

Туннелирование рентгеновских фотонов через тонкую пленку в условиях полного внутреннего отражения

А. Г. Турьянский¹⁾, И. В. Пиршин

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 апреля 2005 г.

Экспериментально продемонстрировано туннелирование рентгеновских фотонов с длиной волны 0.154 и 0.139 нм через тонкую пленку в условиях полного внутреннего отражения (ПВО). Пленка NiSi₂ толщиной 13 нм наносилась магнетронным распылением на полированную подложку Si. Пучок с угловой расходимостью 20'' направлялся на границу раздела Si/NiSi₂ изнутри через боковую поверхность образца. Пик, обусловленный туннелированием фотонов из Si в воздух через пленку NiSi₂, наблюдался при углах скольжения $\theta_1 > 0.4\theta_c$, где θ_c – критический угол ПВО на границе раздела Si/NiSi₂. Интегральная интенсивность пиков туннелирования, измеренная при различных θ_1 , согласуется с расчетными данными.

PACS: 07.60.Nv, 07.85.Fv, 41.50.+h

Явление нарушенного полного внешнего отражения (НПВО) хорошо известно в оптике [1, 2]. Прохождение излучения через тонкий зазор с оптически менее плотной средой при формальном выполнении условия полного внутреннего отражения (ПВО) обычно рассматривают как туннелирование фотонов через оптический барьер. Эффективная глубина проникновения волны z_e при углах скольжения θ_1 , меньших критического угла ПВО θ_c , зависит также от длины волны падающего излучения λ и параметров отражающей среды. Поэтому НПВО в оптическом, а также в ИК-диапазоне спектра в настоящее время широко используется для исследования состава и структуры тонких слоев и границ раздела [3–5]. При переходе к жесткому рентгеновскому излучению с $\lambda \sim 0.1$ нм величина декремента показателя преломления $\delta = 1 - n$ (n – показатель преломления) для большинства материалов находится в пределах $10^{-6} \div 10^{-5}$. При указанных δ ПВО может наблюдаться только в очень узком угловом диапазоне, причем, согласно расчетным и экспериментальным данным [6], типичные величины z_e составляют 2–3 нм, что более чем на два порядка меньше типичных значений z_e в оптическом диапазоне.

В связи с этим прямое наблюдение НПВО в рентгеновском диапазоне представляет интерес как с принципиальной, так и с практической точки зрения. В настоящей работе показано, что эффект может быть зарегистрирован в лабораторных условиях, и приведены результаты измерения угловой зависимости интенсивности туннелирования рентгенов-

ских фотонов из кремния в воздух через тонкую пленку NiSi₂.

Подложкой являлся оптически полированный диск монокристалла Si. Пленка NiSi₂ наносилась методом магнетронного распыления. В результате взаимодействия с воздушной средой пленка частично окислялась. По данным рентгеновской рефлектометрии, толщина неокисленного слоя NiSi₂ составляла 12.8 нм. Из центральной части диска путем скрайбирования со стороны, противоположной пленке, и последующего надлома изготавливалась пластина шириной 1 см.

Измерения проводились с помощью рентгеновского рефлектометра, рентгенооптическая схема которого описана в [7]. В качестве источника излучения использовалась острофокусная рентгеновская трубка с медным анодом. Положение образца относительно падающего излучения показано на рис.1. Пучок с угловой расходимостью 20'' направлялся через боковую поверхность образца. Ребро боковой грани образца совмещалось с осью вращения рефлектометра. Таким образом, при малых поворотах плотность потока рентгеновского излучения, падающего на боковую грань, сохранялась постоянной. Угловая диаграмма интенсивности $I(\psi)$ прошедшего через образец излучения при фиксированных углах скольжения первичного пучка θ_1 измерялась путем сканирования приемной щелью шириной s , равной 30 или 100 мкм, которая помещалась на расстоянии 225 мм от оси рефлектометра. Угол отклонения ψ прошедшего через образец излучения отсчитывался от оси первичного пучка. Из проходящего через приемную щель излучения полупрозрачными монохроматорами выделя-

¹⁾e-mail: tour@mail1.lebedev.ru

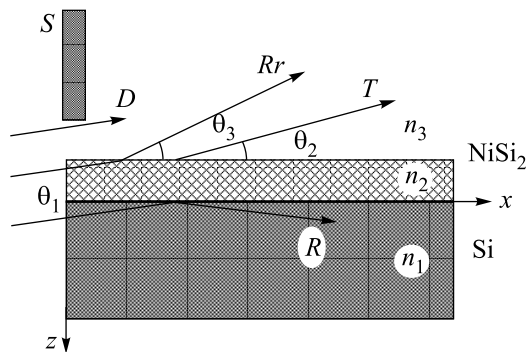


Рис.1. Схема прохождения излучения: S – защитный экран, D – прямой пучок, Rr – преломленный, R – зеркально отраженный, T – туннелирующий через NiSi_2 пучки; θ_1 , θ_2 , θ_3 – соответственно углы скольжения пучков D , T , Rr

лись спектральные линии CuK_α (0.154 нм) и CuK_β (0.139 нм). Угловой шаг сканирования и поток прямого излучения на линии CuK_α составляли соответственно $3.6''$ и 10^6 квант/с.

При указанной на рис.1 геометрии съемки часть пучка проходила между поглощающим экраном S и поверхностью образца и использовалась в качестве углового репера. Другая часть пучка проходила через боковую поверхность пленки и преломлялась на границе раздела NiSi_2 /воздух под углом скольжения θ_3 . Основная часть пучка, попадающая в подложку, поглощалась в Si . Границу раздела Si/NiSi_2 достигали преимущественно фотоны, длина пути которых в Si меньше средней длины пробега рентгеновских фотонов l_s . Для используемых линий CuK_α и CuK_β величины l_s равны соответственно 71 и 99 мкм. Согласно табличным данным [8], для $\lambda = 0.154$ нм величины $\delta(\text{Si})$ и $\delta(\text{NiSi}_2)$ составляют $7.57 \cdot 10^{-6}$ и $21.5 \cdot 10^{-6}$, то есть необходимое условие ПВО $1 - \delta(\text{Si}) > 1 - \delta(\text{NiSi}_2)$ на границе раздела Si/NiSi_2 выполняется. Таким образом, именно эта часть рентгеновского потока может туннелировать из Si в воздух через пленку NiSi_2 .

Условие прохождения волнового фронта без существенного искажения через боковую поверхность подложки может быть записано в виде

$$\Delta L(n_3 - n_1)/\lambda = \Delta L\delta(\text{Si})/\lambda \ll 1, \quad (1)$$

где ΔL – средняя высота выступов на поверхности скола. Подставляя табличную величину δ для Si при $\lambda = 0.154$ нм и выбирая для определенности левую часть неравенства не более 0.01, получаем $\Delta L < 0.2$ мкм. Указанное условие легко выполняется на сколах монокристалла вдоль плоскостей спайности в пределах участков, размер которых много больше диаметра 1-й френелевской зоны.

Результаты измерения угловых диаграмм интенсивности $I(\psi)$ прошедшего через образец излучения при фиксированных углах скольжения первичного пучка θ_1 представлены на рис.2. Резкое увеличение интенсивности при углах $\psi \rightarrow 0$ связано, как указывалось выше, с прохождением части прямого пучка над краем образца. Широкий пик справа на рис.2а, б, как и следует из представленной на рис.1 геометрии хода излучения, обусловлен рефракцией рентгеновского излучения, проходящего через торец слоя NiSi_2 . Соответствующие максимумы рефракции обозначены Rr_1 и Rr_2 . На диаграмме, измеренной на линии CuK_β , пик Rr_2 меньше величины уровня фонового сигнала, что обусловлено скачком фотопоглощения в Ni при $\lambda = 0.139$ нм. Поток туннелирования удастся измерить, начиная от угла скольжения $\theta_1 = 0.12^\circ$ (рис.2а). Пики туннелирования для двух длин волн на рис.2а, б обозначены T_1 , T_2 . При углах скольжения $\theta_1 > \theta_c$ (рис.2с) наблюдается только интенсивный пик преломленного излучения, проходящего из кремния в воздух через границы раздела $\text{Si}/\text{пленка}$, $\text{пленка}/\text{воздух}$.

На рис.3 представлены экспериментальная (кривая 1) и расчетная (кривая 2) угловые зависимости интегральной интенсивности Φ прошедшего через пленку рентгеновского излучения от угла скольжения θ_1 для $\lambda = 0.154$ нм. Значения функции Φ находились путем численного интегрирования кривой $I(\psi)$ в области пика туннелирования и вычитания фонового сигнала. Диапазон углов $\theta_1 < \theta_c \approx 0.31^\circ$ – область туннелирования.

Расчет угловой зависимости $\Phi(\theta_1)$ осуществлялся при следующих предположениях. Положим, что угловой расходимостью первичного пучка можно пренебречь, а линейная плотность потока рентгеновских фотонов p_0 , падающего на торец образца под углом скольжения θ_1 , постоянна. Ось z направлена нормально поверхности образца (см. рис.1) Тогда

$$\Phi(\theta_1) = |t_1|^2 \int_0^\infty p_0 \exp\left(-\frac{\mu(z)z}{\sin \theta_1}\right) dz, \quad (2)$$

где p_0 – линейная плотность падающего на образец рентгеновского потока, μ – линейный коэффициент поглощения излучения в подложке для выбранной длины волны. Энергетический коэффициент пропускания пленочной структуры $T = |t_1|^2$ рассчитывается из рекуррентных соотношений [9]

$$t_j = \frac{t_{j+1} t_j^F e^{i\kappa_2 d_j}}{1 + r_{j+1} r_j^F e^{2i\kappa_2 d_j}}, \quad (3)$$

$$r_j = \frac{r_j^F r_{j+1} e^{2i\kappa_{j+1} d_j}}{1 + r_{j+1} r_j^F e^{2i\kappa_{j+1} d_j}}. \quad (4)$$

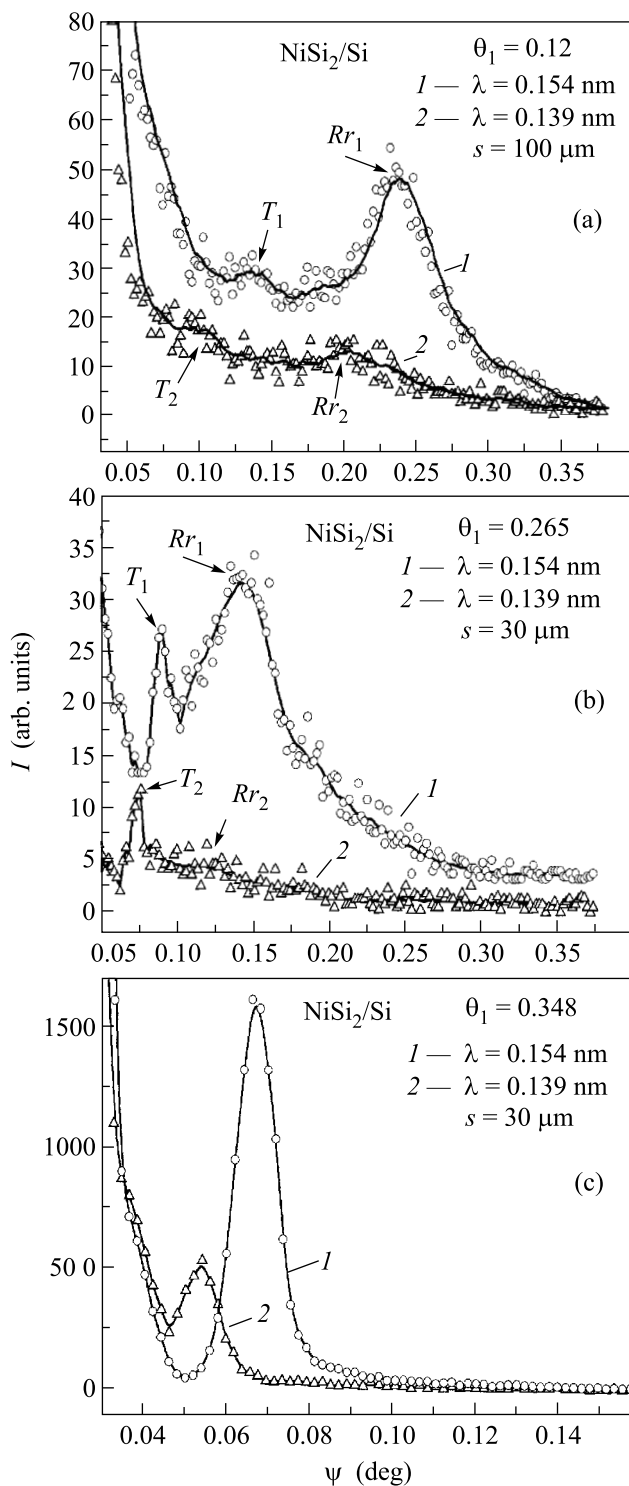


Рис.2. Угловые диаграммы интенсивности прошедшего через образец излучения при различных углах скольжения первичного пучка θ_1 ; (a) 0.12° ; (b) 0.265° ; (c) 0.348° ; 1 – линия $\text{CuK}\alpha$, 2 – $\text{CuK}\beta$; (a), (b) области туннелирования, (c) область преломления

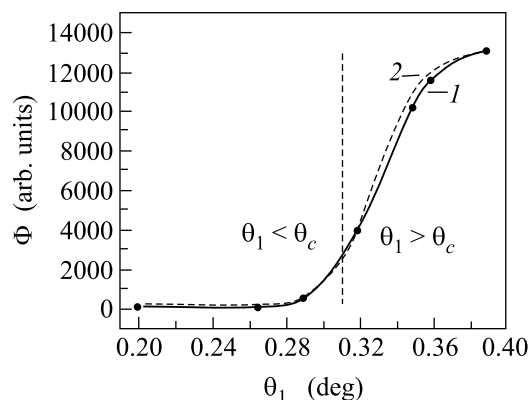


Рис.3. Экспериментальная (1) и расчетная (2) угловые зависимости интегральной интенсивности потока рентгеновских фотонов через внешнюю границу раздела: $\theta_1 < \theta_c$ – область туннелирования; $\theta_1 > \theta_c$ – область преломления

Здесь r_j, t_j – соответственно комплексные амплитудные коэффициенты отражения и пропускания структуры, r_j^F, t_j^F – амплитудные френелевские коэффициенты отражения и пропускания на границах раздела, $\kappa = 2\pi/\lambda(\epsilon_j - \sin^2 \varphi)^{1/2}$, где $\varphi = \pi/2 - \theta_1$ – угол падения на первую границу раздела, d_j – толщина слоя, ϵ_j – диэлектрическая проницаемость среды в j -ом слое.

Как видно из сравнения, экспериментальная и расчетная кривые достаточно хорошо совпадают. Представленный на рис.3 результат удается получить при выборе эффективной толщины пленки $D_f = 18.5$ нм, что свидетельствует о наличии окисного слоя. Это также подтверждается данными рентгеновской рефлектометрии. В области углов скольжения $\theta_1 < 0.7 \cdot \theta_c$ поток туннелирующих квантов менее 1% от величины преломленного потока при $\theta_1 \approx 1.1 \cdot \theta_c$. Условная граница между областями туннелирования и преломления показана на рис.3 пунктирной линией. Наличие протяженного переходного участка на кривой $\Phi(\theta_1)$ в области $\theta_1 \approx \theta_c$ объясняется влиянием мнимой части ϵ .

В заключение отметим, что для таких материалов как GaAs, Al_2O_3 , Si, плавленый кварц, которые наиболее часто используются в качестве подложек, при $\lambda = 0.154$ нм средняя длина пробега фотонов и, соответственно, эффективная ширина области туннелирования находятся в пределах $30 \div 140$ мкм. Это приблизительно на два порядка величины меньше характерного размера облучаемой области при измерениях методом рентгеновской рефлектометрии. Поэтому на практике предложенная в работе трансмитометрическая схема может быть использована для исследования краевых эффектов в технологии изго-

товления пленочных наноструктур и для контроля покрытий на неплоской поверхности с радиусом кривизны до $0.3 \div 0.5$ м.

Выражаем признательность Н. Н. Герасименко за предоставленные образцы. Работа выполнена при частичной поддержке по гранту Российского фонда фундаментальных исследований # 03-02-16976а.

1. C. Hirlimann, B. Thomas, and D. Boosé, *Europhysics Lett.* **69**, 48 (2005).
2. J. J. Carey, J. Zawadzka, D. A. Jaroszynski et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1431 (2000).
3. D. C. Beddows, B. C. Griffiths, O. Samek et al., *Appl. Opt.* **42**, 6006 (2003).
4. А. А. Голубцов, Н. Ф. Пилипецкий, А. Н. Сударкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **43**, 219 (1986).
5. Ю. И. Малахов, А. Л. Калабеков, Ю. Н. Королев, *Измер. техника* № 8, 40 (2002).
6. K. Sakurai, *X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances*, Eds. K. Tsuji, J. Injuk, and R. Van Grieken, John Wiley & Sons, Ltd, 2004.
7. А. Г. Турьянский, А. В. Виноградов, И. В. Пиршин, *ПТЭ* № 1, 105 (1999).
8. B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis, *X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $E = 50-30000$ eV, $Z = 1-92$* , *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **54**, 181 (1993).
9. П. Х. Бернинг, *Теория и методы расчета оптических свойств тонких пленок*, т. 1, М.: Мир, 1967.