

УДК 535-34:535.42:523.98

УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОПУСКАНИЯ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТРЕКОВЫМИ МЕМБРАНАМИ С КРУПНЫМИ ПОРАМИ

А. В. Митрофанов, Р. М. Фещенко

В работе представлены расчеты угловых зависимостей пропускания рентгеновского излучения в диапазоне 13.5–30.4 нм полимерными трековыми мембранами с непересекающимися сквозными цилиндрическими порами микронных размеров. Вычисления проводились методом решения 3D параболического волнового уравнения с помощью конечных разностей в мягкой рентгеновской области, когда сплошной материал на толщине мембран непрозрачен для излучения, но с возможным распространением его с некоторыми потерями в сквозных порах. Для мембраны толщиной 8.6 мкм и диаметром пор 1.5 мкм для идентичных сквозных каналов результаты расчетов угловых характеристик пропускания сравниваются с известными экспериментальными результатами. Интерес к исследованиям такого рода объектов вызван тенденцией к миниатюризации элементов рентгеновской оптики, используемой в лабораторных экспериментах, в солнечных рентгеновских радиометрах и в устройствах изображающей оптики мягкого рентгеновского диапазона.

Ключевые слова: рентгеновская оптика, солнечная астрономия, трековые мембраны, параболическое уравнение.

Введение. Полимерные трековые мембраны со сквозными порами микронных или субмикронных размеров [1, 2], или микроструктурированные неоднородные тонкоплёночные объекты на их основе сравнительно недавно стали использоваться в качестве

элементов оптики мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового диапазона ($1 < \lambda < 100$ нм) [3–7]. Основная функция этих объектов – это защита детектора излучения от интенсивной прямой и боковой фоновой засветки, как правило от длинноволнового излучения изучаемого объекта, например, Солнца или от аппаратных бликов в УФ, видимом и ИК диапазонах спектра. Трековые мембраны могут выполнять роль дифракционных фильтров солнечных рентгеновских радиометров [3], фильтров в изображающей оптике мягкого рентгеновского диапазона, высокопрочных опорных подложек для тонкопленочных рентгеновских фильтров, миниатюрных радиаторов для сброса тепла в вакууме, коллиматоров и т. д. [4–7]. Фильтры, изготовленные из полимерных трековых мембран, имеют по сравнению с тонкопленочными рентгеновскими фильтрами улучшенные оптические, механические и тепловые характеристики, что позволяет использовать их в аппаратуре в условиях орбитального полета [7]. В силу своей геометрии трековые мембраны – это материал, оптические характеристики которого зависят от угла падения излучения на образец (*angular sensitive material*). Цель данной работы – численно рассчитать угловые зависимости пропускания рентгеновского излучения цилиндрическими микроканалами заданных размеров в полимерной пленке и исследовать угловые характеристики пропускания дубликатов полётных образцов трековых мембран в мягкой рентгеновской области спектра на некоторых из рабочих длин волн рентгеновского солнечного телескопа [7].

Следует отметить, что коллимирующие свойства трековых мембран из полиэтилентерефталата в ультрафиолетовом диапазоне $100 < \lambda < 200$ нм рассматривались ранее в работе [8].

В экспериментах с рентгеновским излучением трековые мембраны обычно использовались в схемах со слаборасходящимися падающими пучками, будь это приборы типа солнечного радиометра или длиннофокусные телескопы. Однако из-за сравнительно крутой угловой зависимости спектральных коэффициентов пропускания излучения длинными и узкими порами мембран этот вопрос нуждается в более детальном исследовании, в случае если необходимо согласование углового отклика детектора с фильтром или с угловыми характеристиками источника излучения и с входной оптикой прибора (в схемах с зеркалами). В данной работе мы рассматривали модельный объект – пустотелую одиночную цилиндрическую пору диаметром $D = 1.5$ мкм и длиной $L = 8.6$ мкм в полимерной пленке из ПЭТФ (полиэтилентерефталата, майлара). Ориентация оси поры выбрана нормальной к плоскости образца (рис. 1). Именно такие поры были в трековой

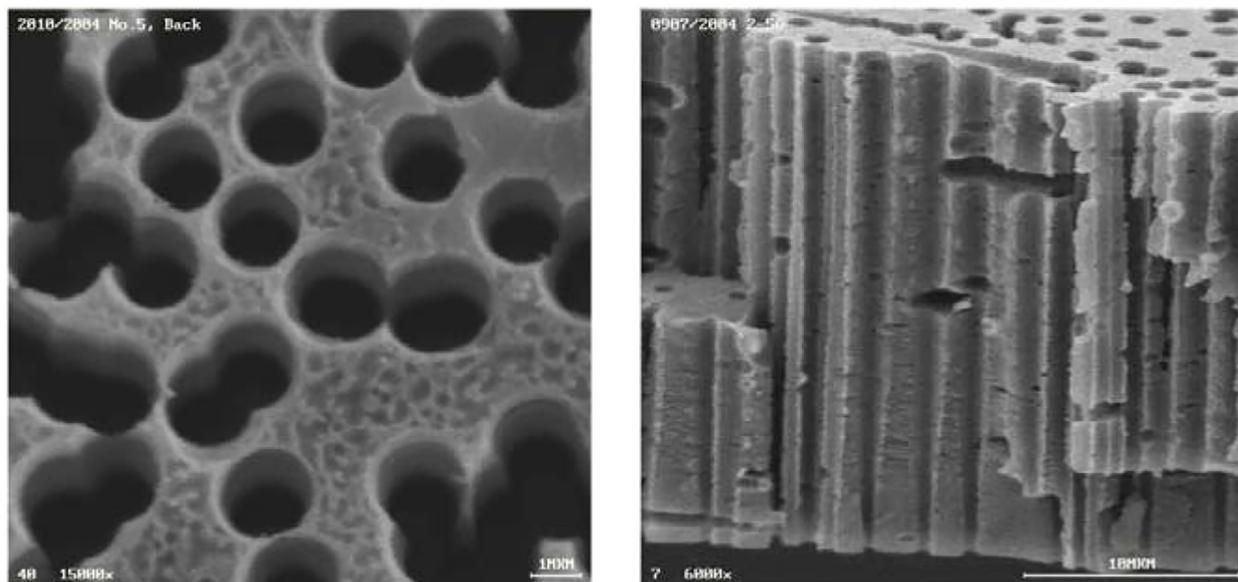


Рис. 1: Электронная микрофотография поверхности трековой мембраны – основы фильтров детекторов телескопа СПИРИТ солнечной станции КОРОНАС-Ф (2001 – 2005 г.г.) [7]. Плотность пор $1.4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ (слева). Микрофотография скола трековой мембраны из ПЭТФ с порами, отличающимися от идеальных цилиндров (справа). Снимки любезно предоставлены О. Л. Ореловичем, г. Дубна.

мембране, которая использовалась как подложка в фильтрах детекторов рентгеновского телескопа [7].

Диапазон длин волн мягкого рентгеновского излучения, который рассматривается в данной работе, перекрывает рабочие спектральные линии аппаратуры солнечных телескопов, предназначенных для исследований корональной плазмы в линиях Fe IX – Fe XI и линии He II 30.4 нм [7].

Оптические свойства трековых мембран (спектры пропускания, угловые характеристики и т. д.) определяются оптическими постоянными полимера, размерами пор, их формой и ориентацией каналов пор в мембране. Поскольку при транспорте через поры излучение взаимодействует со стенками каналов, большую роль в этой задаче может играть микрорельеф поверхности стенок пор. Ключевые угловые параметры, от соотношения которых зависит структура поля в каналах пор и вид кривых решения задачи (угловые зависимости спектров пропускания) – это следующие: угловой размер поры D/L или ее калибр (для цилиндрической поры), дифракционный угол λ/D , критический угол полного внешнего отражения $\theta_c = \sqrt{2\delta(\lambda)}$, где $\delta(\lambda)$ – малая добавка со знаком

минус к единице – действительной части показателя преломления (см. далее). Режим распространения излучения в микроотверстии соответствует волновым параметрам (обратным числам Френеля) $\lambda L/D^2$, равным в рассматриваемом спектральном диапазоне около 0.1 – 0.05. Для выбранной поры и в области вблизи её границ это режим ближнего поля [6].

Численное моделирование цилиндрического волновода. Прохождение мягкого рентгеновского излучения с длинами волн 17.06 и 30.4 нм через цилиндрическую сквозную пору в мембране из ПЭТФ изучалось с использованием трёхмерного параболического волнового уравнения вида

$$2ik \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - k^2(\varepsilon(x, y) - 1)u, \quad (1)$$

где u – амплитуда поля, (x, y, z) – декартовы координаты, $\varepsilon(x, y) = n^2 = 1 - 2\delta + 2i\beta$ – комплексная диэлектрическая проницаемость полиэтилентерефталата, $k = 2\pi/\lambda$ (λ – длина волны) – волновое число и n – показатель преломления. Оптические константы полимера δ и β взяты из источника [9]. Методы расчета, использованные в настоящей статье, это дальнейшее развитие результатов статьи [10], где применялось 2D параболическое уравнение. Переход к 3D параболическому уравнению (1) позволяет в частности описать прохождение через цилиндрические поры излучения, падающего под ненулевым углом к нормали к поверхности плёнки. В качестве граничного условия для (1) использовалось так называемое точное прозрачное граничное условие [11].

Также, как и в [10], уравнение (1) решалось с использованием трёхмерной конечно-разностной схемы Кранка–Николсона в прямоугольной вычислительной области, на границе которой амплитуда поля считалась удовлетворяющей упомянутому выше точному прозрачному граничному условию. Образец с порой освещался плоской волной, падающей под углом θ (в плоскости (y, z)), изменяющимся в пределах от 0 до 0.3 радиан. Более детальное описание использованных численных методов и прозрачных граничных условий может быть найдено в работе [11].

Однако в методику работы [11] были внесены следующие изменения: (i) вместо простой дискретизации непрерывного одномерного условия Баскакова–Попова было использовано полностью дискретное одномерное прозрачное граничное условие из работы [12], полученное непосредственно из применяемой конечно-разностной схемы, что значительно улучшает устойчивость численного решения и его точность; (ii) также для ускорения вычислений вместо прямого обращения разреженной матрицы большого размера использовался метод расщепления двумерного оператора Лапласа в правой части

(1). Вычисления проводились с помощью специально созданного для этой цели программного кода в среде Matlab.

Прямоугольная вычислительная область выбиралась на 20% большей по размеру, чем диаметр поры: 1800×1800 нм. При этом шаги по поперечным координатам (x, y) и продольной координате z были 4 нм и 10 нм, соответственно. Коэффициент прохождения T через пору рассчитывался как отношение полного потока излучения, прошедшего через всю квадратную вычислительную область на последнем шаге моделирования, к потоку излучения, падающему на входное отверстие поры. Для ряда случаев границы стенок поры с вакуумом считались не резкими, а имеющими некоторое размытие, описываемое гауссовой функцией ошибок с толщиной переходного слоя $h = 0, 42$ или 61 нм. Такое размытие позволяет феноменологически описать влияние микроскопической шероховатости поверхности стенок на коэффициент прохождения излучения через пору. Выбор конкретных значений h был сделан с помощью простого перебора различных значений толщины размытия.

Пример расчетов полей для длины волны 30.4 нм при толщине размытия стенок поры, равной 42 нм, и при трех различных углах падения θ , показан на рис. 2. Заметно частичное каналирование излучения в поре, а также отражение от стенок и интерференция падающей и отраженных волн (при всех углах скольжения).

Рассчитанные для длин волн 17.06 нм и 30.4 нм и экспериментально измеренные (для тех же длин волн плюс для сравнения для длины волны 58 нм) коэффициенты прохождения T через пору, показаны на рис. 3 как функции угла падения θ . Также приводятся результаты расчёта по формуле

$$T = \frac{1}{\pi} \left[2 \sin^{-1} \sqrt{1 - \left(\frac{L}{D} \tan \theta \right)^2} - \frac{2L}{D} |\tan \theta| \sqrt{1 - \left(\frac{L}{D} \tan \theta \right)^2} \right], \quad (2)$$

соответствующей геометрическому приближению для поры с неотражающими стенками. Экспериментальные значения (exp) были нормированы на 1 при $\theta = 0$.

Из рис. 3 видно, что по расчётам пора с идеальными стенками обладает значительным пропусканием излучения на больших углах наклона вплоть до критических углов для соответствующих длин волн. Измеренные же значения коэффициентов пропускания трековых мембран хорошо описываются простой геометрической формулой (2). Также видно, что на длине волны 17.06 нм наблюдается хорошее соответствие между результатами численных расчётов и измерений, если добавить в модель некоторое размытие диэлектрической проницаемости на стенках поры, равное по толщине 42 нм.

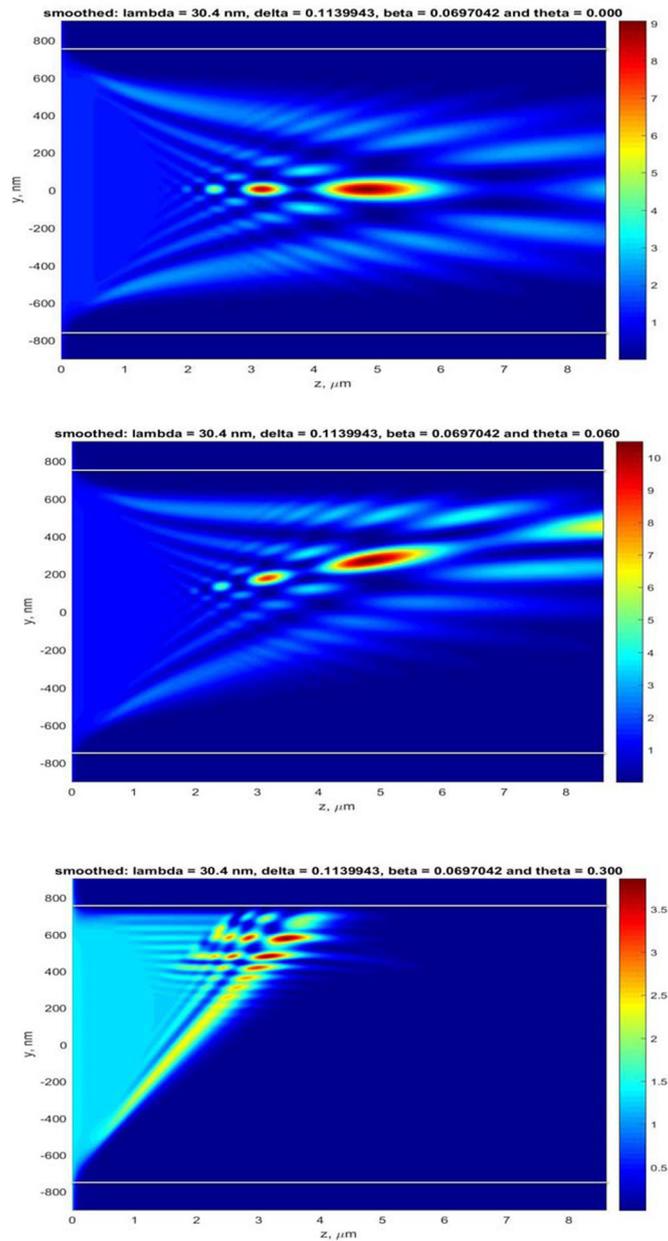


Рис. 2: Результаты моделирования распространения рентгеновского излучения с длиной волны 30.4 нм в поре с гладкими стенками при (сверху вниз) нормальном падении на пленку, угле падения 0.06 рад и при угле падения 0.3 радиана. Показаны распределения квадрата модуля амплитуды поля $|u|^2$ в плоскости (y, z) в линейном масштабе. Цветовая шкала показана справа от рисунков. Белые горизонтальные линии – это границы стенок поры диаметром 1.5 мкм и длиной 8.6 мкм.

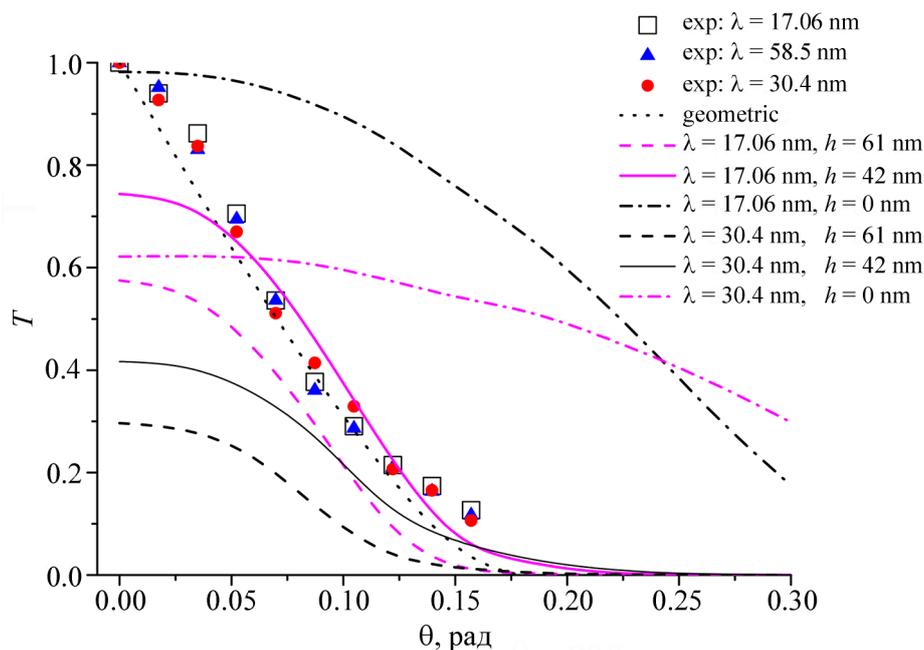


Рис. 3: Рассчитанные и измеренные (exp, [6]) коэффициенты прохождения через пору в плёнке ПЭТФ как функции угла падения излучения на пленку для различных длин волн. Различными линиями показаны результаты для разных толщин h переходного слоя.

Для длины волны 30.4 нм та же толщина размытия приводит к заниженному значению коэффициента прохождения. Последнее может объясняться ограничениями выбранной модели переходного слоя, которая является достаточно грубой.

Заключение. В работе проведено сравнение результатов расчетов угловых коэффициентов прохождения через цилиндрическую пору в ПЭТФ плёнке, выполненных с использованием 3D параболического уравнения, с результатами измерений [6] для двух длин волн, лежащих в мягком рентгеновском диапазоне. Отмечается влияние на вид угловых кривых пропускания рельефа стенок поры. Выявлено совпадение результатов при специально подобранной толщине переходного слоя на длине волны 17.06 нм. Этот факт позволяет надеяться, что решение 3D параболического уравнения с помощью конечно-разностных схем может найти полезные применения для расчетов характеристик тонкоплёночных коллиматоров рентгеновского излучения, изготовленных на основе трековых мембран со сквозными порами и разными особенностями микрорельефа стенок пор, включая полимерные образцы из поликарбонатных и полиимидных трековых мембран, имеющих, как известно, поры с гладкими стенками.

За полезные обсуждения авторы благодарны П. Ю. Апелю, В. А. Бушуеву и А. В. Попову.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г. Н. Флёрв, В. С. Барашенков, УФН **114**(2), 351 (1974). DOI: 10.1070/PU1975v017n05ABEH004371.
- [2] П. Ю. Апель, С. Н. Дмитриев, *Трековые мембраны*. В кн. *Мембраны и мембранные технологии*. Ярославцев А. Б. (ред.), с. 117-160 (М., Научный мир, 2013).
- [3] M. Dominique, A. V. Mitrofanov, J. F. Hochedez, et al., Applied optics **48**(5), 834 (2009). DOI: 10.1364/AO.48.000834.
- [4] А. В. Митрофанов, Квантовая электроника **48**(2), 105 (2018). DOI: 10.1070/QEL16540.
- [5] A. V. Mitrofanov, P. Yu. Apel, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **245**(1), 332 (2006). DOI: 10.1134/S1063784206090209.
- [6] А. В. Митрофанов, П. Ю. Апель, Известия РАН. Сер. Физ. **73**(1), 61 (2009). DOI: 10.3103/S106287380901016X.
- [7] *Солнечно-земная физика: Результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф*. Под ред. В. Д. Кузнецова (М., Физматлит, 2009), с. 73.
- [8] А. В. Митрофанов, ПТЭ, № 4, 159 (1984).
- [9] X-Ray Interactions with Matter, 2010. URL: www.cxro.lbl.gov/optical_constants/.
- [10] А. В. Митрофанов, А. В. Попов, Д. В. Прокопович, Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии **12**(2), 173 (2020). DOI: 10.17725/rensit.2020.12.173 [in Russian].
- [11] R. M. Feshchenko, A. V. Popov, JOSA A **28**(3), 373 (2011). DOI: 10.1364/JOSAA.28.000373.
- [12] R. M. Feshchenko, A. V. Popov, Physical Review E **104**(2), 025306 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevE.104.025306.

Поступила в редакцию 18 апреля 2022 г.

После доработки 27 апреля 2022 г.

Принята к публикации 28 апреля 2022 г.