

ФОКУСИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫХ БРЭГГ-ФРЕНЕЛЕВСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ ЛИНЗ

А.И. Ерко, А.А. Фирсов, Н.Н. Салашенко,
Ю.Я. Платонов, А.В. Забелин,
В.Б. Рыбаков, Е.П. Степанов

Первая экспериментальная реализация фокусировки рентгеновского излучения с помощью линейных Брэгг-Френелевских линз (БФЛ) на основе многослойных зеркал была опубликована в [1]. По сравнению с традиционной фокусирующей оптикой в рентгеновском диапазоне длин волн БФЛ обладают более высокими температурной и радиационной стабильностью и пространственным разрешением [2]. В работах [2, 3] была разработана технология и принципы создания БФЛ с круглым фокальным пятном и эллипсоидальным профилем зон. В данной работе приведены принципы расчета топологии структуры БФЛ и первые результаты по испытанию эллипсоидальных БФЛ на источнике синхротронного излучения „Сибирь-1“.

В качестве исходной модели расчета структуры БФЛ была использована картина сечения эллипсоидов вращения поверхностей равной фазы многослойной структурой под углом к оптической оси, описанная в [2]. Для упрощения расчетов были использованы эллипсоидальные координаты (рис. 1), позволяющие довольно просто описать трехмерную структуру объемных зон Френеля внутри многослойной структуры. Если a – фокальный параметр семейства эллипсоидов, b_l – параметр смещения l -го слоя секущей плоскости с коэффициентом наклона k по отношению к оптической оси, то уравнение сечений в эллипсоидальных координатах, приведенных к плоскости сечения X, Y, Z , таково:

$$X = (1+k^2)^{-1/2} \left[a \cdot \xi \cdot \eta (1+k^2) - b_l k \right] - \frac{k \cdot a^2}{b_0 \sqrt{1+k^2}}, \quad (1a)$$

$$Y = -b_l \cdot (1+k^2)^{-1/2} + Y_0, \quad (1б)$$

$$Z = \pm \left[a^2 (\xi^2 - 1) (1 - \eta^2) - (k \cdot a \cdot \xi \eta - b_l)^2 \right]^{1/2}, \quad (1в)$$

где $Y_1 = kX_1 + b_l$,

$$b_l = b_0 + l \cdot d \cdot \sqrt{k^2 + 1},$$

ξ, η – эллипсоидальные координаты.

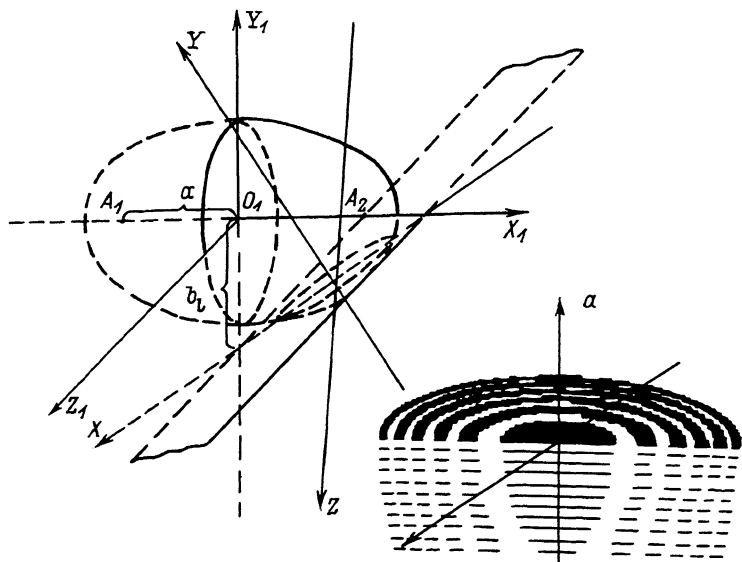


Рис. 1. Схема расчета сечений поверхностей равной фазы многослойной структурой: A_1 - источник излучения, A_2 - точка фокусировки, a - фокальный параметр. X_1, Y_1, Z_1 - первоначальные координаты; X, Y, Z - координаты в плоскости сечения. а) Вид трехмерных зон Френеля в глубине многослойной структуры (поперечный разрез БФЛ).

Условия формирования объемных зон Френеля можно записать в виде области изменений параметра:

$$\xi_0 + 2n \frac{\lambda}{4a} \leq \xi_n \leq \xi_0 + (2n+1) \frac{\lambda}{4a} . \quad (2)$$

Вид трехмерных зон Френеля в глубине многослойной структуры изображен на рис. 1а. Этот рисунок соответствует поперечному разрезу идеальной Брэгг-Френелевской линзы.

Реальные БФЛ могут быть созданы различными технологиями с использованием либо напыления многослойного зеркала на заранее профилированную подложку, либо травления (маскирования) участков плоского многослойного зеркала [1].

Особый интерес с практической точки зрения представляют фокусирующие элементы с одновременным выделением одного направления поляризации. Поляризаторы на многослойных зеркалах имеют наибольшую эффективность под углом падения 45° . Топология БФЛ в этом частном случае описывается простым уравнением, которое следует из (1а-в):

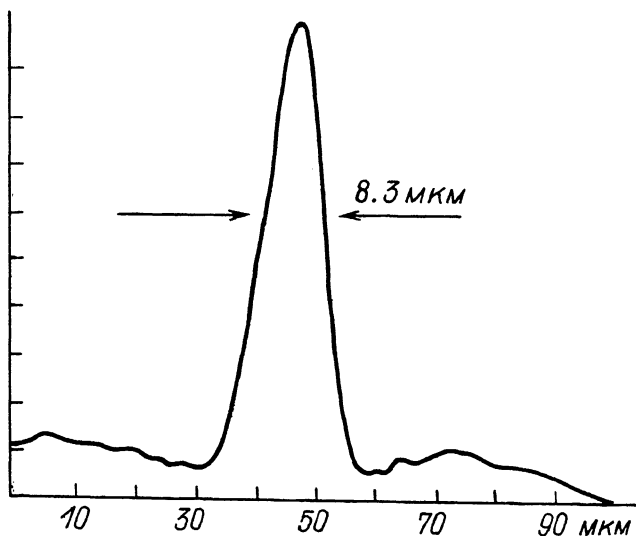


Рис. 2. Брэгг-Френелевская линза-поляризатор для фокусировки синхронного излучения.

Т а б л и ц а

Внешние размеры	360 x 507 мкм
Полное число зон Френеля	360
Фокусное расстояние на длине волны 4,5 нм	20 мм
Ширина внешней зоны	0,25 мкм

$$\left(\chi + k \frac{n\lambda}{\sqrt{2}}\right)^2 + 2Z^2 = F n \lambda, \quad (3)$$

с фокусным расстоянием, зависящим от расстояния источник-изображение и угла наклона элемента как

$$F = \frac{a}{\sqrt{2(1+k^2)}} \cdot (1-k^2).$$

На рис. 2 приведена микрофотография БФЛ, сформированной в многослойном зеркале на основе чередующихся слоев Ni и C . Зеркало имеет период 3,2 нм и изготовлено методом лазерного напыления в ИПФ АН СССР. Данные БФЛ, изображенной на рис. 2, приведены в таблице.

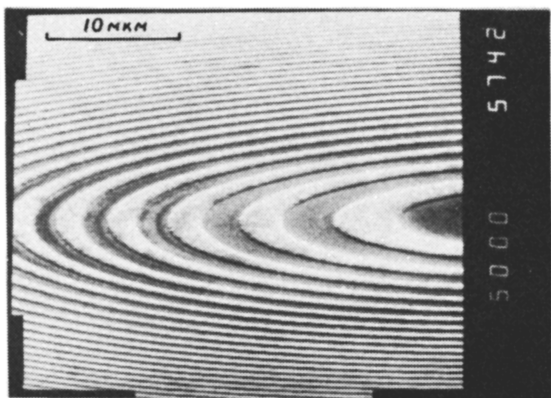


Рис. 3. Денситограмма фокального пятна эллипсоидальной БФЛ.

БФЛ амплитудного типа изготовлена с применением технологии электронно-лучевой литографии и ионно-лучевого травления. Исследование фокусирующих свойств эллипсоидальных БФЛ было проведено с использованием синхротронного излучения кольцевого электронного накопителя „Сибирь-1“ ИАЭ им. И.В. Курчатова. Пучок синхротронного излучения с широким „белым“ спектром проходил через ограничительную диафрагму и падал на БФЛ, расположенную на специальном столике под углом 45° к оси пучка. Регистрация излучения проводилась на фотопластинку, защищенную от видимого света полимидным фильтром с алюминиевой пленкой толщиной 50 нм.

В эксперименте использовано излучение из поворотного магнита накопительного кольца. Критическая длина волны в этом случае составляла 6.7 нм.

На рис. 3 приведена денситограмма изображения, полученного в фокальной плоскости БФЛ. В результате этого эксперимента были получены уменьшенные в 350 раз изображения области генерации рентгеновского излучения на длине волны 4.5 нм, и впервые продемонстрированы фокусирующие свойства эллипсоидальных БФЛ с круглой формой фокального пятна.

Авторы благодарят Н.В. Горнакову и С.В. Пяткина за помощь в изготовлении образцов БФЛ, а также профессора В.В. Аристова за постоянное внимание и помощь в работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Аристов В.В., Гапонов С.В., Генкин В.М., Горбатов Ю.А., Ерко А.И., Мартынов В.В., Матвеева Л.А., Салашенко Н.Н., Фраерман А.А. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 4. С. 207-209.

[2] A r i s t o v V.V., E r k o A.I., M a r t y -
n o v V.V. // Revue Phys. Appl. 1988. V. 23, N 5.
P. 1623-1630.

[3] Б а б и н С.В., Е р к о А.И., Д а в ы д о в А.В. // ПТЭ.
1987. № 2. С. 191-195.

Институт проблем
технологии микроэлектроники
и особочистых материалов
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
28 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

01

© 1990

ГИРОСКОПИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СТАТИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В.Ф. Ф а т е е в

В силу единства свойств электромагнитных полей всех типов гироскопический эффект должен существовать не только на оптических волнах [1], радиоволнах [2], в проводниках с электрическим током [3], но и в статических магнитных и электрических полях.

Эффекты, возникающие при вращении источников этих полей, следует рассматривать лишь в жестко связанной с ними системе отсчета. Поэтому в качестве исходных используем систему тензорных уравнений Максвелла, определяющих электромагнитные поля в диэлектрических средах, находящихся в произвольной системе отсчета [4]:

$$F_{ik;l} + F_{li;k} + F_{kl;i} = 0, \quad \frac{1}{\sqrt{-g}} \left(\sqrt{-g} H^{ik} \right)_{;k} = 0, \quad (1)$$

где F_{ik} , H^{ik} - тензоры электромагнитного поля; g - определитель четырехмерного метрического тензора.

В качестве материальных используем тензорные соотношения вида [5]:

$$g_{il} g_{km} H^{lm} U^k = \mathcal{E} F_{ik} U^k, \quad e_{iklm} g^{ks} g^{lt} F_{st} U^m = c^2 \mu e_{iklm} H^{kl} U^m, \quad (2)$$

где \mathcal{E} , μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; U^k - четырехмерная скорость среды.

Чтобы получить векторную форму уравнений (1) и (2), воспользуемся определением векторов поля в виде [4]: