

Рис. 1. Зависимость эффективности АО взаимодействия η от акустической мощности P_a при различных значениях коэффициента затухания ультразвука

α : 1—0; 2—0,5; 3—1 (дБ/см) (Длина АО взаимодействия $l = 2$ см, длительность падающего оптического импульса $\tau = 2$ нс; длительность акустического импульса $\tau_a = 3$ мкс)

Рис. 2. Зависимость нормированной амплитуды дифрагированного импульса $|A_1(t)|/|A_{1max}|$ от времени (форма обгибающей дифрагированного импульса) при различных значениях безразмерного параметра δ :

1—0; 2—0,5; 3—1; 4—1,5; ($\alpha = 0$ (дБ/см), $P_a = 0,5$ Вт, $l = 2$ см)

1. Белокурова О. И., Щербаков А. С. //Вычислит. техника, автоматика и радиоэлектроника. Л., 190. С. 54.
2. Белокурова О. И., Щербаков А. С. //Письма в ЖТФ. 1989. Т. 10. С. 1.
3. Бурлак Г. Н., Коцаренко Н. Я. //Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 1.
4. Zong H., Hon Y., Qiu N. //Chin. Ceram. Soc. 1991. V. 19. P. 151.
5. Jep S., Goto N. //J. Lightwave Technol. 1989. V.7. P. 2018.
6. Ohmachi Y., Noda J. //IEEE J. of Quantum Electron. 1977. V. QE-13. P. 43.
7. Викторов И. А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М., 1966.
8. Такер Д., Рэмптон В. Гиперзвук в физике твердого тела. М., 1975.

Поступила в редакцию 21.11.94.

УДК 621. 039

Ю. И. ДУДЧИК, Ф. Ф. КОМАРОВ, Я. А. КОНСТАНТИНОВ

ОСОБЕННОСТИ МАЛОУГЛОВОГО ВЫХОДА ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МИШЕНЕЙ

Calculation procedure and results of experimental investigations for the glancing angle X-ray fluorescence of thinfilm targets are presented.

При полном внешнем отражении рентгеновского излучения от гладкой поверхности в материале отражателя формируется экспоненциально затухающая электромагнитная волна, глубина проникновения которой в вещество составляет величину в несколько нанометров. Эта волна поглощается атомами вещества, которые испускают фотоны характеристического рентгеновского излучения. Указанные особенности отражения рентгеновских лучей использованы в методе анализа поверхности и тонких пленок, известном как рентгеновская флуоресценция скользящего падения [1]. В указанном методе измеряется интенсивность рентгеновской флуоресценции атомов как функция угла падения θ возбуждающего излучения на поверхность, где θ — скользящий угол. Возможности этого метода могут быть значительно расширены путем измерения угловой зависимости выхода рентгеновской флуоресценции атомов в направлении малых скользящих углов, по порядку величины совпадающих с критическим углом полного внешнего отражения, что и сделано в работах [2,3], которые фактически дали начало новому методу анализа поверхности с использованием рентгеновских лучей.

При постановке эксперимента в описанной схеме интенсивность рентгеновской флуоресценции атомов приповерхностных слоев суще-

ственно зависит от шероховатости поверхности. В том случае, когда среднеквадратичная высота шероховатостей не превышает ~ 1 нм, угловая зависимость выхода рентгеновского излучения при малых углах скольжения определяется, в первую очередь, преломляющими свойствами среды. Поэтому можно сказать, что эксперименты такого типа позволяют непосредственно наблюдать явление преломления рентгеновских лучей на границе раздела двух сред, как и в случае полного внешнего отражения.

Указанные особенности малоуглового выхода рентгеновского излучения были положены в основу при создании рентгеновских трубок со сверхгладкими анодами, конструкция и рабочие характеристики которых описаны в [4,5]. В этих работах предложено использовать рентгеновские пучки, выходящие под малым скользящим углом относительно поверхности анода. Это позволяет существенно увеличить размер действительного фокусного пятна трубки без увеличения эффективного, что приводит к снижению тепловых нагрузок в анодном узле. Рабочие характеристики такой трубки сильно зависят от материала и состояния поверхности анода, на который нанесена тонкопленочная мишень. Так как размеры действительного фокусного пятна трубки достаточно большие (1 см^2), то можно предложить использовать в качестве анодов полупроводниковые пластины, технология сверхгладкой полировки которых достаточно отработана.

Целью данной работы является исследование угловой зависимости выхода характеристического рентгеновского излучения вблизи малых углов скольжения от тонкопленочных мишеней, нанесенных на различные подложки. Описана методика расчета указанной зависимости, учитывающая интерференцию флуоресцентного рентгеновского излучения в тонких пленках. Эта методика может быть использована при анализе экспериментальных данных, полученных с помощью метода исследования поверхности твердого тела с использованием рентгеновских пучков, а также при конструировании анодных узлов рентгеновских пучков, а также при конструировании анодных узлов рентгеновских трубок со сверхгладкой поверхностью анода.

Рассмотрим выход рентгеновского излучения от атома, расположенного в мишени на глубине z от границы раздела. Согласно закону преломления плоских электромагнитных волн на границе раздела двух сред, излучение выходит из среды в вакуум под скользящим углом θ_1 , связанным с углом падения на границу раздела θ_2 из среды следующим соотношением:

$$\theta_1^2 = \theta_2^2 + \theta_c^2, \quad (1)$$

где θ_c — критический угол полного внешнего отражения.

Использование этого соотношения, а также закона Бугера позволяет рассчитать интенсивность выхода излучения в направлении углов больше θ_c . Как следует из соотношения (1), согласно закону преломления излучение в направлении $\theta_1 < \theta_c$ отсутствует.

Интенсивность излучения в направлении малых углов $\theta_1 < \theta_c$ может быть рассчитана с использованием методики, учитывающей преломление сферических электромагнитных волн на границе раздела и изложенной (для излучения видимого диапазона спектра) в работе [6].

В этой работе излучающий атом, расположенный на глубине z от границы раздела, рассматривается как диполь с дипольным моментом P , колеблющийся с частотой ω .

Будем рассматривать поле диполя как сферическую электромагнитную волну, преломление которой на плоской границе раздела учитывается путем разложения сферической волны на плоские [7] и считается, что каждая из них преломляется в соответствии с формулами Френеля. Указанное разложение наряду с обычными плоскими волнами содержит экспоненциально затухающие волны вида:

$$\exp(-|k_z|z) \exp(i[k_x x + k_y y - i\omega t]),$$

которые, преломляясь на границе раздела, дают вклад в излучение,

выходящее в запрещенную область углов, где k_x, k_y, k_z — проекции волнового вектора k на оси x, y, z . Выберем систему координат таким образом, чтобы ось z была направлена в глубину образца, а плоскость (x, y) совпадала с плоскостью поверхности. Тогда интенсивность излучения диполя, находящегося на глубине z , усредненная по всем возможным ориентациям вектора дипольного момента, в телесный угол Ω в направлении угла θ , определяется выражением:

$$I = \frac{|P|^2 \omega^4}{12\pi \epsilon_0 c^3} \left| \frac{2k_z}{k_z + K_z} \exp(iK_z z) \right|^2 \frac{\Omega}{4\pi}, \quad (2)$$

где k_z и K_z — проекции волнового вектора на ось z при $z < 0$ и $z > 0$ соответственно, c — скорость света. Для фотонов рентгеновского диапазона спектра эту формулу можно переписать в следующем виде:

$$I = \hbar \omega A_{nm} \frac{4k_z^2}{k_z^2 + |K_z|^2} \exp(-2|K_z|z) \frac{\Omega}{4\pi}, \quad (3)$$

где A_{nm} — вероятность спонтанного перехода между уровнями n и m .

На основании формулы (3), путем интегрирования выражения для интенсивности излучения по глубине z , можно рассчитать выход флуоресцентного рентгеновского излучения из мишени, толщина которой значительно превышает глубину проникновения рентгеновского излучения при полном внешнем отражении, т. е. составляет величину больше чем 10 нм. Однако полученное выражение нельзя применить к большинству практических задач, в которых обычно предполагается неравномерная по глубине степень возбуждения атомов.

Так, при рассмотрении задачи о малоугловом выходе рентгеновского излучения из тонкой пленки, нанесенной на подложку, использование описанного выше метода затруднено, так как необходимо учитывать отражение излучения на границе раздела пленка — подложка. В этом случае удобно использовать теорему обратимости Гельмгольца [8].

Согласно теореме обратимости, функция, описывающая зависимость интенсивности выходящего излучения от атомов, расположенных в пленке на глубине z , от угла выхода, совпадает с функцией, описывающей зависимость интенсивности падающего на пленку со стороны вакуума излучения, в пленке на глубине z , от угла падения. Таким образом, для решения задачи о малоугловом выходе излучения первоначально необходимо рассмотреть задачу об отражении рентгеновского излучения от тонкой пленки, нанесенной на подложку.

Рассмотрим отражение рентгеновского излучения, падающего на поверхность пленки под скольльзящим углом Θ ; пленка имеет толщину d , показатель преломления $n_1 = 1 - \delta_1(\hbar\omega) - i\beta_1(\hbar\omega)$, нанесена на подложку с показателем преломления $n_2 = 1 - \delta_2(\hbar\omega) - i\beta_2(\hbar\omega)$, где $\delta_j(\hbar\omega)$ и $\beta_j(\hbar\omega)$ действительная и мнимая части показателя преломления в слое j соответственно.

Полное электрическое поле на глубине z в пленке толщиной d можно представить в следующем виде [3]:

$$E(z) = E_1^i \exp(-i2\pi N_1 z/\lambda) + E_1^r \exp(i2\pi N_1 z/\lambda). \quad (4)$$

Прошедшее через границу раздела вакуум — пленка электрическое поле E_1^i и отраженное на границе раздела пленка — подложка электрическое поле E_1^r на глубине z в пленке имеют вид:

$$E_1^i = E_0 \frac{t_0}{1 + a_1^2 r_1 r_0}; \quad E_1^r = a_1^2 r_1 E_1^i, \quad (5)$$

где $a_1^2 = \exp(-4\pi d N_1/\lambda)$, E_0 — поле падающей волны в вакууме, λ — длина волны излучения.

Френелевские коэффициенты отражения r_j и пропускания t_j для границы раздела слоев $j, j+1$ находятся из соотношений:

$$r_j = \frac{N_j - N_{j+1}}{N_j + N_{j+1}}; \quad t_j = \frac{2N_j}{N_j + N_{j+1}},$$

где $N_j = (\sin^2\Theta - 2\delta_j - i2\beta_j)^{1/2}$.

Пусть на поверхность, имеющую площадь S , падает электронный пучок с энергией электронов E_e и плотностью потока Φ . Не учитывая энергетические потери электронов при прохождении через пленку, число фотонов K_α -флуоресценции, испускаемых пленкой толщиной d в телесный угол $d\Omega$ в направлении угла Θ_f , можно записать в виде:

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} W \Phi S \frac{N_A \rho}{A} \sigma(E_e) \int_0^d \left| \frac{E(z)}{E_0} \right|^2 dz, \quad (6)$$

где W — выход флуоресценции K оболочки атомов пленки, N_A — число Авогадро, ρ и A — плотность и атомный вес материала пленки, $\sigma(E_e)$ — сечение ионизации K оболочки атомов пленки. Угол падения излучения Θ в (4) заменяется на угол выхода излучения флуоресценции Θ_f .

Разработанная методика расчета была применена к задаче о выходе рентгеновского излучения, возбуждаемого в тонкопленочной медной мишени электронным пучком, нанесенной на кремниевую (вольфрамовую) подложку. Энергия электронов выбрана равной 20 кэВ, сила тока — 1 мА, площадь мишени 1 см², сечение ионизации K оболочки атомов меди при указанной энергии электронов составляет $3,5 \times 10^{-22}$ см² [9].

Результаты расчетов зависимости интенсивности излучения K_α линии меди от угла выхода из пленок меди различной толщины, нанесенных на подложки из кремния и вольфрама, представлены на рис. 1, а, б.

Отметим особенности поведения кривых на рис. 1, а, б, которые связаны с преломлением флуоресцентного излучения на границе раздела вакуум—пленка и отражением на границе раздела пленка — подложка. Выделим три критических угла полного внешнего отражения излучения K_α линии меди: Θ_{c1} — от материала пленки (медь), Θ_{c2} — от легкой подложки (кремний), Θ_{c3} от тяжелой подложки (вольфрам). Эти углы удовлетворяют соотношению $\Theta_{c2} < \Theta_{c1} < \Theta_{c3}$.

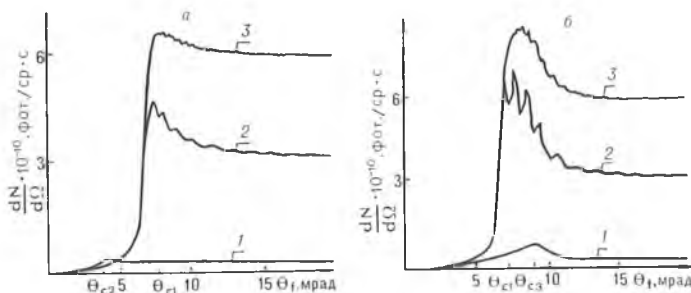


Рис. 1. Кривая выхода фотонов K_α серии атомов меди из пленки меди, нанесенной на кремниевую (а) и вольфрамовую (б) подложку, в зависимости от угла выхода Θ_f (Толщина пленки: 1 — 4 нм; 2 — 50; 3 — 100 нм)

При выходе флуоресцентного излучения из толстых пленок наблюдается максимум в районе угла Θ_{c1} . Это связано с преломлением выходящего излучения на границе раздела пленка — вакуум. При увеличении угла выхода флуоресцентного излучения из пленки Θ_f изменение угла за счет преломления $\Delta\Theta$ стремится к нулю и кривые на рис. 1, а, б выходят на стационарные значения, прямо пропорциональные толщине пленки.

Что касается тонких пленок (4 нм), то следует отметить, что преломление рентгеновского излучения, как и полное внешнее отражение, наблюдается в случае взаимодействия рентгеновских фотонов с коллективом атомов, а не с каждым атомом в отдельности. Это становится возможным, когда поперечная длина волны излучения $\lambda_\perp = \lambda/\sin\phi$, где ϕ — угол падения флуоресцентного излучения на границу раздела, совпадает с длиной волны плазменных колебаний электронов вещества. В случае тонких пленок флуоресцентное излучение взаимодействует не с коллективом атомов пленки, которых для этого недостаточно, а с

атомами подложки. Соответственно максимум интенсивности (рис. 1, а, б, кривая 1) смещается в область угла Θ_{c2} для кремниевой подложки и в область угла Θ_{c3} для вольфрамовой подложки.

Осцилляции, наблюдаемые на графиках, являются следствием интерференции между лучами, непосредственно выходящими из пленки и выходящими из пленки после отражения на границе раздела пленка — подложка. Поскольку коэффициент отражения от оптически более плотной подложки из вольфрама больше, чем от кремния, то интерференционные эффекты на рис. 1, б более ярко выражены.

Следствием отражения излучения на границе раздела пленка — подложка также является относительно большая интенсивность выхода излучения в пике для пленок меди, нанесенных на подложку из вольфрама.

Экспериментальное исследование малоуглового выхода рентгеновской флуоресценции проводилось на рентгеновском дифрактометре ДРОН-2,0. Излучение от трубки с медным анодом направлялось под углом 90° на образец, представляющий собой пленку из железа толщиной 80 нм, нанесенную на кремниевую подложку. Напряжение на трубке — 20 кВ, анодный ток — 10 мА. Толщина пленки определялась методом Резерфордского обратного рассеяния с использованием ионов гелия. Излучение K_α линии железа регистрировалось сцинтилляционным детектором. Время измерений для каждого значения угла выхода Θ_f составляло 100 с. Точность определения угла выхода составляла 0,175 мрад. Размер щели перед детектором — $5 \times 0,05$ мм².

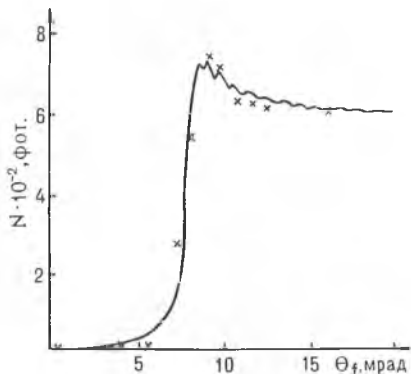


Рис. 2. Рассчитанная кривая выхода фотонов K_α серии атомов железа из пленки железа толщиной 80 нм, нанесенной на кремниевую подложку, в зависимости от угла выхода Θ_f , в сравнении с экспериментальными данными:

x — эксперимент, — — — — — теория

Результаты измерений и расчетов, выполненных с использованием формулы (7), представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, имеется хорошее соответствие теоретических и экспериментальных данных.

Полученные результаты свидетельствуют о пригодности разработанной методики расчета малоуглового выхода флуоресцентного излучения для обработки экспериментальных данных, а также для проведения численного моделирования конструктивных особенностей тонкопленочных анодов со сверхгладкой поверхностью.

1. Афанасьев А. М., Александров П. А., Имамов Р. М. Рентгенодифракционная диагностика субмикронных слоев. М., 1989.
2. Sasaki Y., Niigawa K. // Appl. Phys. A. 1990. V. 50. P. 397.
3. Tsuji K., Niigawa K. // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. P. 7189.
4. Дудчик Ю. И., Комаров Ф. Ф., Соловьев В. С., Тишков В. С. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 1. С. 57.
5. Баженова О. Б., Байдюк Т. В., Дудчик Ю. И. и др. // Там же. 1993. Т. 19. Вып. 2. С. 58.
6. Carniglia S. K., Mandel L., Drexhage K. H. // J. Opt. Soc. Amer. 1972. V. 62. P. 479.
7. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., 1972.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973.
9. Количественный электронно-зондовый микроанализ /Под ред. В. Скотта, Г. Лава, М., 1986.

Поступила в редакцию 13.02.95.