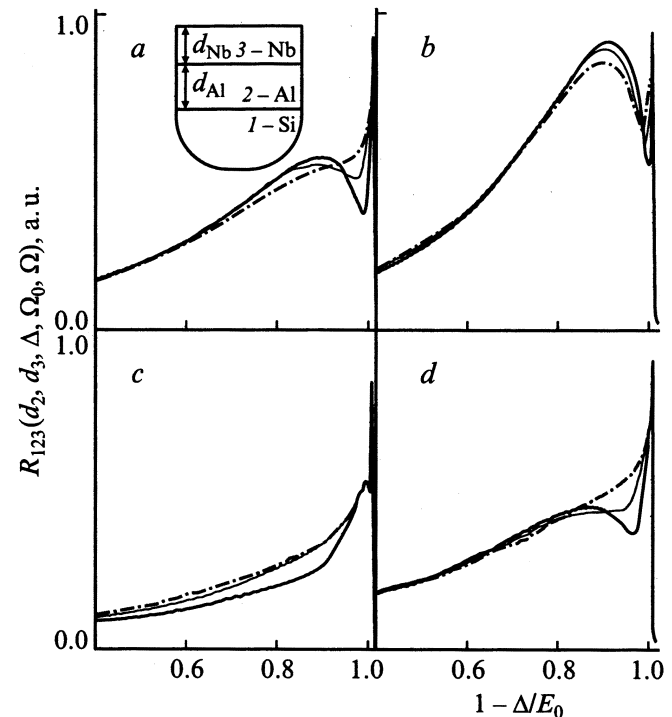


Рис. 4. Спектры электронов, отраженных от многослойной мишени Nb/Al/Nb/Si. Начальная энергия, keV: *a* — 4, *b* — 8, *c* — 10, *d* — 16. Сплошная толстая линия — СОЭ от мишени с верхним слоем из Nb, напылением за 10 s; сплошная тонкая линия — 20 s, штрихпунктир — 30 s. Средний слой из Al — 210 s.

Теоретическая интерпретация энергетических спектров электронов, отраженных от однородных и многослойных мишеней

Рассмотрим однородный слой твердого тела толщиной x . На рис. 5 представлена схема рассеяния электронов. Увеличим толщину слоя, добавив полоску того же вещества толщиной dx на нижнюю границу слоя. К изменению функции отражения

$$dR(x, \Delta, \Omega_0, \Omega) = R(x + dx, \Delta, \Omega_0, \Omega) - R(x, \Delta, \Omega_0, \Omega)$$

приведет процесс, показанный более жирными линиями, математической записью которого является выражение

$$n dx \iiint T(x, \Delta', \Omega_0, \Omega') \omega_{el}(\Omega', \Omega'') \times T(x, \Delta - \Delta', \Omega'', \Omega) d\Delta' d\Omega' d\Omega'' \quad (1)$$

Здесь $T(x, \Delta, \Omega_0, \Omega)$ — функции пропускания; $\Delta = E_0 - E$ — потеря энергии; $E_0, E, \Omega_0 = \{\vartheta_0, \varphi_0\}$, $\Omega = \{\vartheta, \varphi\}$ — энергия и направления движения электронов на влете и выходе из слоя; $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$; $0 < \vartheta < \pi/2$; $0 < \varphi < 2\pi$; $0 < \Delta' < E_0$; n — концентрация атомов в мишени; $\omega_{el}(\Omega', \Omega'')$ — дифференциальное упругое сечение рассеяния. Приравнявая $dR(x, \Delta, \Omega_0, \Omega)$ выражению (1), приходим к дифференциальному уравнению для $R(x, \Delta, \Omega_0, \Omega)$

$$\frac{dR(x, \Delta, \Omega_0, \Omega)}{dx} = n \iiint T(x, \Delta', \Omega_0, \Omega') \omega_{el}(\Omega', \Omega'') \times T(x, \Delta - \Delta', \Omega'', \Omega) d\Delta' d\Omega' d\Omega'' \quad (2)$$

с граничным условием $R(x, \Delta, \Omega_0, \Omega) = 0$ при $x = 0$. Уравнение (2) в системе с аналогичным уравнени-

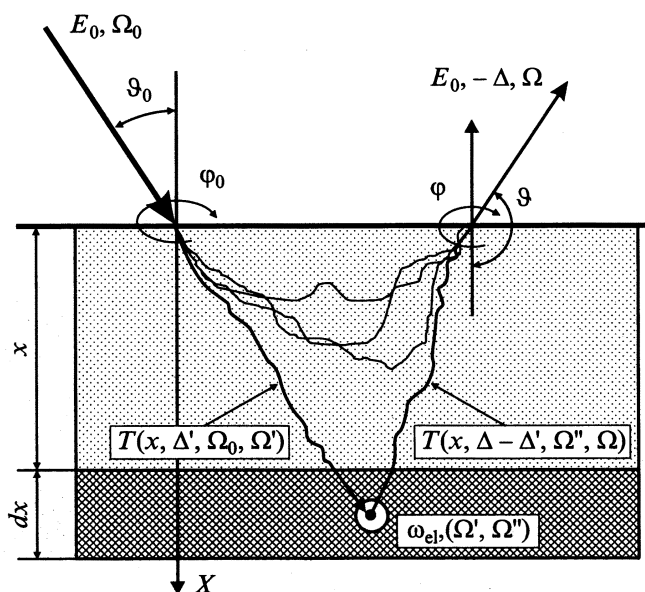


Рис. 5. Модель, иллюстрирующая отражение от слоя.

ем для $T(x, \Delta, \Omega_0, \Omega)$, в свою очередь зависящим от $R(x, \Delta, \Omega_0, \Omega)$, является точным.

Поскольку решение данной системы в общем виде не представляется возможным, одной из задач является выбор приближений, которые наиболее подробным образом дадут аналитическое описание процесса обратного рассеяния электронов. Аддитивность упругого и неупругого интегралов столкновений в уравнении переноса позволяет представить функцию пропускания в мультипликативной форме:

$$T(x, \Delta, \Omega_0, \Omega) = T_{in}(x, \Delta) T_{el}(x, \Omega_0, \Omega), \quad (3)$$

где $T_{in}(x, \Delta)$ — неупругая функция пропускания; $T_{el}(x, \Omega_0, \Omega)$ — упругая функция пропускания.

Ограничимся односкоростным приближением. Решая линейное дифференциальное уравнение (2) и подставляя в него представление функции пропускания в виде (3), получаем выражение, которое допускает запись

$$R(d, \Delta, \Omega_0, \Omega) = \int_0^d A(x(1/\mu_0 + 1/\mu), \Omega_0, \Omega) \times T_{in}(x(1/\mu_0 + 1/\mu), \Delta) dx \quad (4)$$

Здесь d — толщина слоя, $\mu_0 = \cos \vartheta_0$, $\mu = \cos \vartheta$,

$$A(u, \Omega_0, \Omega) = n \iint T_{el}(x/\mu_0, \Omega_0, \Omega') \omega_{el}(\Omega', \Omega'') \times T_{el}(x/\mu, \Omega'', \Omega) d\Omega' d\Omega'' \quad (5)$$

— функция распределения отраженных электронов по пробегам, $u = x(1/\mu_0 + 1/\mu)$ — длина пробега электрона в малоугловом приближении. Функция $A(u, \Omega_0, \Omega)$ является решением упругой части задачи. Она описывает отраженные электроны, которые прошли в мишени путь u . Представление решений в виде (4), (5) стало допустимым благодаря малоугловому приближению. Малоугловое приближение, приводящее к замене реального пути, пройденного частицей на проективный пробег, неадекватно описывает частицы, пробег которых превышает транспортный.

Далее рассмотрим приближение одного отклонения в упругом канале рассеяния и приближение непрерывного замедления в неупругом канале. Данное приближение приемлемо только для описания спектров отражения электронов с энергией, превышающей мегаэлектронвольты, однако мы его приводим, поскольку оно наиболее наглядно передает суть рассматриваемого метода электронной спектроскопии для послойного анализа.

В приближении одного отклонения пренебрегается изменением направления движения частицы вплоть до „сильного“ столкновения, приводящего к переходу от нисходящего к восходящему движению частицы в мишени,

$$T_{el}(x, \Omega', \Omega'') = \delta(\Omega' - \Omega''), \quad (6)$$

где $\delta(x)$ — функция Дирака.

Распределение по пробегам в этих условиях принимает вид

$$A(u, \Omega_0, \Omega) = n\omega_{el}(\Omega_0, \Omega). \quad (7)$$

Функция отражения в приближении одного отклонения в соответствии с (4)–(7) допускает запись

$$R(d, \Delta, \Omega_0, \Omega) = n\omega_{el}(\Omega_0, \Omega) \int_0^d \int_0^\Delta T_{in}\left(\frac{x}{\mu_0}, \Delta'\right) \times T_{in}\left(\frac{x}{\mu}, \Delta - \Delta'\right) d\Delta' dx. \quad (8)$$

Выполняя в (8) интегрирование по Δ' , а затем по x представив функцию $T_{in}(x, \Delta)$ в приближении непрерывного замедления $T_{in}(x, \Delta) = \delta(\Delta - \bar{\epsilon}x)$, получаем

$$R(d, \Delta, \Omega_0, \Omega) = n\omega_{el}(\Omega_0, \Omega) \times \int_0^d dx \delta\left(\Delta - \bar{\epsilon}x \left[\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right]\right) = \frac{n\omega_{el}(\Omega_0, \Omega)}{\bar{\epsilon}\left[\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right]} \times \left\{ \Theta\left(\Delta - \bar{\epsilon}d \left[\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right]\right) - \Theta(\Delta) \right\}. \quad (9)$$

Здесь $\Theta(x)$ — функция Хевисайда, $\bar{\epsilon}$ — средние потери энергии на единице длины.

Последовательное вычисление спектра электронов, отраженных от тонкого ($d \ll l_{tr}$) слоя твердого тела, будем вести, используя решение Гаудсмита–Саундерсена для описания движения электронов по упругому каналу; записанное в приемлемой для численных вычислений форме, оно имеет вид

$$T_{el}^{G-S}(x, \Omega_0, \Omega) = \delta(\gamma) \exp(-n\sigma_{el}x) + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{2} P_l(\gamma) \times (\exp(n(\omega_l - \sigma_{el})x) - \exp(-n\sigma_{el}x)), \quad (10)$$

где ω_l — коэффициент разложения $\omega_{el}(\Omega_0, \Omega)$ по полиномам Лежандра $P_l(\gamma)$; σ_{el} — полное упругое сечение рассеяния; γ — угол между Ω_0 и Ω .

Угол γ связан с углами $\Omega_0 = \{\vartheta_0, \varphi_0\}$ и $\Omega = \{\vartheta, \varphi\}$ известным соотношением

$$\cos \gamma = \cos \vartheta_0 \cos \vartheta + \sin \vartheta_0 \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi_0).$$

В дальнейшем наряду с (6) мы будем пользоваться выражением для T_{el} , полученным в диффузионном приближении,

$$T_{el}^D(x, \Omega_0, \Omega) = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{2} P_l(\gamma) \exp\left(-n\sigma_{tr} \frac{l(l+1)}{2} x\right) \quad (11)$$

(σ_{tr} — транспортное сечение), которое, приводя нас к выражениям, имеющим прозрачный физический смысл, упростит процесс интерпретации спектров отраженных

электронов, не вызвав заметного снижения качества расчетных данных (это определяется практическим совпадением первой десятки моментов распределений (10) и (11)).

Представим сечение упругого рассеяния, переводящее нисходящий поток электронов в восходящий, в виде

$$\omega'_{el}(\Omega_0, \Omega) = \omega_{el}(\Omega_0, \Omega) - \sigma_{el}\delta(\Omega_0 - \Omega).$$

Функция $A(u, \Omega_0, \Omega)$ в соответствии с (10) имеет вид

$$A^{G-S}(u, \Omega_0, \Omega) = n \exp(-n\sigma_{el}u) \omega_{el}(\Omega_0, \Omega) + n \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{2} (\omega_l - \sigma_{el}) P_l(\gamma) \times (\exp(-n(\omega_l - \sigma_{el})u) - \exp(-n\sigma_{el}u)). \quad (12)$$

В диффузионном приближении распределение по длинам пробегов в мишени $A(u, \Omega_0, \Omega)$ записывается в виде

$$A^D(u, \Omega_0, \Omega) = n \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{2} (\omega_l - \sigma_{el}) P_l(\gamma) \times \exp\left(-\frac{u}{l_{tr}} \frac{l(l+1)}{2}\right), \quad (13)$$

где в явном виде фигурирует транспортный пробег l_{tr} , который является основным параметром задачи упругого электронного рассеяния.

Подробному изложению методов расчета энергетических спектров электронов, прошедших слой твердого тела x , описываемых функцией $T_{in}(x, \Delta)$, посвящены наши работы [9]. Говоря об учете флуктуаций энергетических потерь, следует выделить две задачи о вычислении энергетического спектра отраженных электронов.

а) Описание спектра электронов в узкой энергетической области $E_0 - \Delta_1 \leq E \leq E_0$ ($\Delta_1 \approx 100$ эВ), базирующееся на подробном знании сечения однократного неупругого рассеяния $\omega_{in}(\Delta)$ [10]. Экспериментальная ситуация, соответствующая данной задаче, реализуется при измерении спектров характеристических потерь энергии электронов (ХПЭ).

б) Описание спектра отраженных электронов в широкой энергетической области $0 < E < E_0 - \Delta_1$, где подробное описание сечения однократного неупругого рассеяния нецелесообразно.

С исчерпывающей точностью спектр описывается с помощью сечения однократного неупругого рассеяния $\omega_{in}(\Delta)$, определенного в двухпороговом приближении [9,10]

$$\omega_{in}(\Delta) = \sum_k \lambda_k \omega_k^i(\Delta), \quad (14)$$

где

$$\omega_k^i(\Delta) = \begin{cases} 0, & \Delta < J_p, \\ \sigma_{in} \frac{(3 + \alpha_p) J_p^{3+\alpha_p}}{\Delta^{4+\alpha_p}}, & J_p \leq \Delta, \\ \sigma_{in} \frac{(1 + \alpha_i) J_i^{1+\alpha_i}}{\Delta^{2+\alpha_i}}, & J_i \leq \Delta, \end{cases} \quad (15a)$$

σ_{in} — неупругое полное сечение; λ_k — вероятность неупругого процесса рассеяния; J_p — подгоночная величина ($J_p \approx \epsilon_{pl}$, ϵ_{pl} — энергия возбуждения объемных плазмонов); J_i — ионизационные пороги; α_p, α_i — подгоночные коэффициенты.

Тогда функция $T_{in}(x, \Delta)$ будет описываться формулой [9]

$$T_{in}(\tau, \Delta) = \frac{\exp(-\tau)}{\pi} \int_0^\infty \exp(\tau [\lambda_p c f(pJ_p, -3 - \alpha_p) + \lambda_i c f(pJ_i, -1 - \alpha_i)]) \cos(p\Delta - \tau [\lambda_p s f(pJ_p, -3 - \alpha_p) + \lambda_i s f(pJ_i, -1 - \alpha_i)]) dp. \quad (16)$$

Здесь $\tau = x n \sigma_{in}$, $\lambda_i = \sigma_{ion} / \sigma_{in}$, σ_{ion} — сечение ионизации, $\lambda_p = 1 - \lambda_i$,

$$c f(s, a) = -as^{-a} C(s, a),$$

$$s f(s, a) = -as^{-a} S(s, a). \quad (17)$$

В свою очередь функции $C(s, a)$ и $S(s, a)$ связаны с неполной гамма-функцией соотношением $\Gamma(a, is) = \exp(is\pi/2)[C(s, a) - iS(s, a)]$.

Вычисления на основе формул (16), (17) весьма проблематичны, однако поскольку в задаче δ нас интересует область $\tau > 1$, оказывается возможным рассмотреть асимптотику (17) при малых s . Вычисления показывают, что в разложении функций (17) по s достаточно ограничиться первыми тремя слагаемыми

$$c f(s, a) = 1 - as^{-a} \Gamma(a) \cos(a\pi/2) - as^2/(4 + 2a),$$

$$s f(s, a) = -as^{-a} \Gamma(a) \sin(a\pi/2) + as/(1 + a) - as^3/(18 + 3a). \quad (18)$$

С учетом (4) и (13) получим выражение для функции отражения электронов от слоя твердого тела

$$R(d, \Delta, \Omega_0, \Omega) = n \frac{\mu\mu_0}{\mu + \mu_0} \int_0^{d(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0})} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{2} (\omega_l - \sigma_{el}) \times P_l(\gamma) \exp\left(-\frac{u}{l_{tr}} \frac{l(l+1)}{2}\right) T_{in}(u, \Delta) du. \quad (19)$$

Описания неупругих потерь будем вести в рамках формул (16) и (18).

На рис. 6 представлены спектры электронов, отраженных от слоя. Теоретические расчеты, выполненные на основе формул (19), сопоставлены с экспериментальными данными Куленкампа и Рютигера [11]. Наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных результатов и расчетных данных. Полное неупругое сечение определялось на основе данных, представленных

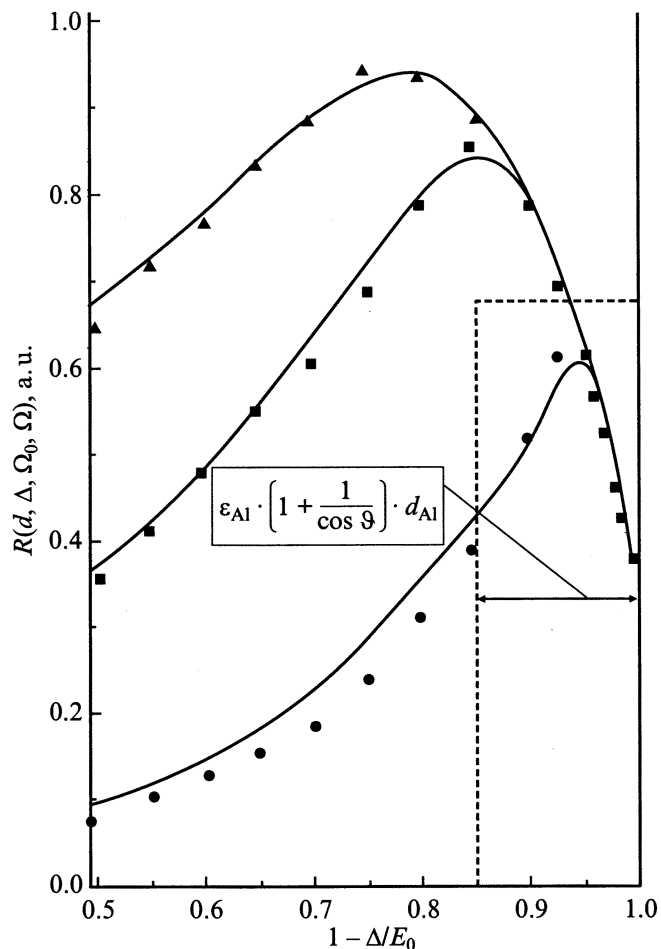


Рис. 6. Спектры электронов, отраженных от слоя Al. Нормальный угол падения, угол наблюдения 63° от нормали, начальная энергия 30 keV. Треугольники — данные COX [11] от мишени толщиной $0.44 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$, квадраты — $0.31 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$, кружки — $0.16 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$. Сплошная линия — рассчитанные СОЭ для соответствующих толщин по формуле (19).

в [12]. Упругое дифференциальное сечение $\omega_{el}(\gamma)$ определялось из таблиц [13]. В качестве примера на рис. 6 штриховой линией приведен расчет по формуле (9) для самого тонкого слоя (кружок на рис. 5). Не претендуя на точность, полученная с помощью простейших расчетов формула (9) позволяет, однако, дать оценку толщины слоя.

Рассмотрим далее методику расчета спектров электронов, отраженных от многослойных мишеней. Пусть на слоистую плоскопараллельную мишень под углом Ω_0 к нормали падает широкий пучок частиц. Мишень состоит из слоя материала 2 толщиной d_2 , нанесенного на слой материала 1 толщиной d_1 . Рассмотрим ситуацию, когда $d_1 \rightarrow \infty$ (полубесконечная мишень). Примем, что известны следующие величины: R_1 — дважды дифференциальная функция отражения от исходной полубесконечной мишени 1 (обозначим $R_1(d_1 \rightarrow \infty) \equiv R_1$); $R_2(d_2)$, T_2 — дважды дифференциальные функции отражения

и пропускания от свободного слоя из материала 2. Тогда функция отражения от слоистой мишени $R_{12}(d_2)$ определяется выражением

$$R_{12}(d_2) = R_2(d_2) + T_2 \otimes R_1 \otimes T_2 + T_2 \otimes R_1 \otimes R_2(d_2) \otimes R_1 \otimes T_2 + \dots \quad (20)$$

Здесь использована сокращенная запись, в которой знак \otimes обозначает интегрирование по угловым переменным и свертку по потерям энергии.

Представим себе однородную мишень из материала 2 в виде двухслойной мишени. Применив тот же подход, что использовался для неоднородной мишени, получаем

$$R_{22}(d_2) = R_2 = R_2(d_2) + T_2 \otimes R_2 \otimes T_2 + T_2 \otimes R_2 \otimes R_2(d_2) \otimes R_2 \otimes T_2 + \dots \quad (21)$$

Вычитая из соотношения (20) уравнение (21), приходим к выражению

$$R_{12}(d_2) - R_2 = T_2 \otimes (R_1 - R_2) \otimes T_2 + T_2 \otimes (R_1 \otimes R_2(d_2) \otimes R_1 - R_2 \otimes R_2(d_2) \otimes R_2) \otimes T_2 + \dots \quad (22)$$

В первом приближении получаем функцию отражения от слоисто неоднородной мишени

$$R_{12}(d_2) = R_2 + T_2 \otimes (R_1 - R_2) \otimes T_2. \quad (23)$$

Выражение (23) сохраняет соответствие принципам инвариантности во всем диапазоне толщин d неоднородного покрытия. Имеем

$$\begin{aligned} \text{если } d_2 \rightarrow 0, \quad \text{то } T_2 \rightarrow 1 \quad \text{и } R_{12}(d_2) = R_1; \\ \text{если } d_2 \rightarrow \infty, \quad \text{то } T_2 \rightarrow 0 \quad \text{и } R_{12}(d_2) = R_2. \end{aligned} \quad (24)$$

Выпишем формулу (23) в подробном виде

$$\begin{aligned} R_{12}(d_2, \Delta, \Omega_0, \Omega) = R_2(\Delta, \Omega_0, \Omega) + \iiint T_2(d_2, \Delta - \Delta', \Omega_0, \Omega') \left[R_1(\Delta' - \Delta'', \Omega', \Omega'') - R_2(\Delta' - \Delta'', \Omega', \Omega'') \right] T_2(d_2, \Delta'', \Omega'', \Omega) \times d\Delta' d\Delta'' d\Omega' d\Omega''. \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь $T_2(d_2, \Delta, \Omega_0, \Omega)$ — функция пропускания частиц, описывающая формирование энергетического и углового распределения частиц при движении в слое 2 толщиной d_2 ; $R_{1(2)}(\Delta, \Omega_0, \Omega)$ — функция отражения частиц от полубесконечной мишени из материала 1 или 2.

Развитая модель допускает простое обобщение на многослойную ситуацию. Например, для трехслойной мишени имеем

$$R_{123}(d_2, d_3) = R_3 + T_3 \otimes (R_{12}(d_2) - R_3) \otimes T_3, \quad (26)$$

где $R_{12}(d_2)$ определяется формулой (23), отсчет слоев снизу.

Найдем в приближении непрерывного замедления и одного отклонения выражения для функции отражения от трехслойной мишени. Для этого подставим в (26) для трехслойной мишени выражения (6), (7), функцию $T_{in}(x, \Delta)$ в приближении непрерывного замедления и выполним интегрирование. Получим

$$\begin{aligned} R_{123}(d_1, d_2, d_3, \Delta, \Omega_0, \Omega) = \frac{n_1 \omega_{el3}(\Omega_0, \Omega)}{\bar{\epsilon}_3 \left[\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right]} \times \left[\Theta \left(\Delta - \bar{\epsilon}_3 d_3 \left[\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right] \right) - \Theta(\Delta) \right] + \frac{n_2 \omega_{el2}(\Omega_0, \Omega)}{\bar{\epsilon}_2 \left[\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right]} \left[\Theta \left(\Delta - (\bar{\epsilon}_2 d_2 + \bar{\epsilon}_3 d_3) \left[\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right] \right) - \Theta \left(\Delta - \bar{\epsilon}_3 d_3 \left[\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right] \right) \right] + \frac{n_1 \omega_{el1}(\Omega_0, \Omega)}{\bar{\epsilon}_1 \left[\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right]} \times \left[\Theta \left(\Delta - (\bar{\epsilon}_1 d_1 + \bar{\epsilon}_2 d_2 + \bar{\epsilon}_3 d_3) \left[\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right] \right) - \Theta \left(\Delta - (\bar{\epsilon}_2 d_2 + \bar{\epsilon}_3 d_3) \left[\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right] \right) \right]. \end{aligned} \quad (27)$$

Формула (27) в первом приближении описывает характерные черты спектра электронов отраженных от трехслойной мишени. Вид спектра, описываемого формулой (27), представлен на рис. 7 сплошной линией (мишень Nb/Al/Nb/Si). Простейшие вычисления определяют суть изменений, происходящих со спектром, при появлении на определенной глубине слоя легкого материала. Как в разобранный выше примере по отражению электронов от свободных пленок алюминия, так и в данном случае оценки, выполненные в модели одного отклонения в приближении непрерывного замедления, позволяют в первом приближении определить геометрические размеры мишени.

В данной работе нас интересует и возможность точного определения положения маркера из легкого материала (в нашем случае из Al), „спрятанного“ на глубине, в массиве из тяжелого материала (в нашем случае из Nb). На рис. 8 представлены экспериментальные (точки) и вычисленные по формуле (26) (сплошная линия) спектры электронов, отраженных от однородной полубесконечной мишени из ниобия. Функция $A_k(u, \Omega_0, \Omega)$ для каждого из материалов мишени вычисляется на основе выражения (12), а функция $T_{in}(x, \Delta)$ — с помощью формул (16), (18). Несовпадение экспериментальных и расчетных спектров в области пика упругоотраженных электронов связано с выбором упрощенной функции $T_{in}(x, \Delta)$, формулы (16), (18) не включают сингулярное слагаемое, описывающее электроны, прошедшие слой без рассеяний. Область пика упругоотраженных электронов, которая подробно исследуется в спектроскопии характеристических потерь энергии (ХПЭ), в данном конкретном случае не представляет интереса.

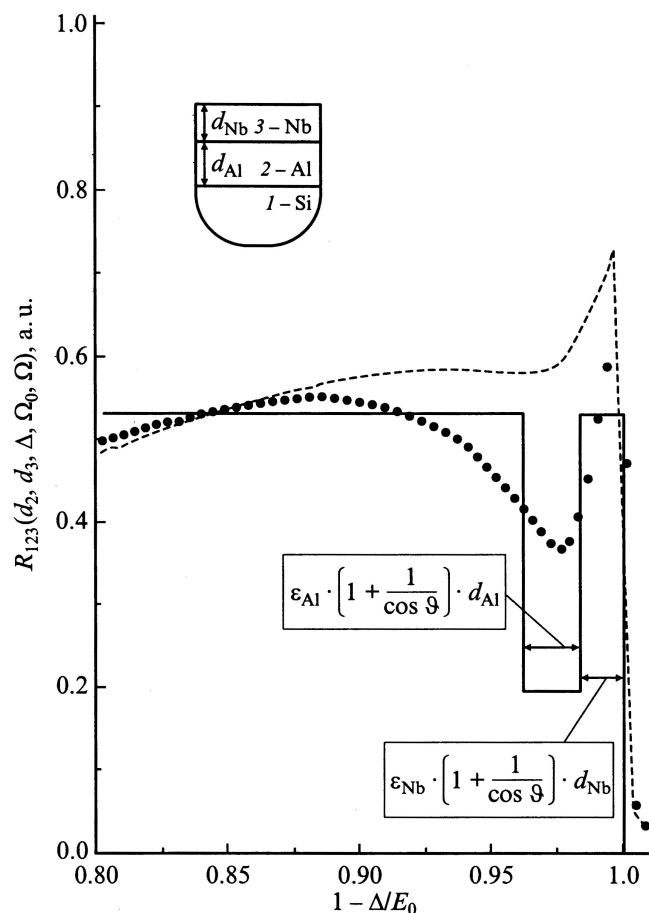


Рис. 7. Сравнение экспериментального спектра электронов, отраженных от многослойной мишени Nb/Al/Nb/Si (черные кружки), с расчетами (формула (27)), выполненными в модели одного отклонения и приближении непрерывного замедления (сплошные линии). Пунктир — спектр от Nb.

Восстановленные на основе методы подбора (фитинг процедуры) значения толщины алюминиевого маркера $d_{Al} = 38$ nm, глубины залегания алюминиевого слоя в ниобиевом массиве для различных мишеней составит соответственно: $d_{Nb1} = 12$ nm, $d_{Nb2} = 26$ nm, $d_{Nb3} = 45$ nm. Толщины слоев, определенные методом двулучевой интерферометрии на профилометре фирмы Taylor-Hobson, дали следующие результаты: $d_{Al} = 34$ nm, $d_{Nb1} = 23$ nm, $d_{Nb2} = 47$ nm, $d_{Nb3} = 70$ nm. Наиболее значительно различие в результатах определения толщин слоев Nb, что, на наш взгляд, определяет сегодняшний уровень знаний о параметрах торможения электронов в твердом теле.

Получение точных количественных данных об исследуемом образце и его послыном составе на основе спектроскопии отраженных электронов немислимо без наличия надежных данных об элементарном сечении неупругих потерь энергии электронов в твердом теле $\omega_{in}(\Delta)$. В настоящее время даже данные по первым моментам $\omega_{in}(\Delta)$ — полным сечениям σ_{in} , средним потерям

энергии на единицу длины $\bar{\epsilon}$, взятые из разных источников, могут различаться в несколько раз. Наиболее полную информацию о неупругом сечении $\omega_{in}(\Delta)$ можно получить, исследуя спектры отраженных электронов в области малых потерь энергии с разрешением менее одного электрон-вольта. Такой подход применяется в спектроскопии характеристических потерь отраженных электронов (ХПЭ). Эти спектры имеют четко выраженную пиковую структуру и формируются электронами, прошедшими в веществе пути, соизмеримые со средней длиной неупругого пробега l_{in} . Поскольку $l_{in} \ll l_{tr}$, то электроны, формирующие спектр ХПЭ, испытывают рассеяния малой кратности и по упругому каналу. Формулы (12), (13) описывают распределение электронов по длинам пробегов в мишени при $u \ll l_{tr}$ с высочайшей подробностью, которая лимитируется лишь точностью, с которой удастся определить сечение упругого рассеяния. Все это делает спектр характеристических потерь энергии надежным инструментом исследования элементарного акта неупругого рассеяния. В работе [10] описан

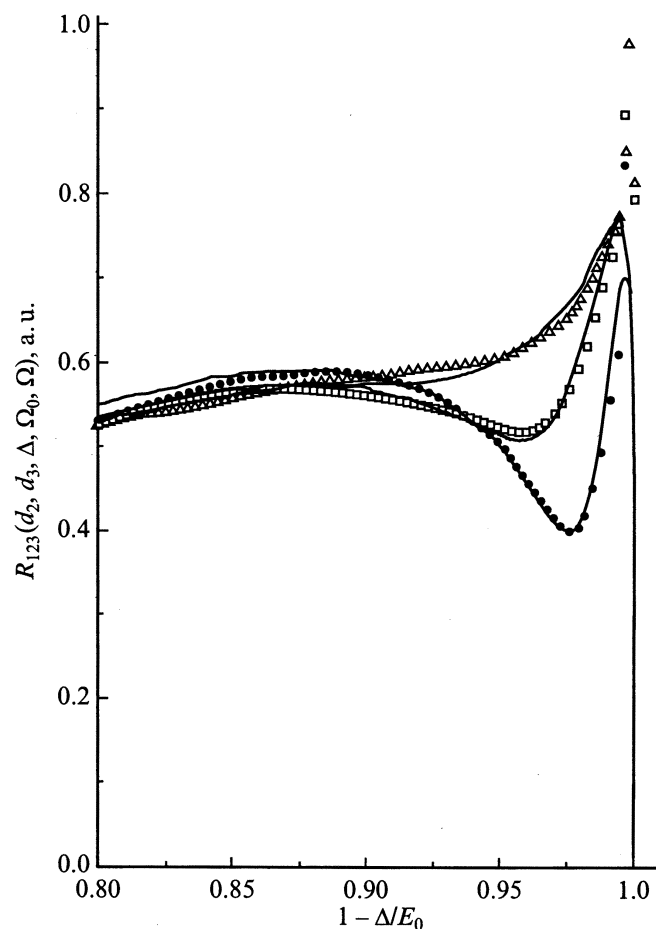


Рис. 8. Сравнение экспериментальных спектров электронов, отраженных от многослойной мишени Nb/Al/Nb/Si (кружки — d_{Nb1} , квадратики — d_{Nb2} , треугольники — d_{Nb3}), с расчетами, выполненными на основе последовательной теории (формула (26)).

метод восстановления сечения $\omega_{in}(\Delta)$ из экспериментов по характеристическим потерям энергии электронов.

Заключение

Проведенные эксперименты по электронному зондированию мишеней показывают высокую информативность спектров отраженных электронов. Развитая в работе методика расчета спектров позволяет создать метод послойного анализа состава мишеней, который можно использовать в серийно выпускаемых приборах анализа поверхности, например в оже-спектрометрах.

Последовательный учет флуктуаций энергетических потерь приводит к правильной интерпретации экспериментальных данных в области как малых потерь энергии (область характеристических потерь энергии), так и тех потерь, которые формируют спектр в целом, или, другими словами, купольную часть спектра.

В данной работе демонстрировалась возможность определения глубины залегания и толщины алюминиевого „маркера“ в ниобиевой мишени. Анализ подобной мишени в наиболее часто используемом для послойного анализа методе обратного резерфордовского рассеяния (RBS) в стандартной его постановке невозможен (мы будем наблюдать лишь спектр ниобия). Для электронной спектроскопии в отличие от метода резерфордовского обратного рассеяния одинаково удобны измерения как легких внедрений в тяжелую матрицу, так и тяжелых слоев в легком материале [14].

Погрешности в определении толщин слоев определяются рядом факторов.

1) Наиболее принципиальная (но вполне преодолимая) погрешность связана с большим разбросом в данных по сечениям неупругого рассеяния $\omega_{in}(\Delta)$.

2) Представленная в данной работе методика опирается на сравнение спектров „чистая мишень“–„мишень с внедрениями“, отличие между которыми наиболее значительно в ситуации с резко различными атомными номерами материала мишени Z_1 и внедренной примеси Z_2 . При уменьшении $\Delta Z = |Z_1 - Z_2|$ погрешность в определении толщин увеличивается. Для рассмотренных в работе мишеней она не превышала 1 nm.

Зависимость точности определения послойного состава от атомного номера Z определяется глубиной залегания слоя, начальной энергией, энергетическим разрешением энергоанализатора и является предметом отдельного исследования, которое выходит за рамки предлагаемой работы.

Важным преимуществом электронной спектроскопии является легкость изменения энергии зондирующего электронного пучка. Анализируемая глубина мишени имеет порядок длины транспортного пробега электрона, но $l_{tr} \sim E_0^2$. Переход от энергии зондирующего электронного пучка $E_0 = 10 \text{ keV}$ к $E_0 = 32 \text{ keV}$ приводит к десятикратному увеличению глубины, с которой доставляется информация об исследуемой мишени.

Если многослойная структура имеет размер, не превышающий l_{in} , то возникает возможность ее исследования с субмонослойной точностью на основе спектров ХПЭ. Описание данной методики мы представим в последующих работах.

Список литературы

- [1] Гомоюнова М.В. // УФН. 1982. Т. 1. С. 105–148.
- [2] Kulenkampff H., Ruttiger K. // Z. Phys. 1954. Vol. B137. P. 426–434.
- [3] Kanter H. // Ann. der Phys. 1957. Bd 20. S. 144–166.
- [4] Bishop H.E. // Proc. 4th Intern. Conf. X-ray Optics and X-ray Microanalysis. Paris, 1965. P.153–158.
- [5] Matsukawa T., Shimizu R., Hashimoto H. // J. Phys. D. 1974. Vol. 7. P. 695–702.
- [6] Darlington E.H., Cosslet V.E. // J. Phys. D. 1972. Vol. 5. P. 1969–1980.
- [7] Gerard P., Ballardore J.L., Pinna H. et al. // J. Phys. Sec. 3. 1992. Vol. 2. P. 1015–1026.
- [8] Афанасьев В.П., Федорович С.Д., Есимов М.С. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 8. С. 180–192.
- [9] Афанасьев В.П., Лубенченко А.В., Рыжов А.А. // Поверхность. 1996. № 1. С. 6–12.
- [10] Афанасьев В.П., Лубенченко А.В., Стрижов А.В. // Поверхность. 1999. № 8. С. 16–23.
- [11] Kulenkampff H., Ruttiger K. // J. Phys. 1958. Vol. 152. P. 249–265.
- [12] Аккерман А.Ф. Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе. М.: Энергоатомиздат, 1991. 200 с.
- [13] Riley M.E., MacCallum C.J., Biggs F. // Atom. Data and Nucl. Data Tabl. 1975. N 15. P. 443–476.
- [14] Afanas'ev V.P., Naujoks D. // Z. Phys. B. Cond. Mat. 1991. Vol. 84. P. 397–402.