

СЕКЦИЯ 2

НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И ФОРМИРОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК. МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ. ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Технология формирования рентгеновских наноразмерных малорасходящихся пучков

В.К. Егоров, **Е.В. Егоров, М.С. **Афанасьев*

**Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, 142432 Черноголовка, Мос. обл.,
Россия*

***Институт Радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия*

****Финансовый университет при правительстве РФ, Москва, Россия*

E-mail: egorov@iptm.ru

Кратко обсуждаются особенности плоского рентгеновского волновода-резонатора, способного формировать рентгеновские пучки наноразмерного сечения. Дана характеристика одной из разновидностей этого устройства, позволяющей уменьшать угловую расходимость формируемых рентгеновских пучков без снижения его интегральной интенсивности.

Technology of formation of X-ray nanosize low divergence beams. V.K. Egorov, E.V. Egorov, M.S. Afanas'ev. The planar X-ray waveguide-resonator properties are discussed. Main attention is devoted to description of its ability to form of X-ray nanobeams. Specific variety of this device allows to decrease the emergent beam angular divergence without its integral intensity attenuation.

Одной из важнейших задач нанотехнологии и nanoиндустрии является разработка различных аспектов нанозондовой техники. Наблюдаются значительные успехи в развитии силовой микроскопии, а также электронных и ионных пучковых методов нанодиагностики различных свойств материалов. В последнее время появилась возможность зондирования нанообъектов с помощью рентгеновских методов исследований вследствие разработки новых устройств рентгеновской нанофотоники – плоских рентгеновских волноводов-резонаторов, функционирующих на базе механизма волноводно-резонансного распространения потоков квазимонохроматического (характеристического) рентгеновского излучения [1].

Идея создания таких резонаторов возникла после публикации материалов об особенностях формирования потоков рентгеновского излучения с помощью бесщелевых коллиматоров [2,4] и непосредственной регистрации интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в условиях полного внешнего отражения (ПВО) потока квазимонохроматического рентгеновского излучения на плоской материальной границе раздела [5]. Концепция интерференционного поля стоячей рентгеновской волны, введенная в обиход профессором Лауэ для обоснования объяснения эффекта Бормана [6], позволила найти логичную альтернативную интерпретацию функционирования бесщелевых рентгеновских коллиматоров и инициировала систематические исследования зависимости параметров рентгеновских пучков, формируемых плоскими протяженными щелевыми зазорами, от ширины этих зазоров [7]. В итоге появилась парадигма ранее неизвестного механизма распространения потоков квазимонохроматического рентгеновского излучения – механизма волноводно-резонансного распространения, характерного для наноразмерных щелевых зазоров. Устройство, функционирующее на основе данного механизма, было названо плоским рентгеновским волноводом-резонатором. Несмотря на то, что в мире этим направлением исследований пока никто так и не заинтересовался, мы продолжаем активно работать в этой области рентгеновской нанофотоники, хотя попытки формирования наноразмерных рентгеновских пучков в рамках других парадигм имеют место [8].

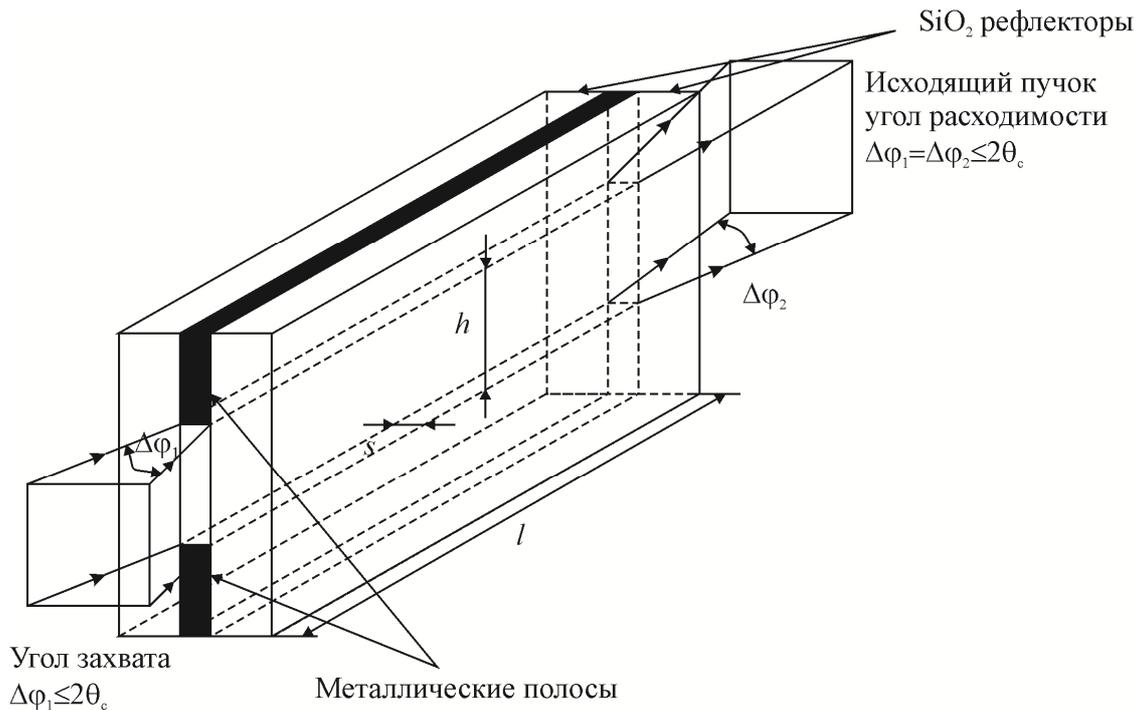


Рис. 1. Конструкция простейшего плоского рентгеновского волновода-резонатора. θ_c – критический угол, $\Delta\varphi_1$ – угол захвата излучения, $\Delta\varphi_2$ – угол расходимости, h , s – высота и ширина щели, l – длина волновода-резонатора.

Изучение особенностей простейшего плоского рентгеновского волновода-резонатора (рис. 1) показало, что он захватывает квазимонохроматическое излучение в угловом интервале, не превышающем удвоенного значения критического угла ПВО для материалов рефлекторов, образующих резонатор. Далее транспортирует его через щелевой зазор практически без ослабления и формирует выходной поток с угловой расходимостью, соответствующей углу захвата излучения. Концепция, позволившая построить модель волноводно-резонансного распространения потоков рентгеновского квазимонохроматического излучения, основана на гипотезе возникновения однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны, которая коренным образом отличается от идеи модели распространения рентгеновских потоков в результате их многократного полного отражения в плоском протяженном щелевом зазоре. При попадании в широкий протяженный щелевой зазор этот поток испытывает многократное полное отражение с образованием множества локальных интерференционных областей стоячей рентгеновской волны (рис. 2а). Продольный размер этих областей определяется половиной длины когерентности (L) транспортируемого излучения [9]:

$$c = L/2 = \frac{\lambda_0^2}{2\Delta\lambda_0}, \quad (1)$$

где λ_0 – средняя длина волны, $\Delta\lambda_0$ – степень монохроматичности транспортируемого излучения. Поперечный размер этих области для условий ПВО примерно соответствует продольному размеру [10]. Поскольку интерференционное поле возбуждается не только над отражающими границами раздела рефлекторов, но и в их объеме, для прохождения потока с относительно минимальным ослаблением необходима сфазированность последовательных отражений. При отсутствии сфазированности интенсивность формируемого потока резко падает вследствие необходимости при каждом последующем отражении перевозбуждать рефлекторные объемы. Ситуация коренным образом меняется, если расстояние между рефлекторами становится меньше половины длины когерентности (рис. 2б). В этом случае локальные интерференционные области стоячей рентгеновской волны сливаются, образуя однородное интерференционное поле во всем пространстве щелевого зазора. Поток излучения, захваченный под любым углом (меньше критического угла ПВО), будет находиться в условиях

сфазированного отражения и практически не будет ослабляться. Будет реализовываться так называемое условие радиационной сверхтекучести.

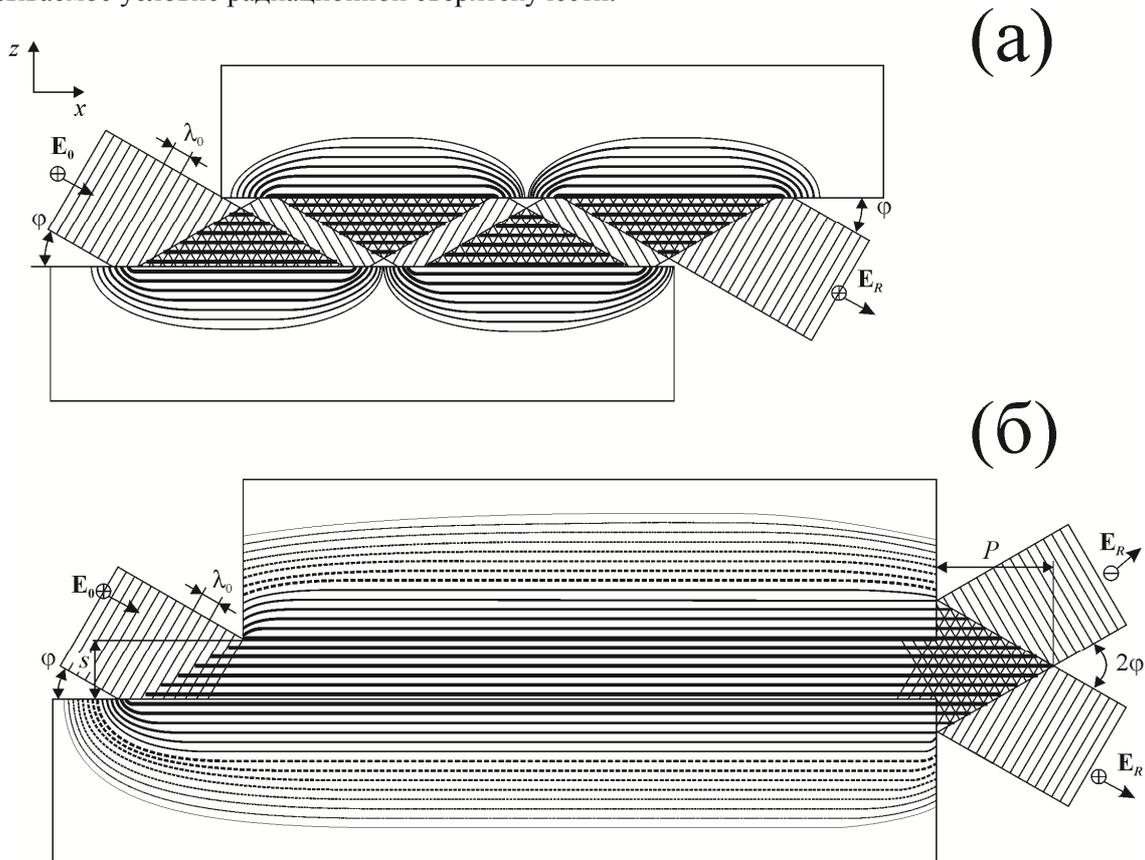


Рис. 2. Модельные представления, характеризующие транспортировку потока квазимонохроматического рентгеновского излучения плоским протяженным щелевым зазором шириной $S > \lambda_0^2/2\Delta\lambda_0$, в соответствии с механизмом многократного полного внешнего отражения (а) и плоским протяженным щелевым зазором шириной $S < \lambda_0^2/2\Delta\lambda_0$ в соответствии с механизмом волноводно-резонансного распространения радиации (б). $P = \lambda_0^3/8\Delta\lambda_0^2$ – величина выпучивания однородного интерференционного поля стоячей рентгеновской волны из щелевого зазора в условиях волноводно-резонансного распространения потока. φ – угол падения пучка, λ_0 – длина волны, s – ширина щели, P – величина выступа интерференционной волны.

Другой важной особенностью плоского рентгеновского волновода-резонатора является возможность формировать рентгеновские пучки нитевидной формы наноразмерной ширины, поскольку длины когерентности характеристических излучений, генерируемых лабораторными источниками, соответствуют наноразмерным величинам [11]. Например, длина когерентности излучения $\text{CuK}\alpha$ составляет 430 нм, а $\text{MoK}\alpha$ – 220 нм. Экспериментальные исследования показали, что щелевые зазоры шириной менее половины длины когерентности, образованные диэлектрическими материалами, действительно формируют наноразмерные рентгеновские пучки, которые характеризуются радиационной плотностью, на три–четыре порядка превосходящей плотность рентгеновских пучков, сформированных системами обрезавших щелей [12]. Этот факт оказался крайне полезным в практическом отношении при модификации рентгенофлуоресцентных спектрометров ПВО. Применение волноводно-резонансных формирователей для рентгенофлуоресцентной спектрометрии в области ПВО позволило более чем на порядок понизить пределы обнаружения примесей при диагностике материалов для диагностики элементного состава.

В то же время плоский рентгеновский волновод-резонатор простейшей конструкции имеет один существенный недостаток. Формируемый им пучок квазимонохроматического рентгеновского излучения характеризуется угловой расходимостью, близкой к 0.1 град.

Кажущаяся незначительность этой величины в то же время приводит к тому, что на расстоянии несколько сантиметров от выходного среза резонатора формируемый им поток теряет свои главные достоинства – наноразмерность и повышенную радиационную плотность. Поэтому важнейшей задачей рентгеновской волноводно-резонансной методологии был поиск конструктивных решений, которые могли бы обеспечить снижение угловой расходимости потока при сохранении его интегральной интенсивности. К настоящему времени предложены два решения этой задачи, проиллюстрированные на рис. 3.

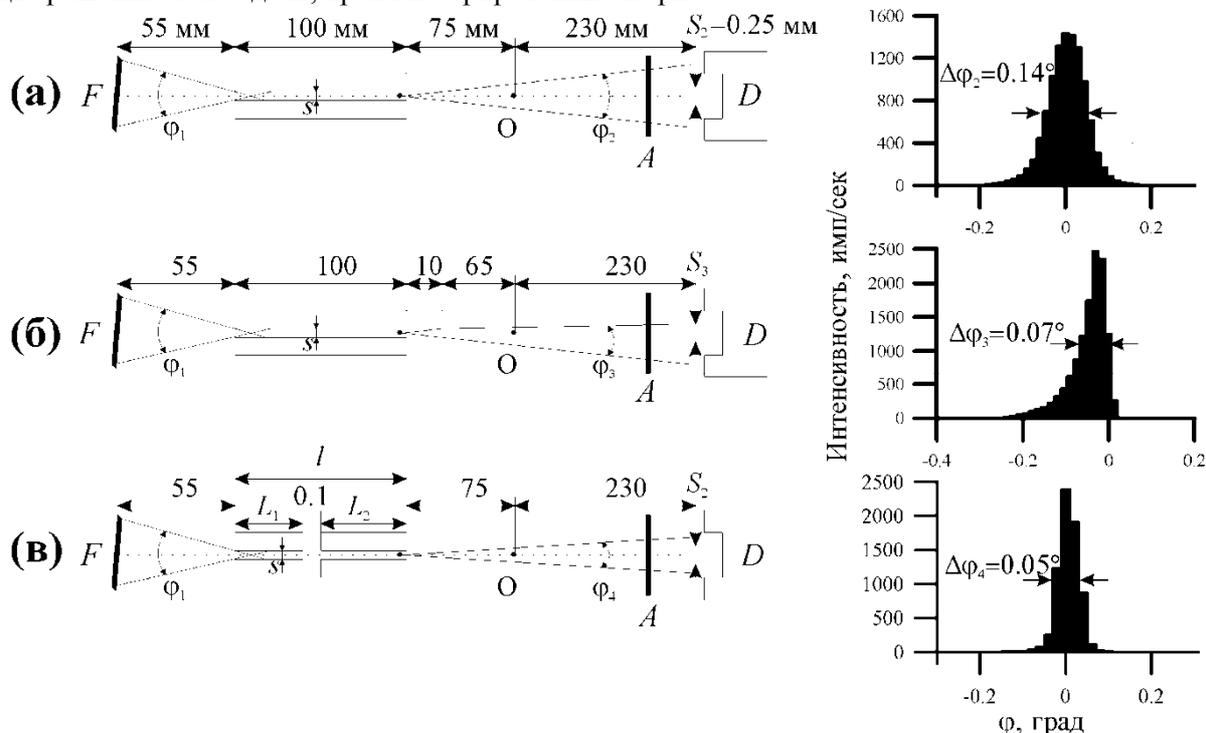


Рис. 3. Схемы формирования потоков квазимонохроматического рентгеновского излучения с помощью кварцевого плоского рентгеновского волновода-резонатора простейшей конструкции (а), волновода-резонатора, построенного на базе разноразмерных рефлекторов (б) и составного волновода-резонатора (в), а также соответствующие пространственные распределения интенсивности излучения CuK_α в потоках, сформированных этими устройствами. Распределения зарегистрированы в условиях работы источника БСВ-24 (Cu) $U = 20$ кэВ, $J = 10$ мА. Коэффициент поглощения фильтра А $K = 50$. Ширина щелей волноводно-резонансных устройств $s = 40$ нм. S_2, S_3 – ширина щели детектора, ϕ_1 – угол захвата излучения, ϕ_2, ϕ_3, ϕ_4 – угол расходимости, L_1, L_2 – длины волноводов-резонаторов, составляющие составной волновод-резонатор, l – длина составного волновода-резонатора.

Наиболее простым способом решения стала идея построения плоского рентгеновского волновода-резонатора при использовании рефлекторов разного размера. На рис. 3б показано, что волновод-резонатор, построенный на базе разновеликих рефлекторов, действительно, почти вдвое, в сравнении с простейшим резонатором, уменьшает угловую расходимость формируемого рентгеновского пучка. В то же время пространственное распределение интенсивности в нем отклоняется от распределения Гаусса. Другой подход к решению этой задачи выразился в разработке конструкции составного волновода-резонатора – двух последовательно установленных и съюстированных относительно друг друга волноводно-резонаторов простейшей конструкции (рис. 3в). Опыт показал, что для сохранения интегральной интенсивности рентгеновского потока расстояние между последовательно установленными резонаторами не должно превышать величину:

$$\ell = \frac{\lambda_0^3}{8\Delta\lambda_0^2}, \quad (2)$$

где λ_0 – средняя длина волны транспортируемого излучения, а $\Delta\lambda_0$ – степень его монохроматичности. Было установлено, что уменьшение угловой расходимости формируемого составным волноводом-резонатором рентгеновского потока сопровождается ухудшением его монохроматичности [13]. В соответствии с разработанной моделью связь между этими параметрами подчиняется выражению:

$$\delta\lambda = \varphi_1\lambda_0(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (3)$$

где φ_1 – угол захвата радиации входным срезом составного резонатора, а φ_2 – угол расходимости формируемого потока. Таким образом, за уменьшение угловой расходимости

$$\Delta\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (4)$$

приходится “платить” ухудшением монохроматичности пучка. В итоге его степень монохроматичности будет определяться выражением:

$$\Delta\lambda_2 = \Delta\lambda_0 + \varphi_1\lambda_0\Delta\varphi. \quad (5)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены экспериментальные данные, описывающие некоторые особенности функционирования простейшего и составного плоского рентгеновского волновода-резонатора, а так же основные положения модели работы составного резонатора. Ухудшение монохроматичности потока, формируемого этим резонатором, не является препятствием для его применения для рентгенофлуоресцентного анализа, но имеет ограничения при его использовании для дифрактометрии.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 007-00220-18-00 и при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (Программа повышения конкурентоспособности РУДН “5-100” среди ведущих мировых научно-образовательных центров на 2016–2020 гг).

Литература

1. Egorov V.K., Egorov E.V. // Thin Solid Films. 2001. V. 398–399. P. 405.
2. Мингазин Т.А., Зеленов В.И., Лейкин В.Н. // Приборы и техника эксперимента. 1981. № 1. С. 229.
3. Лейкин В.Н., Мингазин Т.А., Зеленов В.И. // Приборы и техника эксперимента. 1981. № 3. С. 208.
4. Лейкин В.Н., Мингазин Т.А., Зеленов В.И. // Приборы и техника эксперимента. 1984. № 6. С. 33.
5. Bedzyk M., Bommarito G., Schildkraut J. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 69. P. 1376.
6. Laue M. Rontgenstrahlinterferenzen. Berlin: Acad. Verlag-Ges., 1960. 540 p.
7. Егоров В.К., Егоров Е.В. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2005. № 12. С. 24.
8. Gio T. X-ray nanochemistry, concept and development. Cham: Springer, 2018. 513 p.
9. Egorov V.K., Egorov E.V. // Proceed. MRS. 2002. V. 716. P. 189.
10. Egorov V.K., Egorov E.V. // X-Ray Spectrometry. 2007. V. 36. P. 381.
11. Миркин Л.И. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. М.: ГИФМЛ, 1961. 863 стр.
12. Egorov V.K., Egorov E.V. // Trends in Appl. Spectrometry. 2010. V. 8. P. 67.
13. Егоров В.К., Егоров Е.В. // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 6. С. 534.