

Влияние рассогласования толщин слоев на фокусировку рентгеновских лучей многослойными Лауэ линзами

В. И. Пунегов¹⁾

Физико-математический институт Федерального исследовательского центра
“Коми научный центр” Уральского отделения РАН, 167982 Сыктывкар, Россия

Поступила в редакцию 5 марта 2020 г.

После переработки 5 марта 2020 г.

Принята к публикации 11 марта 2020 г.

Численным моделированием исследовано влияние рассогласования толщин слоев многослойных Лауэ линз (МЛЛ) на фокусировку рентгеновских лучей. Вычислены пространственные распределения интенсивностей рентгеновских полей в объеме линзы в зависимости от градиентов рассогласования периода МЛЛ. Показано, что с увеличением рассогласования толщин слоев МЛЛ размер фокусного расстояния и фокусного пятна уменьшается. Вычисленные размеры фокусного пятна существенно отличаются от значений, приведенных в других работах. Выявлена физическая природа фокусировки МЛЛ, которая определяется брэгговской дифракцией и не связана с конфигурацией зонной пластины Френеля.

DOI: 10.31857/S0370274X20070048

Введение. В настоящее время существуют разные подходы к фокусировке рентгеновского излучения для конкретных физико-химических приложений, включая капиллярную оптику [1], фокусировку кристаллами [2], составными преломляющими линзами [3], зонными пластинами Френеля [4, 5] и многослойными Лауэ линзами [6, 7].

Многослойные Лауэ линзы (МЛЛ) относятся к новому классу элементов рентгеновской оптики и, согласно [8], имеют большие перспективы для фокусировки жесткого рентгеновского излучения. Преимущественно магнетронное напыление используется для изготовления МЛЛ в соответствии с конфигурацией зон Френеля. Несмотря на свое сходство с зонными пластинами Френеля, МЛЛ должны демонстрировать отличающиеся фокусирующие свойства. Однако до сих пор бытует мнение, что фокусировка жесткого рентгеновского излучения многослойными Лауэ линзами непосредственно связана со структурой зонных пластин Френеля [6–13]. Так ли это на самом деле? Есть ли перспективы фокусировки МЛЛ до размеров фокусного пятна в несколько нанометров, что продекларировано в статьях [6–13]? Результаты, приведенные в данной работе, в какой-то степени содержат ответы на эти вопросы.

Лауэ дифракция в многослойных структурах. Динамическая Лауэ дифракция рентгенов-

ских лучей в периодических средах имеет ряд особенностей по сравнению с дифракцией в геометрии Брэгга [14]. Одной из основных особенностей является маятниковый эффект (*Pendellösung*), когда интенсивность рентгеновского пучка проходящей волны перекачивается в дифракционный пучок и далее с увеличением глубины, наоборот, интенсивность дифрагированной волны передается в направление проходящего пучка. Длина периода таких маятниковых биений в симметричной геометрии Лауэ равна $l_{\text{ext}} = \lambda |\cos \theta_B| / (C |\chi_1|)$, где λ – длина волны рентгеновского излучения, θ_B – угол Брэгга, C – поляризационный фактор, χ_1 – Фурье-компонента рентгеновской поляризуемости в направлении дифракции.

Расчеты рентгеновской фокусировки МЛЛ выполнялись с использованием теории связанных волн [6, 7], уравнений Такаги–Топена в приближении динамического взаимодействия отдельных дифракционных порядков [9] и метода распространения пучков в среде [10, 11]. К сожалению, авторами ни одного из этих методов не показано распределение интенсивностей в объеме МЛЛ, а вывод о том, что апертурой фокусировки является вся боковая сторона Лауэ линзы, из которой выходит дифракционный пучок, является предположением [6–13].

Для строгого вычисления распределения интенсивностей в объеме МЛЛ воспользуемся уравнениями Такаги–Топена [15, 16] в косоугольной системе координат (рис. 1):

¹⁾e-mail: vpunegov@dm.komisc.ru

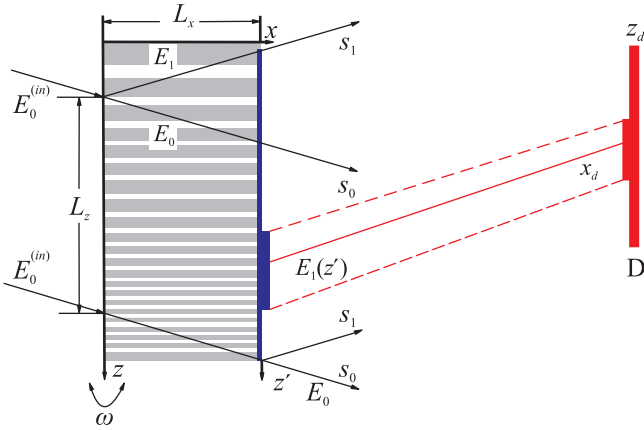


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение рентгеновской дифракции от многослойной структуры с рассогласованием периода слоев. $E_0^{(in)}$ – амплитуда рентгеновской волны, падающей на МЛЛ, $E_1(z')$ – амплитуда дифрагированной волны, D – детектор

$$\begin{cases} \frac{\partial E_0(\eta; s_0, s_1)}{\partial s_0} = \\ = ia_0 E_0(\eta; s_0, s_1) + ia_1 \phi(s_0, s_1) E_1(\eta; s_0, s_1), \\ \frac{\partial E_1(\eta; s_0, s_1)}{\partial s_1} = \\ = i(a_0 + \eta) E_1(\eta; s_0, s_1) + ia_1 \phi^*(s_0, s_1) E_0(\eta; s_0, s_1), \end{cases} \quad (1)$$

где $E_{0,1}(\eta; s_0, s_1)$ – амплитуды проходящей E_0 и дифракционной E_1 рентгеновской волны, $a_0 = \pi\chi_0/\lambda$, $a_1 = C\pi\chi_1/\lambda$, $\eta = 2\pi \sin(2\theta_B)\omega/\lambda$ – угловой параметр, ω – отклонение рентгеновского пучка от угла Брэгга θ_B , $\phi(s_0, s_1) = \exp(i\frac{2\pi}{d}u(s_0, s_1))$, d – средний период МЛЛ, $u(s_0, s_1)$ – смещения, вызванные рассогласованием периода МЛЛ. Фурье коэффициенты рентгеновской поляризуемости для структуры с двухслойным периодом в направлении прохождения χ_0 и дифракции χ_1 запишутся как

$$\chi_0 = \frac{\chi_t d_t + \chi_b d_b}{d}, \quad \chi_1 = \frac{\chi_t - \chi_b}{\pi} \sin\left(\pi \frac{d_t}{d}\right).$$

Здесь $\chi_{t,b}$ и $d_{t,b}$ – Фурье коэффициенты поляризуемостей и толщины верхнего (t) и нижнего (b) слоев периода структуры. Рентгеновские поляризуемости химических элементов вычисляются с использованием табличных значений оптических констант: $\chi_j = 2 \cdot (\delta_j + i\beta_j)$, $\delta_j = r_0 \frac{N_j \cdot \lambda^2}{2\pi} (Z_j + \Delta f'_j)$, $\beta_j = -r_0 \frac{N_j \cdot \lambda^2}{2\pi} (\Delta f''_j)$, $j = t, b$ указывает на соответствующий слой в периоде многослойной структуры, $r_0 = e^2/(mc^2)$ – классический радиус электрона, e , m – заряд и масса электрона, N_j – атомная плот-

ность, Z – число электронов в атоме, $\Delta f'_j$, $\Delta f''_j$ – дисперсионные поправки к атомной амплитуде.

Заменой амплитуд

$$\begin{cases} E_0(\eta; s_0, s_1) = \tilde{E}_0(\eta; s_0, s_1) \exp(ia_0[s_0 + s_1]), \\ E_h(\eta; s_0, s_1) = \tilde{E}_h(\eta; s_0, s_1) \exp(ia_0[s_0 + s_1]) \phi^*(s_0, s_1) \end{cases}$$

система уравнений дифракции (1) может быть записана как

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{E}_0(\eta; s_0, s_1)}{\partial s_0} = ia_1 \tilde{E}_1(\eta; s_0, s_1), \\ \frac{\partial \tilde{E}_1(\eta; s_0, s_1)}{\partial s_1} = \\ = i[\eta + \Phi(s_0, s_1)] \tilde{E}_1(\eta; s_0, s_1) + ia_1 \tilde{E}_0(\eta; s_0, s_1), \end{cases} \quad (2)$$

где $\Phi(s_0, s_1) = \frac{2\pi}{d^2} [\Delta d_x(s_0, s_1) + \Delta d_z(s_0, s_1) \tan \theta_B] \times \cos \theta_B$, $\Delta d_{x,z}(s_0, s_1)$ – рассогласования периода МЛЛ в направлении x и z соответственно.

Конфигурация многослойных Лауэ линз.

Изготовление МЛЛ посредством осаждения тонких пленок в конфигурации линейной структуры зонных пластин Френеля впервые предложено в 2004 г. [6]. Первый эксперимент по исследованию МЛЛ WSi_2/Si на синхротронном источнике с энергией 19.5 кэВ выполнен двумя годами позже [7], при этом для одного из образцов измерен размер фокусного пятна 30 нм с эффективностью 44 %. Кроме того, сказано о расчетах с применением теории связанных волн, показывающих формирование фокусного пятна размером менее 5 нм. До сих пор сохраняется мнение, что эффективной апертурой Лауэ линзы является вся ее боковая поверхность в направлении дифракции [6–13]. Между тем прямых расчетов распределения интенсивностей рентгеновского излучения в объеме Лауэ линзы до сих пор не проводилось. Такие расчеты, в отличие от традиционной динамической теории, должны выполняться в рамках пространственно ограниченных рентгеновских пучков [2, 17–21].

Структура МЛЛ [6–13] соответствует конструкции из периодически чередующихся слоев тяжелого и легкого материала согласно закону зонной пластины Френеля [4]

$$r_n^2 = n\lambda f + n^2 \lambda^2 / 4, \quad (3)$$

где n – номер слоя, f – фокусное расстояние зонной пластины, λ – длина волны падающего рентгеновского излучения. Ширина n -й зоны определяется как

$$\Delta r_n = (\lambda f / r_n) \sqrt{1 + r_n^2 / f^2}. \quad (4)$$

Следовательно, МЛЛ является многослойной структурой с переменным периодом

$$d_m = 2\Delta r_m = d + \Delta d_m, \quad (5)$$

где d – средний период МЛЛ, Δd_m – рассогласование периода с номером m ($m = 2n$) относительно среднего периода. Для того чтобы оценить роль конфигурации зонной пластины Френеля в фокусировке жесткого излучения многослойной Лауэ линзой, рассмотрим рентгеновскую дифракцию в четырех аperiодических (периодических) системах с разными вариациями толщины слоев. Основной моделью будет служить “классическая Лауэ линза” (#1), архитектура которой отвечает закону зонной пластины Френеля (3). Вторая структура относится к латерально ограниченному рентгеновскому зеркалу с постоянным периодом d (#2), т.е. для всех слоев $\Delta d_m = 0$. Следующая система является аperiодической многослойной структурой #3 с рассогласованиями периодов по закону (5), однако эти рассогласования уменьшены в пять раз. Наконец, последняя структура #4, наоборот, имеет рассогласования периодов МЛЛ #1, увеличенные в полтора раза. Изменения рассогласований периодов вышеперечисленных многослойных систем по их толщине показаны на рис. 2.

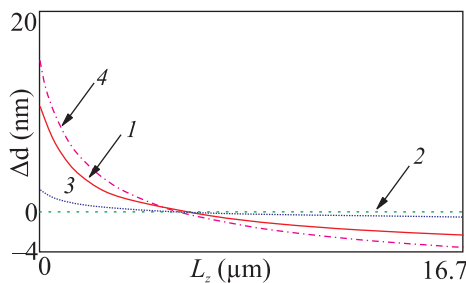


Рис. 2. (Цветной онлайн) Рассогласования периодов по толщине МЛЛ. Цифровая индексация кривых соответствует нумерации многослойных структур (см. текст)

Дифракция и фокусировка рентгеновских лучей многослойными структурами. Численное моделирование. Расчеты распределения интенсивностей рентгеновских лучей в объеме многослойных структур (МС) выполнены с использованием уравнений (2). Применялся численный алгоритм “полушаговой производной” [2, 21]. Кроме этого, рентгеновские поля вычислялись с использованием двумерных уравнений Такаги–Топена в декартовой системе координат с применением метода Рунге–Кутты [22], а также на основе двумерных рекуррентных соотношений [17, 18]. Все эти методы приводили к одному и тому же результату, что в конечном

итоге являлось гарантией правильности полученных расчетов.

Лауэ дифракция рентгеновских лучей вычислялась в многослойных структурах, состоящих из чередующихся слоев вольфрама (W) и карбида кремния (SiC) [11, 12]. В расчетах использованы оптические константы вольфрама $\chi_W = (-1.596 + i0.125) \cdot 10^{-3}$ и карбида кремния $\chi_{SiC} = (-0.334 + i0.00092) \cdot 10^{-3}$ [23]. Общее число слоев МС равно $N = 5822$, число слоев, засвеченных рентгеновским пучком, составляло 5500 ($N_z = 2750$ – число периодов) [11]. Для рентгеновского излучения с длиной волны 0.062 нм, что соответствует энергии 20 кэВ, согласно закону зонной пластины Френеля (5), фокусное расстояние соответствует значению $f = 1.25$ мм. Размер первой зоны $\Delta r_1 = 13.9$ нм, последней зоны $\Delta r_{N_z} = 1.8$ нм. При ширине падающего на МС рентгеновского пучка $L_z = 16.7$ мкм, минимальный засвеченный период Лауэ линзы равен 3.65 нм, максимальный – 17 нм. Средний период МС составляет $d = L_z/N_z = 6$ нм, что соответствует углу Брэгга 5.2 мрад. Ширина МС имеет значение $L_x = 7.7$ мкм (рис. 1), которое равняется половине периода маятниковых осцилляций. Такой выбор ширины многослойной структуры связан с условием возникновения максимальной интенсивности выходящего дифракционного пучка из правой грани МС (рис. 1). Перекачка интенсивности проходящего рентгеновского пучка в направлении дифракционной волны показана на рис. 3.

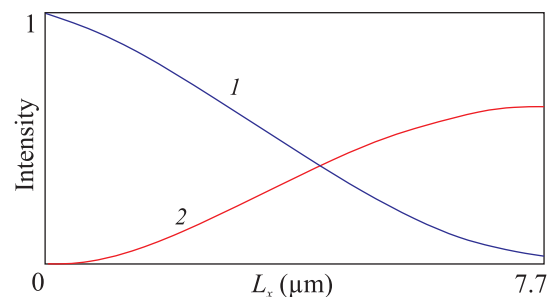


Рис. 3. (Цветной онлайн) Распределение интенсивностей проходящей (1) и дифракционной (2) рентгеновской волны в объеме многослойной структуры

Результаты численного моделирования распределения интенсивностей рентгеновских полей в объеме МС показаны на рис. 4. На этом и других рисунках распределение интенсивностей приведено в линейном масштабе, отношение между соседними линиями равно 0.1. Красный цвет относится к максимальному значению интенсивности, фиолетовый – минимальному ее значению. В случае отсутствия рассогласований периода в многослойной структуре

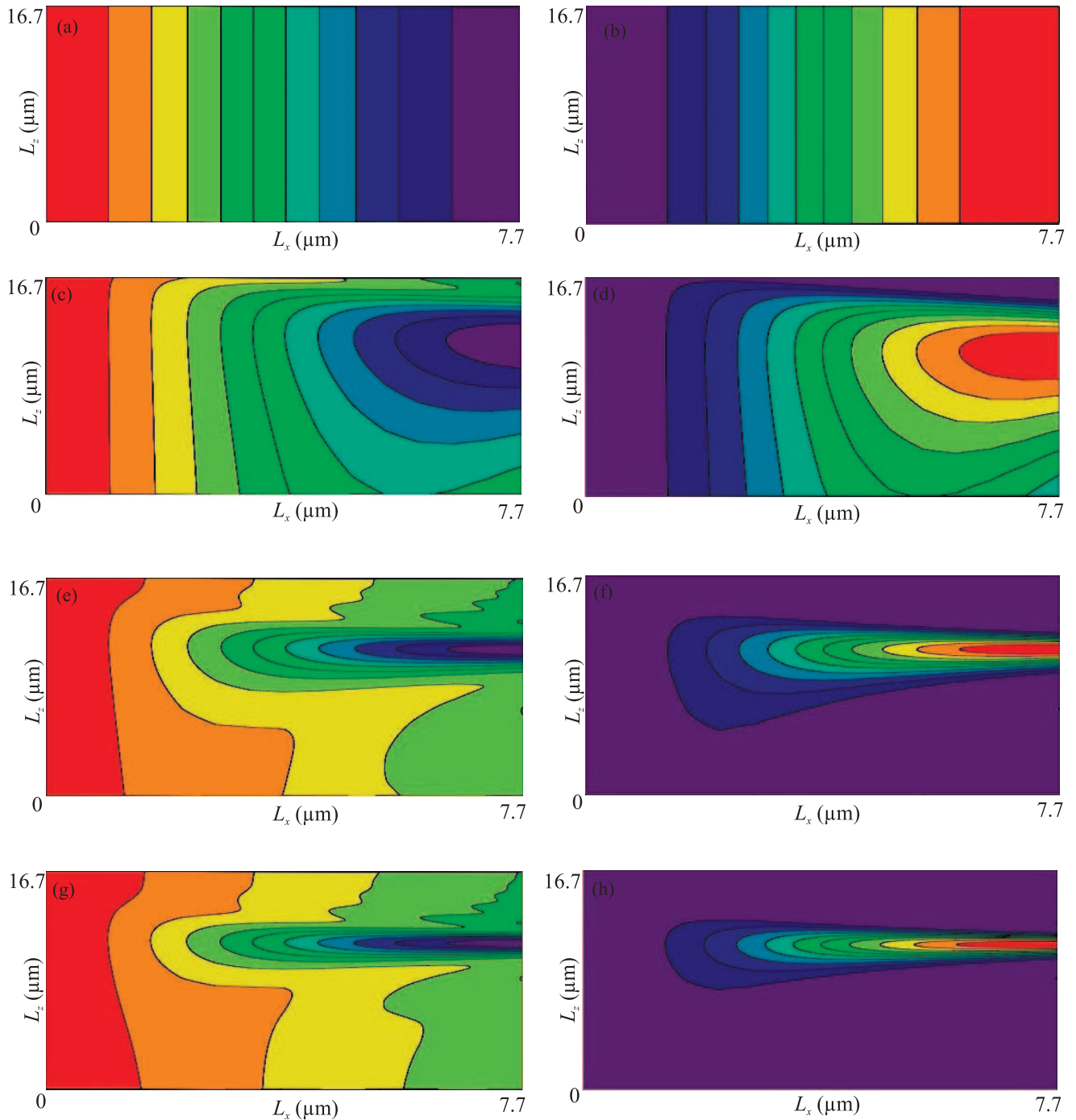


Рис. 4. (Цветной онлайн) Карты распределения интенсивностей проходящих (а), (с), (е), (г) и дифракционных (b), (d), (f), (h) рентгеновских пучков в объеме многослойных структур # 1–4. (а), (b) – # 2; (с), (d) – # 3; (е), (f) – # 1; (г), (h) – # 4

интенсивность проходящей волны монотонно уменьшается по всей ширине рентгеновского пучка из-за маятникового эффекта (рис. 4а), а интенсивность дифрагированной волны возрастает (рис. 4б). Даже при незначительных рассогласованиях периода МС

(рис. 2, кривая 3) структура рентгеновских полей меняется (рис. 4с, d). На начальном этапе наблюдается классический маятниковый эффект Лауэ дифракции, далее дифракционная интенсивность концентрируется в виде размытого пятна у правой

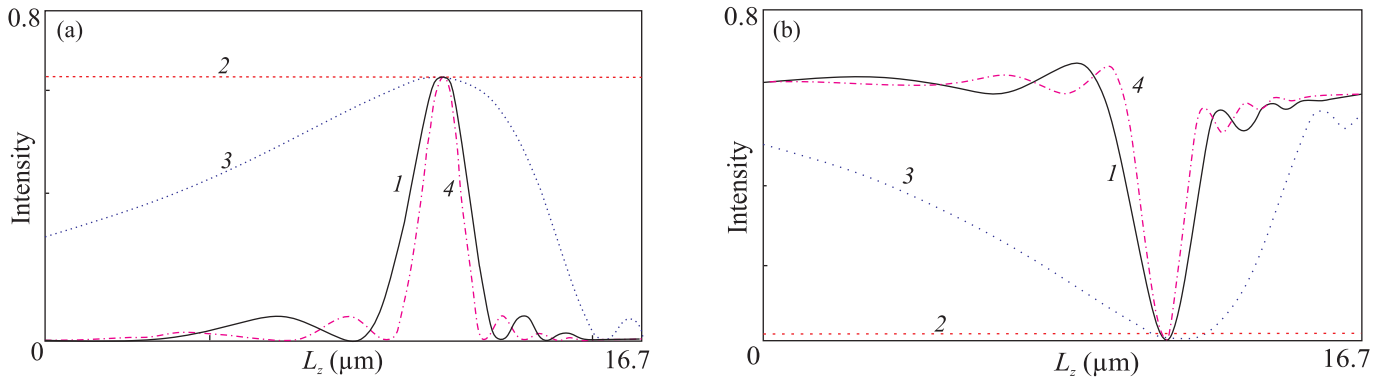


Рис. 5. (Цветной онлайн) Распределение выходящих рентгеновских интенсивностей из многослойных структур в дифракционном (а) и проходящем (б) направлениях. Номера кривых соответствуют нумерации многослойных систем # 1–4

грани МС (рис. 4d). В проходящем направлении, наоборот, в этом месте интенсивность рентгеновских лучей зеркально уменьшается (рис. 4с). Дальнейшее увеличение рассогласований периода приводит к уменьшению размеров дифракционного пучка (рис. 4е–h).

Таким образом, вопреки бытующему мнению [6–13], апертурой выходящего дифракционного излучения из Лауэ линзы является не вся правая грань МС, как это имеет место для зонных пластин Френеля, а только незначительная ее часть в виде узкого дифрагированного пятна (рис. 4f, h). Распределение выходящих из правой грани МС интенсивностей в дифракционном и проходящем направлениях показано на рис. 5.

Выходящий из правой грани МС дифракционный рентгеновский пучок с амплитудой $E_1(z')$ распространяется (фокусируется) вне многослойной структуры по закону Френеля–Кирхгоффа [2, 24]

$$E_1(x_d, z_d) = \cos \theta_B \int dz' P(x_d, z_d - \cos \theta_B z') E_1(z'), \quad (6)$$

где $E_1(x_d, z_d)$ – амплитуда дифрагированной рентгеновской волны в плоскости детектора (рис. 1), $P(x, z) = (i\lambda x)^{-1/2} \exp(i\pi z^2/(\lambda x))$ – пропагатор волнового поля [24].

Рисунок 6 демонстрирует фокусировку рентгеновских лучей многослойными структурами (# 1 и # 4) в зависимости от положения детектора x_d . В случае “классической” МЛЛ # 1 (см. также кривые 1 на рис. 2 и 5) фокусное расстояние равно 30 мм, тогда как по закону зонной пластины Френеля оно должно быть 1.25 мм. Размер фокусного пятна на половине полной интенсивности составляет 780 нм, что никак не согласуется с величиной 5 нм [11]. Для структуры # 4 с большим рассогласованием периода слоев

(кривые 4 на рис. 2 и 5) фокусное расстояние равно 29 мм, размер фокуса – 730 нм.

Закключение. Расчеты, выполненные с использованием строгих уравнений динамической теории дифракции, показывают, что дифракционная фокусировка многослойными структурами крайне отличается от фокусировки зонными пластинами Френеля. Трактовка о том, что многослойные Лауэ линзы с клинообразными слоями (*wedged multilayer Laue lens*) являются более эффективными [11, 13], является довольно спорной. Клинообразные слои создают неоднородность не только по толщине, но и по ширине многослойной структуры, тем самым ведут к нарушению маятникового эффекта в МЛЛ.

Можно ли назвать уменьшение размеров выходящего из Лауэ линзы дифракционного пучка фокусировкой? Попробуем ответить на этот вопрос. Явление дифракции будет иметь место, если выполняется закон Брэгга

$$2(d \pm \Delta d) \sin(\theta_B \mp \Delta \theta) = \lambda.$$

Даже когда угловое отклонение $\Delta \theta = 0$, будет наблюдаться рентгеновская дифракция в узкой области МС с периодом $d \pm \Delta d$, пока фазовые изменения рентгеновских волн не выведут пучок из условия дифракции. Ширина этой области зависит от величины рассогласования периода Δd . Чем больше градиент изменения рассогласований, тем уже дифракционная область в МС. С изменением углового отклонения $\Delta \theta$, эта область, получившая название “фазовых слоев”, может сужаться или расширяться, а также перемещаться по толщине многослойной структуры [25, 26]. Таким образом, апертура выходящего рентгеновского пучка из Лауэ линзы в направлении дифракции уменьшается с увеличением рассогласования периода Δd . Только незначительная часть интен-

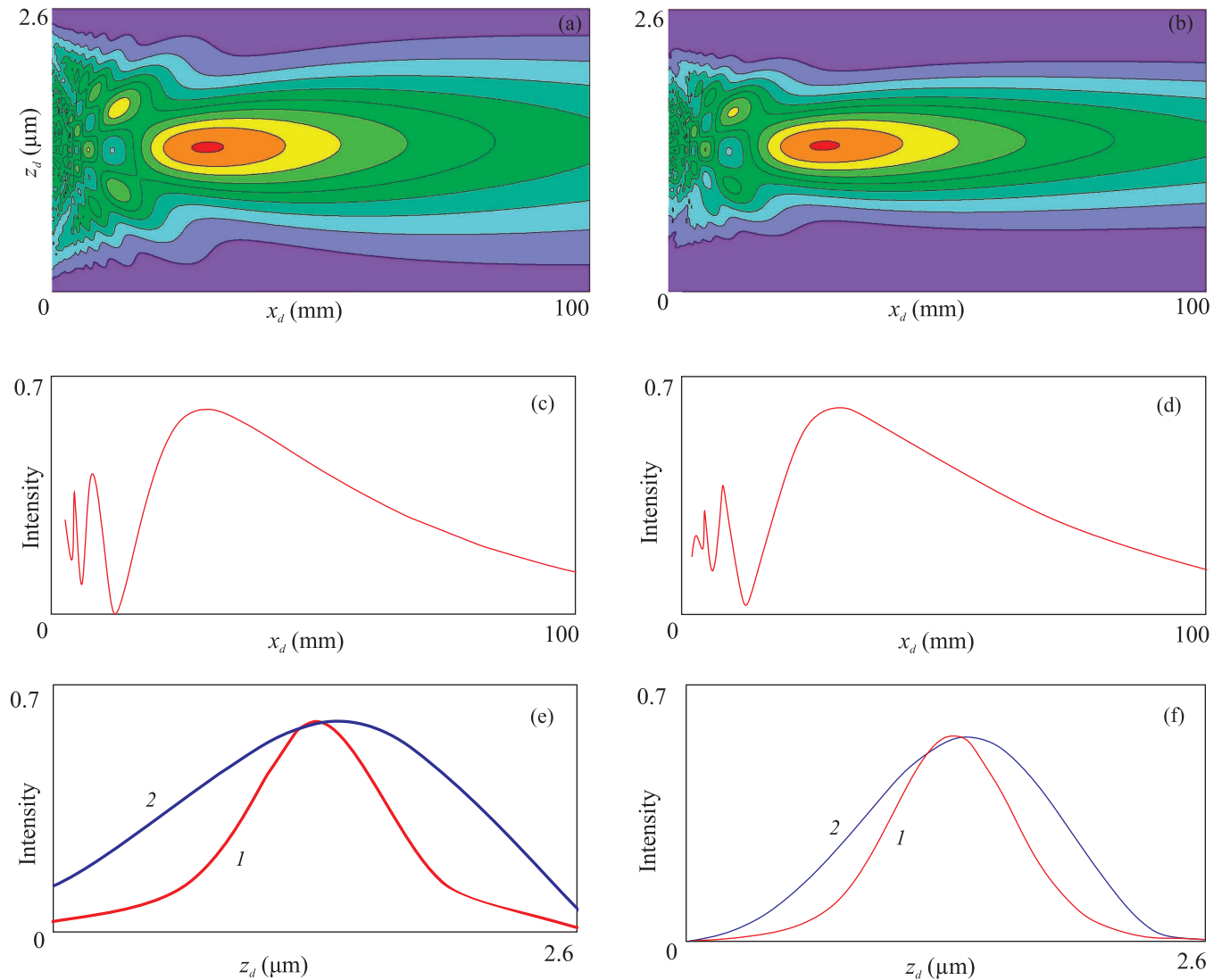


Рис. 6. (Цветной онлайн) Фокусировка дифракционного пучка многослойными структурами #1 и #4. Рисунки, соответствующие системе #1, расположены слева. (a), (b) – карты распределения сфокусированных интенсивностей; (c), (d) – распределения дифракционной интенсивности вне многослойной структуры; (e), (f) – размеры фокусного пятна (1) и выходящего рентгеновского пучка из многослойной структуры (2)

сивности падающего пучка попадает в дифракционное направление (рис. 4f, h, рис. 5a), основная часть не испытывает дифракцию и, поглощаясь в среде, выходит из МС (рис. 4e, g, 5b). Следовательно, назвать данное явление фокусировкой весьма сложно, это скорее пространственное ограничение дифракционного пучка из-за рассогласований периода МС.

В ряде работ продекларированы размеры фокусного пятна от Лауэ линзы 4.7 нм [9], 5 нм [6, 11], 30 нм [7], 36 нм [13]. Это означает, что для среднего периода МС, например, 6 нм, размер дифракционной области должен быть порядка одного или нескольких периодов. Для одного периода рентгеновская брэгговская дифракция в принципе невозможна, для нескольких

периодов не может выполняться условие динамической дифракции. В наших вычислениях ширина дифракционной области порядка 3 мкм (кривые 1 и 4 на рис. 5a), что соответствует 500 периодам, поэтому размер сфокусированного пятна выходящего дифракционного пучка находится в пределах от 700 нм до 1000 нм. Фокусное пятно можно уменьшить изменением углового положения МС относительно падающего рентгеновского пучка. Так, например, уменьшая угол падения пучка на 4 мрад, фокусное расстояние может уменьшиться до 1.5 мм, что соизмеримо с результатом для зонной пластины Френеля. Однако размер фокусного пятна 132 нм по нашим расчетам сильно отличается от 4.7 нм [9] и даже от 36 нм

[7]. Результаты моделирования рентгеновской Лауэ дифракции в МС не показывают возникновения отдельных дифракционных порядков, как на это указано в [9].

Таким образом, в работе впервые показано распределение интенсивностей рентгеновских лучей в условиях Лауэ дифракции в объеме МС с рассогласованиями периодов слоев. Показано, что размер эффективной апертуры дифрагированного пучка, выходящего из Лауэ линзы, зависит от рассогласований периода слоев МС и не связан с конфигурацией зонной пластины Френеля.

1. D. H. Bilderback, X-Ray Spectrom. **32**, 195 (2003).
2. Ya. I. Nesterets and S. W. Wilkins, J. Appl. Crystallogr. **41**, 237 (2008).
3. A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, and B. Lengeler, Nature **384**, 49 (1996).
4. J. Kirz, J. Opt. Soc. Am. **64**, 301 (1974).
5. В. В. Аристов, С. В. Гапонов, В. М. Генкин, Ю. А. Горбатов, А. И. Ерко, В. В. Мартынов, Л. А. Матвеев, Н. Н. Салашченко, А. А. Фраерман, Письма в ЖЭТФ **44**, 207 (1986) [V. V. Aristov, S. V. Garonov, V. M. Genkin, Yu. A. Gorbatov, A. I. Erko, V. V. Martynov, L. A. Matveev, N. N. Salashchenko, and A. A. Fraerman, JETP Lett. **44**, 265 (1986)].
6. J. Maser, G. B. Stephenson, S. Vogt, Y. Wenbing, A. Macrander, H. C. Kang, L. Chian, and R. Conley, Proc. SPIE **5539**, 185 (2004).
7. H. C. Kang, J. Maser, G. B. Stephenson, C. Liu, R. Conley, A. T. Macrander, and S. Vogt, Phys. Rev. Lett. **96**, 12740 (2006).
8. H. Yan, R. Conley, N. Bouet, and Y. S. Chu, J. Phys. D: Appl. Phys. **47**, 263001 (2014).
9. H. F. Yan, J. Maser, A. Macrander, Q. Shen, S. Vogt, G. B. Stephenson, and H. C. Kang, Phys. Rev. B **76**, 115438 (2007).
10. M. Prasciolu, A. F. G. Leontowich, J. Krzywinski, A. Andrejczuk, H. N. Chapman, and S. Bajt, Optical Mater Express **5**, 748 (2015).
11. A. Andrejczuk, J. Krzywinski, and S. Bajt, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **364**, 60 (2015).
12. A. J. Morgan, M. Prasciolu, A. Andrejczuk, J. Krzywinski, A. Meents, D. Pennicard, H. Graafsma, A. Barty, R. J. Bean, M. Barthelmess, D. Oberthuer, O. Yefanov, A. Aquila, H. N. Chapman, and S. Bajt, Sci. Rep. **5**, 9892 (2015).
13. K. T. Murray, A. F. Pedersen, I. Mohacsi, C. Detlefs, A. J. Morgan, M. Prasciolu, C. Yildirim, H. Simons, A. C. Jakobsen, H. N. Chapman, H. F. Poulsen, and S. Bajt, Opt. Express **27**, 7120 (2019).
14. A. Authier, *Dynamical Theory of X-Ray Diffraction*, Oxford University Press, N.Y. (2001).
15. S. Takagi, Acta Crystallogr. **15**, 1311 (1962).
16. D. Taupin, Bull. Soc. Franc. Mineral. Crist. **87**, 469 (1964).
17. V. I. Punegov, S. I. Kolosov, and K. M. Pavlov, Acta Crystallogr. A **70**, 64 (2014).
18. V. I. Punegov, S. I. Kolosov, and K. M. Pavlov, J. Appl. Crystallogr. **49**, 1190 (2016).
19. V. I. Punegov, K. M. Pavlov, A. V. Karpov, and N. N. Faleev, J. Appl. Crystallogr. **50**, 1256 (2017).
20. В. И. Пунегов, ЖЭТФ **154**, 248 (2018) [V. I. Punegov, JETP **127**, 210 (2018)].
21. Y. Epelboin, Mater. Sci. Eng. **73**, 1 (1985).
22. С. И. Колосов, В. И. Пунегов, Кристаллография **50**, 401 (2005) [S. I. Kolosov and V. I. Punegov, Crystallography Reports **50**, 375 (2005)].
23. S. Stepanov and R. Forrest, J. Appl. Crystallogr. **41**, 958 (2008); <https://x-server.gmca.aps.anl.gov/>.
24. V. G. Kohn, I. Snigireva, and A. Snigirev, Phys. Status Solidi B **222**, 407 (2000).
25. A. V. Kolpakov and V. I. Punegov, Solid State Commun. **54**, 573 (1985).
26. А. В. Колпаков, В. И. Пунегов, Вестн. Московск. ун-та. сер. 3. Физика. Астрономия **27**, 85 (1986) [A. V. Kolpakov and V. I. Punegov, Moscow University Physics Bulletin **41**, 115 (1986)].