

07; 12

© 1991

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ЗЕРКАЛА СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ МР-ДИАПАЗОНА СПЕКТРА С МНОГОКРАТНЫМ ОТРАЖЕНИЕМ

Ю.М. Александров, А.В. Виноградов,
И.В. Кожевников, М.О. Кошевой,
В.А. Мурашова, Т. Писарчук,
А.А. Рупасов, Д.А. Федин,
Р.В. Федорчук, А.С. Шиканов,
М.Н. Якименко

В настоящее время в связи с широким применением в технологических и научных исследованиях мягкого рентгеновского излучения (МРИ) существенный интерес вызывает изучение возможности реализации различных рентгенооптических элементов и их использования в качестве компонентов оптических схем. Важной задачей является создание в МР области спектра отражательных элементов, позволяющих эффективно управлять пучком СИ в достаточно широком диапазоне углов по отношению к исходному направлению, сохраняя определенную ширину спектра. В частности, для целей рентгенолитографии, где субмикронные точности совмещения рентгенорезиста и шаблонов при многократном отражении значительно проще получать на горизонтальных столах, важно уметь повернуть пучок СИ из горизонтальной плоскости в вертикальную.

Многослойная рентгеновская оптика малоэффективна для решения подобных задач из-за того, что неотъемлемым свойством многослойных структур является высокая спектральная селективность. С другой стороны, традиционные элементы скользящего падения могут повернуть пучок МРИ лишь на небольшой угол, не превышающий $2\theta_c$, где θ_c — критический угол полного внешнего отражения.

Новые возможности по управлению пучками СИ открывают элементы скользящего падения, работающие на эффекте „шепчущей галереи“. Сущность эффекта заключается в том, что пучок МРИ может скользить вдоль вогнутой поверхности и поворачиваться при этом на любой угол. Эффективность передачи при повороте на угол $\theta = 90^\circ$ может достигать 80–90 % в МР диапазоне [1].

Коэффициент отражения луча, скользящего вдоль поверхности ($\theta \rightarrow 0$), определяется выражением [1]:

$$R_0 = \exp\left(-2 \cdot \psi \cdot \operatorname{Im} \frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon}}\right),$$

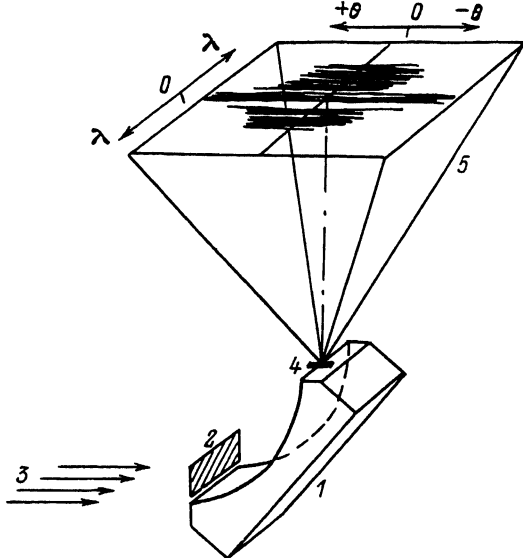


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 - цилиндрическое вогнутое зеркало, 2 - входная щель, 3 - пучок СИ, 4 - пропускающая дифракционная решетка, 5 - плоскость регистрации.

где ε - диэлектрическая проницаемость вещества зеркала, ψ - угол поворота. Величина R_0 не зависит от радиуса кривизны зеркала, т.е. от длины пути луча вдоль поверхности. Эффективность передачи пучка СИ из горизонтальной плоскости в вертикальную ($\psi = 90^\circ$) с помощью вогнутой поверхности кругового цилиндра может быть вычислена с помощью выражения [1]:

$$R_0 \sim \exp\left(-\pi \cdot \operatorname{Im} \frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon}}\right)$$

и составляет в МР диапазоне десятки процентов. Радиус кривизны поверхности выбирается из условия $r_0 < 2 \cdot h_0 / \theta_c^2$, где h_0 - ширина пучка, θ_c - критический угол полного внешнего отражения. Расходимость пучка на выходе определяется выражением $\delta\theta \approx 2 \sqrt{2 \cdot h_0 / r_0}$.

Экспериментальные исследования такого рентгенооптического элемента проводились на синхротроне С-60 в ФИАНе. Максимальная энергия ускоренных электронов составляла $E_{max} = 630$ МэВ, что соответствовало максимуму энергетического спектра при $\lambda = 18.75$ Å [2]. В качестве исследуемого элемента использовалось цилиндрическое зеркало с углеродным напылением и радиусом кривизны поверхности 30 мм. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Пучок СИ, проходя через входную щель ~ 300 мкм, образованную передней гранью отражающей поверхности и параллельным

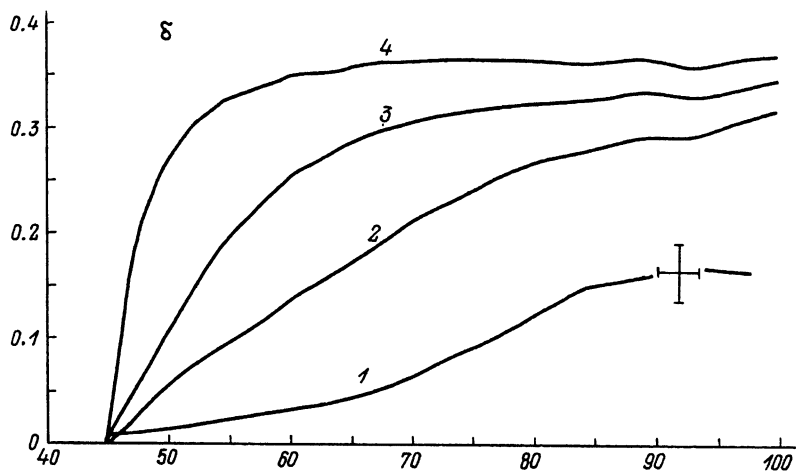
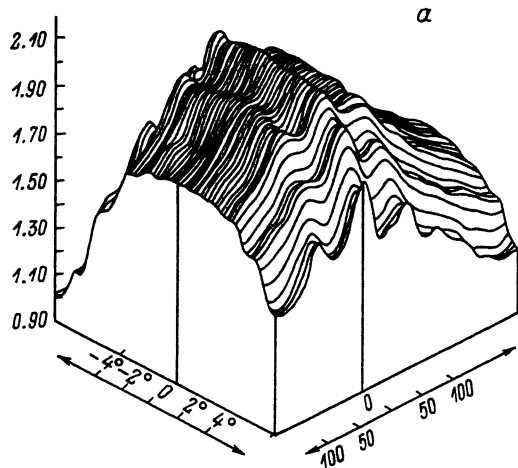


Рис. 2. а) Зависимость плотности почернения фотопленки от выходного угла и длины волны, полученная в эксперименте. б) Экспериментальная (1) и теоретические (2–4) зависимости интегрального по углу коэффициента отражения цилиндрического углеродного зеркала от длины волны. Экспериментальная кривая соответствует ширине щели 300 мкм. Расчетные кривые приведены для случаев: абсолютно скользкого луча (4) и реального пучка, выделенного щелью шириной 150 мкм (3) и 300 мкм (2).

ей экраном, попадал по касательной на отражающую поверхность. Входной угол пучка регулировался поворотом отражающего элемента вокруг оси, совпадающей с передней кромкой отражающей поверхности. Проходя вдоль рабочей поверхности, пучок в результате многократных отражений поворачивался на угол $\psi = 90^\circ$ и выходил в определенном конусе углов.

Для получения спектрального коэффициента отражения исследуемого зеркала на выходе отраженный пучок раскладывался в спектр пропускающей дифракционной решеткой (период решетки 1 мкм, ширина 100 мкм) [3]. Решетка располагалась таким образом, чтобы выходной конус излучения не искажал формы регистрируемого спектра. Штрихи решетки были направлены перпендикулярно выходной грани отражающей поверхности так, что направление дисперсии отраженного излучения было перпендикулярно раствору конуса выходящего излучения. Таким образом, на рентгеновскую фотоэмульсию, используемую в качестве детектора, регистрировалась спектрально-угловая диаграмма (зависимость вида спектра от угла выхода излучения) отраженного пучка.

Угловая диаграмма выходного спектра приведена на рис. 2, а. Ярко выражена структура спектра после пропускающей дифракционной решетки, в частности, имеет место центральный нулевой порядок дифракции, соответствующий нулю отсчета длин волн, и характерные симметричные относительно нулевого порядка крылья дифракции. Следует отметить зависимость плотности почернения от угла выхода пучка относительно касательной к цилиндрической поверхности.

Используя абсолютные спектральные характеристики рентгеновской фотопленки *RAR 2497 (Kodak)* [4] и формы спектра СИ [2] был определен интегральный по выходному углу спектральный коэффициент отражения исследуемого зеркала. Полученная экспериментальная кривая приведена на рис. 2, б (кривая 1). На этом же рисунке приведены также и теоретические зависимости коэффициента отражения для скользящего луча и для реальных пучков, выделенных щелями высотой 150 и 300 мкм. Обращает на себя внимание то, что теоретическая кривая для щели 300 мкм имеет почти такую же форму, как и полученная экспериментальная зависимость. Однако измеренные в эксперименте значения коэффициента отражения ниже расчетных. Это объясняется неидеальностью изготовления цилиндрической подложки достаточно малого диаметра. Тем не менее значительная величина коэффициента отражения дает возможность использования таких рентгенооптических элементов в качестве эффективного отражателя в пучках МРИ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Виноградов А.В., Ковалев В.Ф., Кожевников И.В., Пустовалов В.В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 2.
- [2] Александров Ю.М., Благоев М.И., Комар А.А., Махов В.Н., Молчанов С.С.,

Мурашова В.А., Пашенко Г.С., Федорчук Р.В., Сырейщикова Т.И., Шорин К.Н., Якименко М.Н. Препринт ФИАН 71, М. 1988.

[3] Alexandrov Yu.M., Koshevoi M.O., Murashova V.A., Nikitina T.F., Rupasov A.A., Sklizkov G.V., Shikanov A.S., Yakimenko M.N., Eidmann K., Siegel R., Tsakiris G.D. // *Las. and Part. Beams*. 1988. V.6. P.3.

[4] Александров Ю.М., Кошевой М.О., Мурашова В.А., Рупасов А.А., Федин Д.А., Федорчук Р.В., Шиканов А.С., Шпольский М.Р., Якименко М.Н. Тез. докл. П Всес. семинара по физике быстропротекающих плазменных процессов, Гродно, 1989, с. 20.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
1 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 6

26 марта 1991 г.

06.1; 06.3

© 1991

ИЗБЫТОЧНЫЕ ОБРАТНЫЕ ТОКИ В р-п ПЕРЕХОДАХ
НА ОСНОВЕ $Cd_xHg_{1-x}Te$, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ
ФЛУКТУАЦИЯМИ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСЕЙ

Н.Л. Баженов, С.И. Гасанов,
В.И. Иванов - Омский

Электронно-дырочные переходы на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) широко исследуются с целью создания на их основе фотодиодов. Известно [1], что величина обратных токов таких структур при росте запирающего напряжения обусловлена следующими механизмами: диффузионным (обратный ток I не зависит от напряжения U), туннелированием с участием примесей или прямым туннелированием зона-зона ($I \sim \exp(-1/\sqrt{U})$). При этом основным аргументом в пользу того или иного механизма является спрямляемость вольт-амперной характеристики (ВАХ) в тех или иных координатах.

Вместе с тем, в ряде случаев обратную ветвь ВАХ не удается описать в рамках какой-либо из перечисленных моделей. В настоящей работе сделана попытка описать ВАХ p^+n структур КРТ с помощью теории, учитывающей флуктуации концентрации легирующих примесей вблизи р-п перехода.