

07

© 1991

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОПУСКАНИЯ
МНОГОСЛОЙНЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ РЕНТГЕНОВОДОВЮ.И. Д у д ч и к, Ф.Ф. К о м а р о в,
М.А. К у м а х о в, Д.Г. Л о б о ц к и й,
В.С. С о л о в ь е в, В.С. Т и ш к о в

В работе [1] было показано, что структуры, состоящие из чередующихся слоев „легкого” и „тяжелого” материала, могут пропускать рентгеновское и гамма-излучение как волноводы в направлениях, параллельных границе раздела слоев. Исходя из этого, в [2, 3] было предложено использовать такие структуры в качестве мишеней для генерации узкоколлимированных пучков рентгеновского излучения. Мишень напылялась на гладкую подложку и располагалась перпендикулярно пучку электронов. Слои „тяжелого” материала играют роль тормозной мишени и образуют стенки рентгеновода. Их толщина по порядку величины совпадает с глубиной, на которую проникают фотоны в материал этого слоя при полном внешнем отражении. Излучение распространяется в слоях из легкого материала, минимальная толщина которых определяется из условия отсечки для нулевой моды поперечной составляющей поля и составляет величину ~ 10 нм. Основное преимущество предложенного в [2, 3] излучателя по сравнению с известными микрофокусными трубками состоит в том, что для получения узкоколлимированных пучков рентгеновского излучения с линейчатым микрофокусом используются электронные пучки с большой площадью поперечного сечения, радиус которого по порядку величины совпадает со средней длиной пробега фотонов в „легком” материале.

Для практического использования многослойных структур как мишеней в анодном узле рентгеновского излучателя необходимо знать интенсивность выхода рентгеновского излучения из мишени под углами, меньшими критического угла полного внешнего отражения, а также то, как затухает излучение в тонкопленочных рентгеноводах при распространении под малыми углами к границе раздела слоев. Если первая проблема исследовалась в работе [4], то вторая, по-видимому, ранее не рассматривалась из-за отсутствия практического интереса к таким структурам.

В настоящем сообщении приведены результаты исследований по возбуждению рентгеновских волноводных мод в тонкопленочных рентгеноводах.

Методика эксперимента состояла в следующем. Рентгеновское излучение возбуждалось в кремниевой тормозной мишени пучком электронов с энергией 100 кэВ и направлялось на торцевую часть

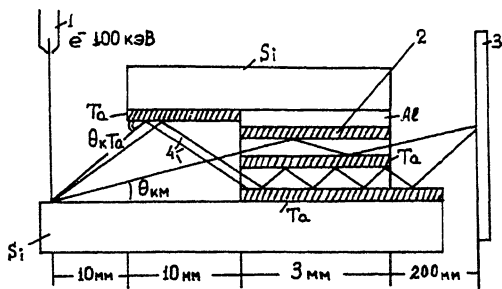


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 - электронная пушка, 2 - многослойная структура на кремниевой подложке, 3 - фотопленка, 4 - траектории рентгеновских лучей.

250-слойного тонкопленочного рентгеновода, состоящего из чередующихся слоев тантала и алюминия. Измерялось угловое распределение фотонов, прошедших через рентгеновод.

Для возбуждения волноводных мод в многослойных структурах может быть использована традиционная схема торцевого сопряжения источника излучения и рентгеновода. Однако учитывая то, что поперечный размер рентгеновода, даже при достаточно большом числе слоев, не превышает величину 10-20 мкм, расположение рентгеновского излучателя так, чтобы его микрофокус находился в плоскости, совпадающей с границей раздела слоев, представляет достаточно сложную проблему. Поэтому в настоящей работе тормозная мишень располагалась на подложке многослойного волновода.

Схема установки показана на рис. 1. Сформированная на кремниевой подложке методом ионно-плазменного распыления многослойная структура, состоящая из чередующихся слоев тантала и алюминия, размещалась в камере электронографа. Толщина слоев тантала 30 нм, алюминия - 60 нм, число слоев - 250, длина структуры - 3 мм. Роль тормозной мишени играла сама кремниевая подложка структуры. Мишень располагалась перпендикулярно пучку электронов, как это показано на рис. 1. Размер пятна электронного луча на подложке составлял $\sim 1 \times 1 \text{ мм}^2$. Между мишенью и многослойной структурой располагалась кремниевая пластинка, на одну из сторон которой был нанесен слой тантала толщиной $\sim 100 \text{ нм}$. Пластинка поглощала излучение, выходящее из мишени под углами большими, чем критический угол полного внешнего отражения от поверхности тантала - $\theta_{кТа}$, и отражала при углах скольжения меньших, чем $\theta_{кТа}$. Слой тантала был нанесен на подложку многослойки за мишенью, как это показано на рис. 1. Регистрация рентгеновского излучения осуществлялась фотопленкой, которая была расположена на расстоянии $\sim 200 \text{ мм}$ от конца структуры. Измерялась плотность почернения фотопленки. Время экспозиции составляло 60 мин при токе пучка 100 мкА.

В результате проведенных экспериментов на фотопленке была обнаружена узкая полоса почернения, ширина которой составляла

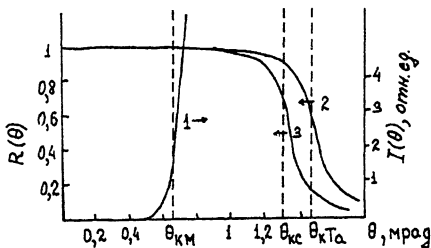


Рис. 2. Угловые зависимости интенсивности выхода $I(\theta)$ тормозных фотонов с энергией 50 кэВ из кремниевой мишени (кривая 1) и коэффициента отражения $R(\theta)$ фотонов с энергией 50 кэВ поверхностью тантала (кривая 2) и границей раздела алюминий-тантал (кривая 3).

150 мкм, что соответствует угловой расходимости пучка рентгеновского излучения в плоскости, перпендикулярной плоскости рентгеновода, равной 0,8 мрад.

Для правильной интерпретации результатов эксперимента необходимо знать выход рентгеновского излучения из тормозной мишени при малых углах скольжения. Из-за преломления на границе раздела мишень-вакуум излучение выходит из мишени в основном под углом, большим критического угла полного внешнего отражения от материала мишени - θ_{KM} , который можно выразить через энергию плазменных колебаний электронов в материале мишени - $\hbar\omega_{PM}$ и энергию рентгеновских квантов $\hbar\omega$ как:

$$\theta_{KM} = \frac{\hbar\omega_{PM}}{\hbar\omega}. \quad (1)$$

Угловая зависимость выхода фотонов с энергией 50 кэВ из кремниевой мишени показана на рис. 2 кривой 1. Кривой 2 на рис. 1 показана угловая зависимость коэффициента отражения фотонов с энергией 50 кэВ поверхностью тантала, а кривой 3 - границей раздела алюминий-тантал. Коэффициент отражения близок к единице при углах скольжения, меньших θ_{KTa} и θ_{KC} , где θ_{KC} - критический угол полного внешнего отражения фотонов границей раздела слоев. Из рис. 2 видно, что фотоны, выходящие из мишени под углами скольжения θ , такими, что $\theta_{KM} < \theta < \theta_{KC}$, эффективно захватываются в волноводный режим распространения вдоль слоев структуры. Величина указанного углового интервала зависит от энергии фотонов, что следует из соотношения (1). Глубина z выхода излучения из тормозной мишени в интервал углов θ , таких, что $\theta_{KM} < \theta < \theta_{KC}$, можно оценить из закона преломления. С учетом поглощения она определяется по формуле (2):

$$z = (k)^{-1} (\theta_{KC}^2 - \theta_{KM}^2)^{-1}, \quad (2)$$

где k — показатель ослабления излучения материалом мишени. Глубина выхода фотонов с энергией 50 кэВ из кремния в интервал углов $\theta < \theta_{\text{КС}} = 1.3$ мрад составляет 100 мкм. Место выхода излучения из мишени при таких малых углах может отстоять от точки входа электрона в мишень на величину, равную длине пробега фотонов в мишени.

При прохождении излучения через многослойный волновод происходит его ослабление как за счет поглощения материалом „легкого“ слоя, так и за счет поглощения материалом „тяжелого“ слоя при отражении. При этом, как показывают расчеты пропускания волновода по формулам, приведенным в [2], происходит коллимация пучка, потому что фотоны, распространяющиеся в каналах под большими углами, испытывают большее число отражений и сильнее поглощаются. Следовательно, расходимость пучка на выходе из структуры должна быть меньше, чем величина $(\theta_{\text{КС}} - \theta_{\text{КМ}})$. Число отражений, которое испытывают фотоны, распространяющиеся под углом 1 мрад в структуре длиной 3 мм равно 50. Спектральное распределение фотонов на выходе из структуры отличается от исходного тормозного спектра за счет отмеченных выше процессов поглощения. Как показали оценки, это распределение имеет максимум в интервале энергий фотонов 30–50 кэВ и именно поэтому приведенные в работе расчеты зависимости выхода излучения и коэффициентов отражения выполнены для фотонов с энергией 50 кэВ.

Таким образом, из вышеизложенного следует, что измеренная угловая расходимость рентгеновского пучка (0.8 мрад) по порядку величины совпадает с ожидаемой расходимостью, значение которой близко к величине $(\theta_{\text{КС}} - \theta_{\text{КМ}}) = 0.7$ мрад для фотонов с энергией 50 кэВ. Это позволяет высказать предположение о том, что в эксперименте действительно наблюдалось прохождение рентгеновских фотонов с энергией 30–100 кэВ в многослойном тонкопленочном рентгеноводе.

С другой стороны, описанная в данном сообщении установка для исследования пропускания тонкопленочных волноводов представляет самостоятельный интерес как источник рентгеновского излучения. Источник позволяет получать узкоколлимированные пучки рентгеновского излучения с линейчатым микрофокусом. Он может найти применение в рентгеновской томографии и микроскопии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К о м а р о в Ф.Ф., К у м а х о в М.А. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1986. № 3. С. 5–12.
- [2] Д у д ч и к Ю.И., К о м а р о в Ф.Ф., С о л о в ь - е в В.С., Т и ш к о в В.С. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 1. С. 57–61.
- [3] Д у д ч и к Ю.И., К о м а р о в Ф.Ф., К у м а х о в М.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 15. С. 43–47.

[4] B e c k e r R.S., G o l o v c h e n k o J.A.,
P a t e l J.R. // P h y s . R e v . L e t t . 1 9 8 3 . V . 5 0 .
N 3 . P . 1 5 3 - 1 5 6 .

Поступило в Редакцию
30 мая 1991 г.