15

Кристаллическая полость и резонаторы для рентгеновского излучения (обзор)

© В.В. Лидер

Отделение „Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова“ Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники НИЦ „Курчатовский институт“,
119333 Москва, Россия
e-mail: vallider@yandex.ru

Поступило в Редакцию 22 января 2025 г.
В окончательной редакции 24 февраля 2025 г.
Принято к публикации 9 марта 2025 г.

Рассмотрены различные конфигурации кристаллических полостей для рентгеновского излучения. Описаны рентгеновские резонаторы, в том числе резонатор Фабри-Перо. Особое внимание уделено способам соединения кристаллической полости с рентгеновским лазером на свободных электронах.

Ключевые слова: рентгеновское излучение, кристаллическая полость, обратное рассеяние, резонаторы, лазеры на свободных электронах.

DOI: 10.61011/JTF.2025.08.60890.7-25

Введение

Кристаллическая полость — это устройство, способное в результате последовательных отражений осуществлять циркуляцию рентгеновских лучей (РЛ) по замкнутой траектории. К таким устройствам относятся, например, рентгеновские резонаторы различных конфигураций [1–4]. В результате многократной свертки функций распределения квантов по энергии в полости „выживают“ только кванты с энергиями, соответствующими точному условию брэгговского отражения, что приводит к сужению спектральной полосы пропускания полости. Таким образом, существенной особенностью резонаторов является их способность сформировать рентгеновский пучок в узком спектральном интервале, создавая этим самым широкие возможности для сверхмонохроматизации рентгеновского излучения.

В последнее время концепция рентгеновского лазера на свободных электронах (ЛСЭ) с обратной связью привлекает внимание исследователей. В качестве обратной связи используется кристаллическая полость [5]. Хранение и рециркуляция выходного сигнала усилителя ЛСЭ в полости происходит таким образом, чтобы рентгеновский импульс мог взаимодействовать с последующими свежими электронными сгустками в течение многократных проходов между кристаллическими отражателями, увеличивая с каждым проходом интенсивность излучения внутри полости, фильтруя спектр и улучшая когерентность излучения на ее выходе. Таким образом, симбиоз рентгеновского ЛСЭ с его уникальными характеристиками и кристаллической полости открывают широкие возможности для проведения высокоточных времяразрешающих экспериментов [6].

Цель настоящего обзора — познакомить читателя с историей разработки, использования, а также возможностями усовершенствования кристаллической полости для рентгеновского излучения.

1. Рентгеновские резонаторы

Рентгеновские резонаторы могут быть использованы для спектроскопии высокого разрешения и интерферометрии. В жестком рентгеновском диапазоне энергетическое разрешение $\sim \mu$eV может быть получено с использованием таких устройств. Это позволит изучать динамику биологических макромолекул и фононные спектры в конденсированных средах с гораздо более высоким энергетическим разрешением, чем раньше. Кристаллические резонаторы могут быть вырезаны из цельного кристаллического слитка [2]. Геометрия не только фиксирует соотношение между углом дифракции и энергией фотона, но и условие траектории РЛ. Однако для точного соответствия длины волны излучения λ и брэгговского угла θ, диктуемого условием дифракции $\lambda = 2d \sin\theta$, обычно приходится „подстраивать“ межплоскостное расстояние резонатора путем изменения температуры моноблока (рис. 1, a, b).

Однако моноблочные резонаторы практически исключают возможность их перестройки на другую длину волны. Было бы желательно иметь точно настраиваемую конструкцию, не полагающуюся на случайное соотношение длины волны и углов Брэгга. В работах Бонда и др. [1], Коттерилла и др. [3] эти ограничения снимались в первом случае за счет некомпланарной геометрии дифракции, а в другом — за счет возможности пересечения траекторий РЛ внутри полости. На рис. 1, c показан ход лучей в резонаторе с попарно параллельными одинаковыми брэгговскими отражателями. Число отражателей N определяется значением угла Брэгга θ из условия $90^\circ/\theta < N/2 < 180^\circ/\theta$ [7]. Длину резонансной

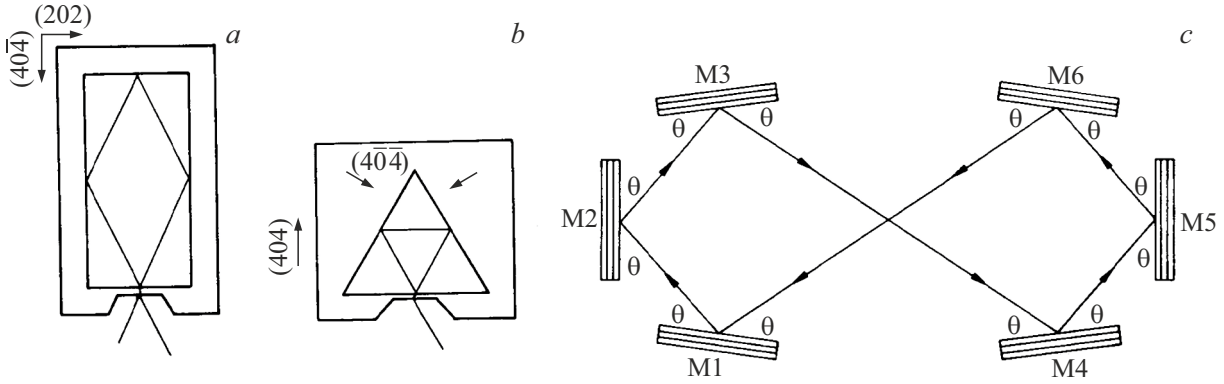

Рис. 1. Схемы хода РЛ в кристаллических резонаторах. Прямоугольный германиевый моноблочный резонатор (*a*) настроен на спектральную линию $CoK_{\alpha 1}$ при температуре 35 °C, а треугольный резонатор (*b*), изготовленный из кремния, потребует глубокого охлаждения для настройки на линию $NiK_{\alpha 2}$ [2]. В компланарном резонаторе (*c*) кристаллические отражатели M1 и M6 параллельны, так же как M2 и M5, M3 и M4 [3].

волны можно менять, варьируя взаимную ориентацию кристаллов в резонаторе.

Одной из проблем рентгеновских резонаторов является ввод в полость и вывод из полости РЛ. В работе Колпакова и др. [8] предлагается решить проблему путем введения в одну из ветвей резонатора монокристалла с толщиной, обеспечивающей эффект Бормана [9]. Решение проблемы возможно при параллельном сдвиге одного из отражателей вдоль его вектора дифракции, что приводит к нарушению замкнутости траектории пучка с сохранением цикличности внутри резонатора [7]. При каждом полном цикле пучок совершает параллельное смещение на постоянный шаг a, величина которого определяется геометрией и величиной перестановки отражателя:

$$a = 2(b_{14} - b_{23})\cos\theta, \qquad (1)$$

где b_{14} и b_{23} — расстояния между отражателями M1, M4 и M2, M3 соответственно; θ — угол Брэгга резонансной волны. Такая перестановка отражателя приводит к образованию отдельного свободного входа первичного пучка и выхода монохроматизированного пучка (рис. 2).

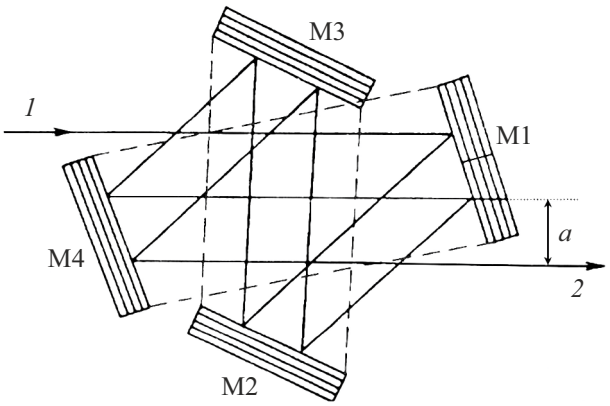

Рис. 2. Схема ввода и вывода РЛ в двухцикличном четырехкристальном резонаторе с взаимно-параллельными отражающими плоскостями для кристаллов M_1, M_4 и M_2, M_3 (*1* — первичный пучок РЛ, *a* — смещение пучка *2* на выходе резонатора) [7] (пояснения в тексте).

2. Кристаллическая полость для обратного рассеяния РЛ

Обратное рассеяние (ОР) впервые было рассмотрено с точки зрения динамической теории дифракции РЛ на совершенном кристалле Корой и Матсушитой в 1972 г. [10]. Уже в этой ранней работе отмечались две интересные особенности ОР: при приближении брэгговского угла к 90° ($\theta \to \pi/2$) ширина его кривой дифракционного отражения резко увеличивается, в то время как энергетическая полоса пропускания кристалла резко уменьшается:

$$(\Delta E)_{\pi/2}/E \approx 1/\pi N_d, \qquad (2)$$

где N_d — количество отражающих плоскостей, „укладывающихся“ в экстинкционную длину $\Lambda_{\pi/2}(\Lambda_{\pi/2} \approx \lambda/|\chi_{hr}|$, λ — длина волны РЛ, χ_{hr} — реальная часть фурье-компоненты поляризуемости кристалла).

Таким образом, открывалась возможность создать на основе ОР рентгеновскую светосильную оптику с высоким энергетическим разрешением. В дальнейшем появилось большое количество публикаций, посвященных использованию ОР РЛ в рентгеновской оптике высокого разрешения, метрологии, а также для структурной характеризации различных кристаллических объектов [11].

Авторы работ [12,13] исследовали временно́е распределение интенсивности излучения на выходе кристаллической полости, подвергнутой облучению коротким импульсом синхротронного излучения (СИ). Монолитная кремниевая полость состояла из пары вертикально расположенных стенок-отражателей, разделенных расстоя-

Рис. 3. Кремниевая кристаллическая полость с использованием ОР (рефлекс (888)). Пучки t_0 и t_1 на выходе полости соответствуют нулевому и однократному циклу отражений РЛ от ее стенок [12,13].

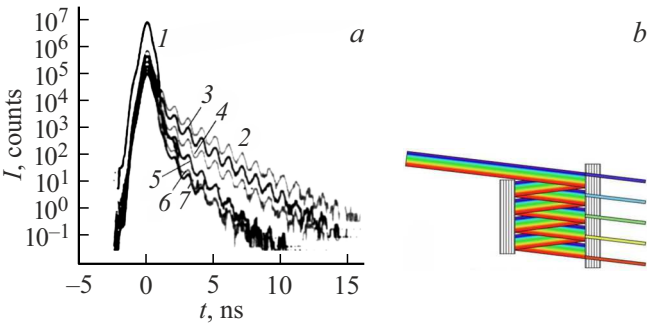

Рис. 4. *a* — временно́е распределение интенсивности излучения на выходе кристаллической полости после ее облучения импульсом длительностью 100 ps в режиме ОР: толщина стенок: кривая *2* — 243, *3* — 292, *4* — 342, *5* — 388, *6* — 425, *7* — 456 μm; *1* — первичный импульс [13]; *b* — схема линии задержки с открытым контуром. Отверстия в одном из кристаллов выбирают разные части поперечного сечения исходного пучка с разными временными задержками [13].

нием 150 mm (рис. 3). Стенки имели форму клина, обеспечивающего изменение их эффективной толщины в интервале 50–500 μm. Для реализации ОР использовался рефлекс (888) при брэгговском угле 89.865°. При этом энергия рентгеновского пучка равнялась 15.817 keV, а энергетическое разрешение — 3.7 meV.

Временно́й отклик полости на импульс длительностью 100 ps представлен на рис. 4, *a*. Ширина 500 ps (кривая *1*) соответствует отклику детектора на первичный импульс в отсутствии резонатора при $t = 0$. Временна́я картина с резонатором в положении брэгговской дифракции существенно отличается от первой кривой и представляет собой серию экспоненциально затухающих осцилляционных максимумов с периодом 1.0 ns. Максимумы соответствуют квантам, „задержанным“ полостью при 1, 2, 3, ... n последовательных отражений от обеих стенок. Так как стенки для РЛ полупрозрачны, после каждого „двойного“ акта ОР небольшая доля квантов „просачивается“ сквозь выходную стенку полости.

Рентгеновские ЛСЭ могут потребовать различные типы линий задержки и запоминающих устройств. Разделения последовательных сгустков фотонов можно осуществить, например, при использовании представленной в работах Лисса и др. [12,13] кристаллической полости. Кроме того, такая оптика не ограничивается устройствами с замкнутым контуром и способна преодолеть проблему входа и выхода созданием нескольких отверстий в одном из отражателей (рис. 4, *b*).

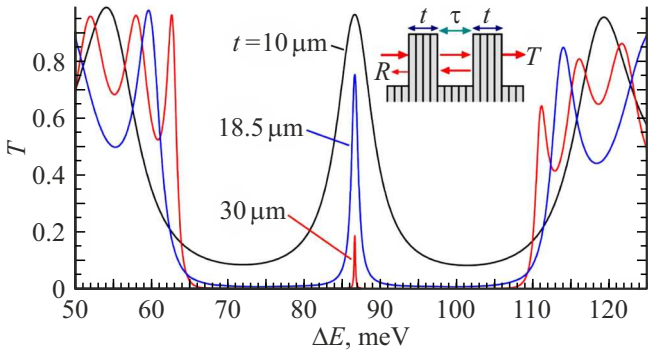

Рис. 5. Спектры пропускания алмазного РРФП (рефлекс (224)) для различных толщин кристаллических пластин t, $\tau = 10.9\,\mu$m. Угол падения составляет 90° – 0.5 mrad для исключения многоволновой дифракции [23].

В исследованиях [12,13] рассматривался некогерентный способ хранения рентгеновских фотонов в полости. Дополнительная когерентная интерференция, имеющая место в резонаторе Фабри-Перо, приведет к резкому уменьшению спектральной полосы пропускания полости.

3. Рентгеновские резонаторы Фабри-Перо

Резонаторы Фабри-Перо являются стандартными приборами в оптике видимого света. Изобретенные Фабри и Перо [14] они использовались в качестве узкополосных фильтров более ста лет как приборы для очень точного измерения ширины спектральной линии и длины волны. Основными компонентами простейшего резонатора Фабри-Перо являются два высококачественных плоских зеркала с фиксированным расстоянием между ними.

Идея рентгеновского резонатора Фабри-Перо (РРФП) была высказана Штейерлом и Штайнхаузером [15] в 1979 г. и состояла в замене оптических зеркал зеркалами кристаллическими. Они также рассмотрели проблему паразитных (многоволновых) отражений, возникающих в кристаллах кремния при точном нормальном падении на отражающие атомные плоскости [16], и предупредили, что эти паразитные отражения резко уменьшат отражательную способность зеркала и ухудшат эффективность предлагаемого устройства. В работах [17–19] на основе динамической теории дифракции была развита теория рентгеновского интерферометра Фабри-Перо. Дальнейшее развитие теория РРФП с учетом возможных несовершенств (шероховатости рабочих поверхностей, непараллельности и негомогенности толщин зеркал, температурного градиента) получила в [20]. Теория РРФП достаточно полно изложена в работах Швыдько [21,22].

Внешнее рентгеновское излучение проникает в полость резонатора через первое кристаллическое зеркало и циркулирует внутри резонатора, отражаясь от кристаллических зеркал (вкладка на рис. 5). Система становится прозрачной несмотря на хорошую отражательную способность кристаллических зеркал, когда расстояние между зеркалами равно четному количеству полупериодов волны излучения: в этом случае выполняется резонансное условие формирования стоячей рентгеновской волны в полости. Геометрия ОР имеет важное значение для минимизации влияния конечной расходимости пучка на разрешение резонаторов Фабри-Перо.

Энергетическое расстояние E_f между соседними резонансами называется свободным спектральным интервалом и является постоянной величиной, не зависящей от энергии первичного пучка:

$$E_f = \hbar c/2L_\tau. \tag{3}$$

Здесь $\hbar$ — постоянная Планка, c — скорость света, L_τ — эффективное расстояние между зеркалами. Спектральная ширина резонансов пропускания Γ тем меньше, чем выше отражательная способность R каждого зеркала: $\Gamma = E_f(1-R)/\pi R^{1/2}$.

Разрешающая способность полости определяется как отношение расстояния между резонансами и спектральной шириной резонанса Γ:

$$F = E_f/\Gamma = \pi(R)^{1/2}/(1-R). \tag{4}$$

Следовательно, спектральная ширина резонансов пропускания Γ тем меньше, чем выше отражательная способность каждого зеркала R.

В работах [21,22] показано, что разрешающая способность отражает эффективное количество N_s многократных актов ОР, участвующих в формировании стоячей волны: $F = 2N_s$.

Благодаря многократной дифракции РРФП представляет собой устройство с $F \gg 1$: для зеркал с значением $R = 0.85$, $F = 19.3$, а для $R = 0.9$, $F = 29.8$.

Высокая разрешающая способность полости также определяет очень узкую энергетическую полосу пропускания $(\Delta E/E)_p$ РРФП:

$$(\Delta E/E)_p = (FN_\tau)^{-1}, \tag{5}$$

где N_τ — количество отражающих плоскостей, укладывающихся в эффективное расстояние между зеркалами L_τ. Поскольку РЛ при брэгговской дифракции проникают в кристалл на глубину экстинкции $\Lambda_{\pi/2}$, эффективное расстояние между зеркалами при $t > \Lambda_{\pi/2}$ будет определяться формулой $L_\tau = \tau + 2\Lambda_{\pi/2}$ [18].

Таким образом, РРФП по энергетическому разрешению значительно превосходит однократное брэгговское отражение: во-первых, $N_\tau \gg N_d$ (см. формулу (2)), так как можно изготовить полость с зазором между зеркалами, значительно превышающим экстинкционную длину кристалла; во-вторых, благодаря многократной дифракции внутри полости $F \gg 1$.

Высокая, почти теоретическая, отражательная способность при ОР от атомных плоскостей (0 0 0 30) сапфира была продемонстрирована в эксперименте на первом рентгеновском интерферометре Фабри-Перо [24]. В 2005 г. экспериментально был реализован РРФП с использованием СИ и двух кремниевых кристаллических пластин с отражением (12 4 0) толщиной $25-150\,\mu$m и зазором $40-150\,\mu$m с энергетическим разрешением $\Delta E = 0.36$ meV при $E = 14.4388$ keV [25]. Для повышения эффективности резонатора в работе Тсаи и др. [26] использовались сапфировые пластины. По сравнению с кремниевым резонатором сапфировые РРФП не только имеют более низкий коэффициент поглощения, но и свойство избегать эффектов многоволновой дифракции, которая уменьшает интенсивность ОР из-за перераспределения энергии первичного пучка между возбужденными узлами обратной решетки. Толщина кристаллических пластин и зазор между ними в сапфировом резонаторе были спроектированы так, чтобы составлять 40 и 90 mm соответственно, а рефлекс (0 0 0 30) использовался для ОР при 14.3147 keV.

Одним из способов увеличения разрешающей способности резонатора является правильный выбор толщины кристаллических отражателей. Возможность сделать резонанс более резким путем увеличения толщины отражателей показана на рис. 5. Кривые пропускания были рассчитаны авторами работы [23] для плоской первичной волны. Одиночная полость имеет максимальную эффективность резонанса только тогда, когда две пластины имеют одинаковую толщину t. При $t = 10\,\mu$m $T = 96\,\%$ (рис. 5). Однако полная ширина на половине максимума (FWHM) резонансного пика составляет $\delta E = 5.8$ meV, что соответствует низкой добротности $F = 5.2$. Между тем фон помимо пика резонанса высок ($> 8\,\%$). Очевидно, это связано с низкой отражательной способностью, $R = 59\,\%$, пластин с $t = 10\,\mu$m. R можно улучшить, увеличив t. При $t = 18.5\,\mu$m R достигает 90 %, а соответствующая ширина пика резонанса δE на рис. 5 становится равной 1 meV при $F = 30$. Но пик все еще имеет протяженные „хвосты“, и фон все еще заметен. Более того, улучшение четкости сопровождается падением пиковой эффективности до $T = 75\,\%$. (например, для кристаллов кремния с более высоким поглощением эффективность падает более резко с увеличением t). Для $t = 30\,\mu$m ($R_c = 98\,\%$) T составляет всего 18 %, хотя пик становится чрезвычайно узким: $\delta E = 0.19$ meV. Поэтому один резонатор, как правило, не может одновременно достичь высокого энергетического разрешения и хорошей эффективности, особенно для кристаллов с высоким поглощением. Возможным способом преодоления этого дисбаланса является последовательное каскадирование двух однополостных резонаторов, как показано на рис. 6, *a*.

Однако здесь обратная волна от второго резонатора может либо образовать нежелательный резонанс в зазоре между двумя резонаторами, либо войти в первую

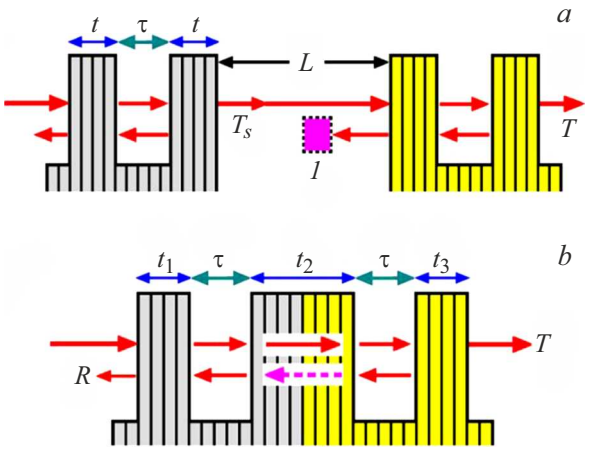

Рис. 6. *a* — последовательные (каскадные) однополостные резонаторы (*I* — изолятор); *b* — монолитный двухполостный резонатор [23].

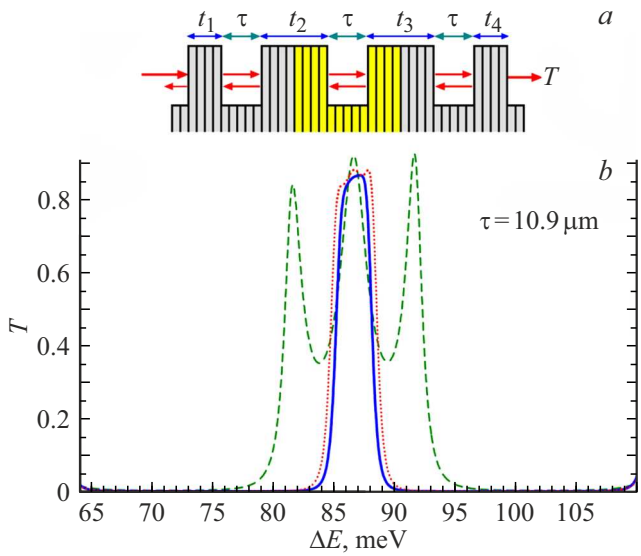

Рис. 7. *a* — схема трехполостного резонатора; *b* — кривые пропускания трехполостного алмазного резонатора (рефлекс (224)). $t_1 = t_4 = 10\,\mu$m. Штриховая линия: $t_2 = t_3 = 10\,\mu$m. Пунктирная линия: $t_2 = t_3 = 20\,\mu$m. Сплошная линия: $t_2 = t_3 = 22\,\mu$m [23].

полость и ослабить резонанс. Поэтому желателен „изолятор“, поглощающий эту волну. При этом условии коэффициент прохождения просто равен $T = T_s^2$, где T_s — пропускная способность одного резонатора.

По сравнению с кривой пропускания одиночного резонатора с $t = 10\,\mu$m на рис. 5, *b*, здесь пик у́же, $\delta E = 3.75$ meV, а пиковая эффективность все еще высока, $T = 92\,\%$. Что еще более важно, фон заметно подавлен, хотя R составляет всего 59 %.

Поскольку каскадирование двух резонаторов требует строгой юстировки, стабильности и контроля температуры, гораздо более простая схема заключается в объединении двух средних пластин на рис. 6, *a* таким образом, чтобы два резонатора стали монолитным двухполостным резонатором (рис. 6, *b*).

Обычно для N-полостного резонатора ($N > 1$) с пластинами одинаковой толщины резонансный пик разделяется на N субпиков. Таким образом, для правильной работы многополостного резонатора толщина пластин должна быть выбрана правильно. Когда $t_2 < 2t_1$, пик всегда разделяется, но два субпика имеют тенденцию сливаться вместе только когда $t_2 \to 2t_1$. При $t_2 = 2t_1$ субпики становятся одним пиком. При дальнейшем увеличении t_2 пик больше не разделяется. Вместо этого ширина пика уменьшается, но эффективность пика также уменьшается (кривая с $t_2 = 30\,\mu$m). Итак, $t_1 = t_3 = t_2/2$ является оптимальным условием (которое всегда справедливо для любых отражений Брэгга). Например, на рис. 7, *b* при $t_1 = t_3 = 20\,\mu$m оптимальное значение t_2 также удваивается до $40\,\mu$m. Обратите внимание, что здесь пиковая эффективность составляет 52 %, а ширина пика составляет всего 0.45 meV ($F = 67$).

Комбинации (t_1, t_2, t_3), которые не удовлетворяют условию $t_1 = t_3 = t_2/2$, либо приводят к расщеплению пиков, либо к снижению эффективности. Оптимальное условие $t_1 = t_3 = t_2/2$ указывает на то, что двухполостной резонансный механизм действительно похож на механизм двух каскадных однополостных резонаторов.

Отметим, что обратная волна (пунктирная стрелка на рис. 6, *b*) всегда слаба для $t_1 = t_3 = t_2/2$. Таким образом, две полости в значительной степени независимы друг от друга, за исключением того, что первая полость обеспечивает односторонний вход во вторую полость, т. е. резонансные процессы двух полостей на рис. 7, *b* происходят последовательно с небольшим взаимодействием. Рассмотренный механизм также применим к N-полостным резонаторам ($N > 2$). Например, когда трехполостной резонатор состоит из пластин одинаковой толщины (рис. 7, *a*), резонансный пик разделяется на три субпика (рис. 7, *b*). Субпики сливаются вместе, когда t_2 и t_3 удваиваются. Таким образом, трехполостной резонатор (почти) эквивалентен трем каскадным однополостным резонаторам. Здесь резонатор с $t_2 = t_3 = 2t_1 = 2t_4$ имеет небольшие выступы на резонансном пике, которые, однако, можно устранить, слегка увеличив t_2 и t_3 выше $2t_1$, как на кривой с $t_2 = t_3 = 22\,\mu$m на рис. 7, *b*.

Одна из основных особенностей РРФП — узкая полоса пропускания, превращающая его в энергетический фильтр с высокой избирательностью. Эта особенность позволяет использовать РРФП для высокоразрешающей спектроскопии. На рис. 8, *a* показана возможная схема эксперимента для измерения спектров неупругого ядерного резонансного рассеяния (ЯРР) РЛ [21,27].

Например, рефлекс α-Al_2O_3(1 6 −7 22) высокоразрешающего монохроматора с энергетическим разрешением 1.9 meV при $T = 150$ K соответствует энергии 14.4125 keV ядерного резонанса образца ^{57}Fe. Для этой энергии пучка лучшим выбором является ре-

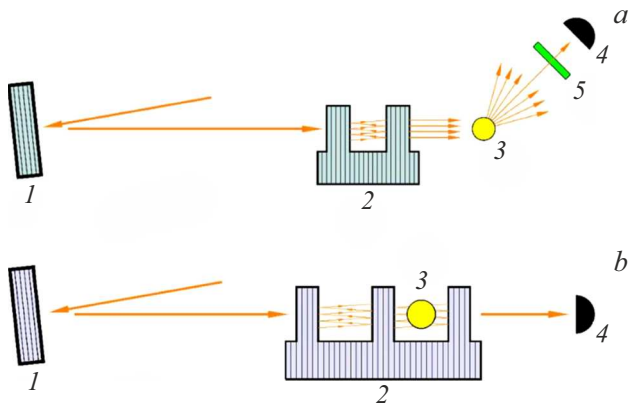

Рис. 8. Схемы экспериментов с использованием РРФП: *a* — для измерения спектров неупругого ЯРР РЛ [20]; *b* — для получения фазоконтрастного изображения исследуемого образца [21] (*1* — высокоразрешающий монохроматор ОР, *2* — РРФП, *3* — образец, *4* — детектор, *5* — анализатор ЯРР РЛ).

флекс α-Al_2O_3 (1 3 −4 28) РРФП. При $\tau = 280\,\mu$m и $t = 150\,\mu$m энергетическое разрешение оптической системы $\Delta E/E \approx 10^{-8}$. Несмотря на то что РРФП по энергетическому разрешению, возможно, не будет иметь преимущества над последними разработками многокристальных монохроматоров [28], он должен превосходить их достаточно большой величиной приемного угла $\sim 10^{-4}$ rad [21].

Монохроматизированный пучок на выходе РРФП также имеет сверхвысокую временну́ю когерентность благодаря узкой спектральной полосе пропускания. Его высокая фазовая чувствительность, возрастающая с увеличением добротности кристаллической полости, может обеспечить преимущество РРФП над распространенными методами получения фазового контраста [29].

Поскольку для получения фазового контраста с помощью РРФП необходимо, чтобы спектральная ширина первичного пучка была меньше ширины резонанса [21], следует использовать „составной“ РРФП с двумя одинаковыми полостями (рис. 8, *b*). При этом первая полость играет роль энергетического фильтра, формирующего пучок с заданными параметрами, а вторая выполняет функции интерферометра. Помещение в него исследуемого объекта приведет к резонансному сдвигу и к последующему изменению интенсивности прошедшего пучка [21].

4. Кристаллическая полость для рентгеновского лазера на свободных электронах

За последние два десятилетия успешная работа однопроходных рентгеновских ЛСЭ с чрезвычайной яркостью, поперечной когерентностью и сверхкороткой длиной импульса [30] проложила путь для разнообразных научных приложений в областях физики, биологии, химии и медицины благодаря своим преимуществам: короткой длине волны, высокой энергии и хорошей когерентности [31,32].

Однако такие импульсы рентгеновских ЛСЭ, в основном основанные на самоусиливающемся спонтанном излучении (selfamplified spontaneous emission — SASE), которое возникает из-за некогерентного дробового шума, обычно имеют плохую продольную когерентность. Наряду с различными схемами самозатравки для улучшения продольной когерентности импульсов SASE XFEL [33,34], рентгеновский лазер на свободных электронах на основе полости (cavity-based x-ray free-electron laser — CBXFEL), такой, как рентгеновский генератор ЛСЭ с низким коэффициентом усиления (x-ray free-electron laser oscillator — XFELO) [5,35,36] или рентгеновский регенеративный усилитель FEL с высоким коэффициентом усиления (x-ray regenerative amplifier free-electron laser — XRAFEL) [37–39], является перспективным кандидатом для получения РЛ высокой яркости с полной (поперечной и продольной) когерентностью и хорошей стабильностью. Концепции XFELO и XRAFEL опираются на одни и те же фундаментальные ингредиенты для реализации своих полных возможностей. Каждая схема требует электронного пучка с высокой частотой повторения, ондулятора для обеспечения усиления ЛСЭ и рентгеновского кристаллического резонатора для рециркуляции и монохроматизации рентгеновского излучения. Основное различие между двумя режимами — это пиковый ток электронов и длина сгустка [40].

CBXFEL использует рентгеновскую полость для монохроматизации и хранения части рециркулирующего рентгеновского импульса, чтобы он мог взаимодействовать с последующими свежими электронными сгустками на протяжении многих проходов. Ожидается, что импульс CBXFEL будет иметь полную когерентность и узкую энергетическую полосу пропускания, которая может быть всего несколько meV для XFELO [35,36,41].

Изменение мощности в CBXFEL можно описать следующим образом [40]:

$$P_n = R(1+G)P_{n-1}, \tag{6}$$

где P_n — мощность рентгеновского импульса при n-м проходе через резонатор, G — коэффициент усиления ЛСЭ, а R — полная отражательная способность оптического резонатора. Коэффициент усиления за один проход равен $R(1+G)$, а мощность увеличивается, если $R(1+G) > 1$. Когда $R(1+G) = 1$, система достигает своего устойчивого состояния.

Простейшая полость образована двумя кристаллическими зеркалами с нормальным падением [35,42]. В этом случае в качестве отражателей следует выбрать кристалл сапфира (рис. 9, *a*), чтобы избежать эффектов многоволновой дифракции на кристаллах Si и C кубической сингонии, приводящих к низкой отражательной способности, связанной с условием точного ОР [22,24].

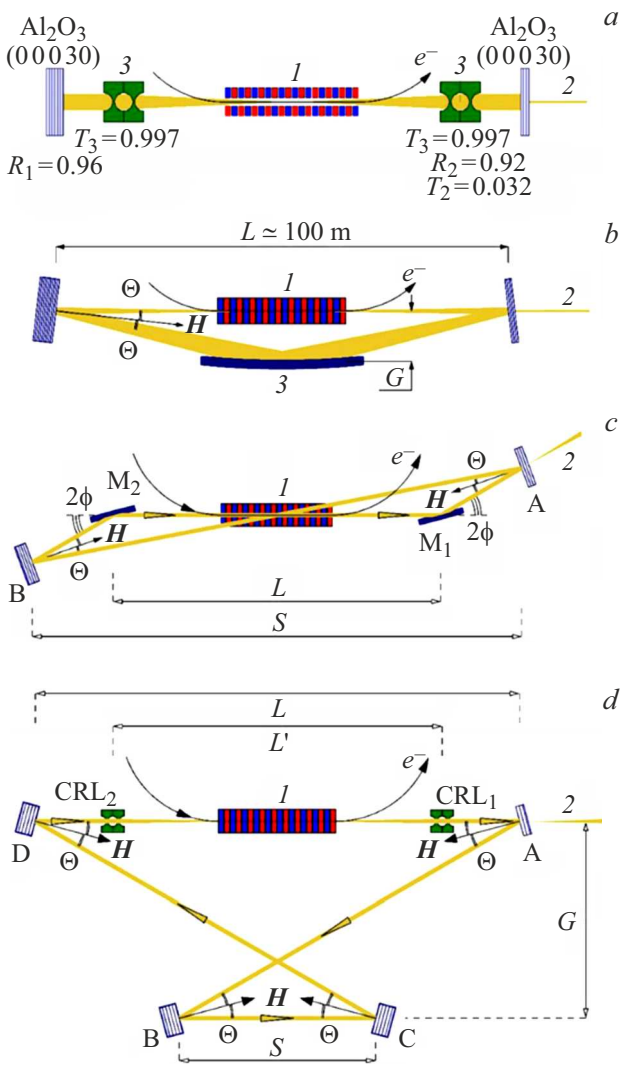

Рис. 9. Схемы рентгеновского резонатора с двумя ($a - c$) и четырьмя (d) кристаллами: *1* — ондулятор, *2* — пучок РЛ на выходе полости, *3* — фокусирующие оптические элементы [35,36] (пояснения в тексте).

Кристаллическая полость также должна обеспечивать фокусировку для управления внутрирезонаторным модовым профилем. Перспективным вариантом является использование параболических составных преломляющих линз (compound refractive lenses — CRL) [43] (рис. 9, *a*). Эллипсоидальное зеркало скользящего падения может использоваться для фокусировки, а также для замыкания контура, когда кристаллические отражатели не находятся в точной конфигурации ОР (рис. 9, *b*). В этом случае предпочтительно использование монокристаллического алмаза. Было продемонстрировано, что зеркала из алмазных кристаллов достигают почти 100% отражательной способности [44]. Благодаря уникальному сочетанию превосходных свойств, включая высокую теплопроводность, высокую механическую и радиационную прочность, алмазные кристаллы являются идеальным выбором для кристаллических зеркал в CBXFEL.

Структура полости, построенной из двух зеркал, проста, но имеет два основных недостатка [36]. Во-первых, не все типы кристаллов могут использоваться в качестве отражателей из-за эффекта многоволновой дифракции. Во-вторых, рабочая энергия таких полостей не перестраивается, поскольку угол Брэгга не может быть изменен. Конфигурация резонатора, состоящего из двух кристаллов с почти нормальным падением и зеркала скользящего падения, схематически показанная на рис. 9, *b*, является кандидатом на настраиваемый резонатор. Здесь кристаллы ориентированы так, что падающие и выходящие РЛ на каждом кристалле образуют один и тот же угол падения Θ по отношению к вектору дифракции H, нормальному к отражающим атомным плоскостям ($\Theta = \pi/2 - \theta$, θ — угол Брэгга).

Энергию фотона E можно изменить, что достигается путем изменения расстояния G и переориентации кристаллов для поддержания брэгговского отражения. Однако диапазон настройки в этой конфигурации ограничен требованием, чтобы скользящий угол падения 2Θ на зеркало был меньше критического угла θ_{cr} полного внешнего отражения. Для энергии фотона $E \approx 10$ keV обычно $\theta_{cr} \approx 1$ mrad. Это требование позволяет осуществить перестройку энергии РЛ в очень малом диапазоне.

На рис. 9, *c* показана похожая конфигурация с двумя зеркалами M_1 и M_2. Эта конфигурация может быть более благоприятной для управления профилем моды и оптимизации связи рентгеновского и электронного пучков, однако также имеет очень ограниченный диапазон настройки из-за малого угла скольжения $\varphi \approx 1$ mrad.

Однако резонатор, использующий четыре кристалла и пересекающиеся траектории РЛ, можно сделать настраиваемым по схеме (рис. 1, *c*), впервые предложенной Коттериллом еще в 1968 г. [3].

На рис. 9, *d* кристаллы A, B, C и D размещены в четырех углах равнобедренной трапеции, а РЛ распространяются по зигзагообразной траектории. Длина L пути AD велика, около 100 m для примеров, рассмотренных в работе [35]. Было бы удобно зафиксировать положения A и D так, чтобы длина L была постоянной. Было бы также практично выбрать длину S пути BC короткой (несколько метров или меньше), чтобы кристаллы B и C можно было разместить на одном оптическом столе. Кристаллы должны быть ориентированы так, чтобы условие Брэгга всегда выполнялось для каждого кристалла. Угол падения тогда одинаков для всех кристаллов и связан с размерами трапеции соотношением

$$\operatorname{tg} 2\Theta = 2G/(L + S), \tag{7}$$

где G — расстояние между двумя параллельными путями AD и BC.

Длина пути РЛ в одном цикле определяется как

$$l = (L + S)(1 + \cos 2\Theta)/\cos 2\Theta. \tag{8}$$

Необходимо, чтобы l не изменялось при настройке полости, поскольку время кругового хода должно быть

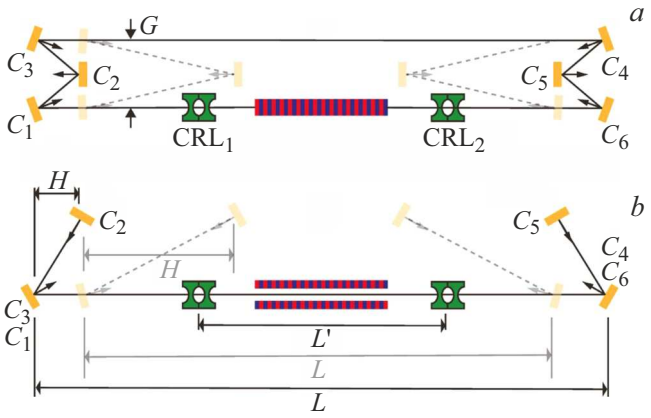

Рис. 10. Схематический вид 6-зеркального кольцевого резонатора для рентгеновского генератора FEL с использованием плоских брэгговских зеркал $C_1 \ldots C_6$ и составных преломляющих линз CRL_1 и CRL_2 для фокусировки (*a* — вид сверху, *b* — вид сбоку) [45].

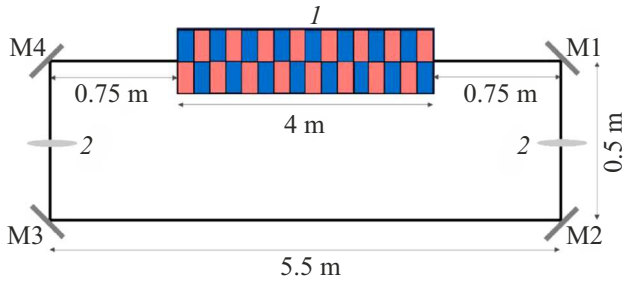

Рис. 11. Устройство 12-метровой кристаллической полости (*1* — ондулятор, *2* — оптические фокусирующие элементы) [47].

постоянным с высокой точностью и равным временному интервалу между двумя соседними электронными сгустками. Энергия рентгеновского фотона настраивается путем изменения Θ, что, в свою очередь, требует изменения G и S. Критической точкой здесь является то, что линии AD и BC параллельны, так что угол Θ одинаков во всех четырех положениях кристалла. Объединяя уравнения (7) и (8), получаем

$$G = (l/2)\,\mathrm{tg}\,\Theta, \tag{9}$$

$$L + S = (l/2)(1 - \mathrm{tg}^2\,\Theta). \tag{10}$$

Уравнения (9) и (10) определяют, как G и S должны изменяться при изменении угла Θ во время настройки полости, причем l и L предполагаются фиксированными параметрами. Чтобы увеличить энергию фотона E, угол падения Θ необходимо увеличить. Расстояние G тогда должно быть увеличено в соответствии с уравнением (9). Аналогично расстояние S должно быть уменьшено в соответствии с уравнением (10) [36]. Углы Брэгга здесь можно изменять в диапазоне $45^\circ < \theta < 90^\circ$.

В работах [38,45] рассматривается настраиваемая шестикристальная компактная полость (рис. 10). Кристаллы расположены в некопланарной геометрии рассеяния. Имеются два блока, включающие три кристалла (C_1, C_2 и C_3) с одной стороны ондулятора и три кристалла (C_4, C_5 и C_6) с другой стороны. Коллимирующие и фокусирующие элементы показаны, как $CRL_{1,2}$, которые могли бы быть зеркалами скользящего падения, но представлены на рисунке другой возможной альтернативой — составными рефракционными линзами. Предполагая, что все кристаллы и отражения Брэгга одинаковы, углы Брэгга можно выбирать в широком диапазоне $30^\circ < \theta < 90^\circ$.

Резонатор позволяет настраивать энергию фотона в большом спектральном диапазоне путем синхронного изменения всех углов Брэгга. Кроме того, для обеспечения постоянного времени пролета расстояние L (которое ограничивает ондулятор) и расстояние между кристаллами, характеризуемое H, должны изменяться вместе с θ. Боковой размер G при настройке резонатора сохраняется постоянным. Поскольку линии C_1C_6 и C_3C_4 фиксированы, внутрирезонаторное излучение может быть одновременно выведено для нескольких пользователей в разных местах резонатора. Выход через кристаллы C_1 и C_4 наиболее благоприятен, так как направление выходных пучков не меняется с энергией фотона, но выход для большего количества пользователей через кристаллы C_3 и C_6 также возможен.

В отличие от типичных настольных резонаторов оптических лазеров, CBXFEL потребуют гораздо бóльшего физического размера, часто приближаясь к сотням метров в длину. Это обусловлено физикой усиливающей среды и процессом усиления рентгеновских ЛСЭ. Усиление требует взаимодействия между рентгеновскими импульсами с последовательностью релятивистских электронных сгустков через длинные ондуляторы. Частота повторения источника электронов, определяющая время прохождения полости, регулируется доступными ускорителями электронов высокой яркости. Для современного сверхпроводящего линейного ускорителя с частотой повторения в масштабе MHz это устанавливает длину резонатора порядка 100 m. Большие размеры резонатора, в свою очередь, требуют очень жестких пространственных и угловых допусков и требований к системе брэгговских зеркал [46].

В попытке уменьшить размер CBXFEL исследователи предложили различные инновационные методы „миниатюризации“ этих устройств.

Например, в работах [46,47] использовалась наиболее компактная прямоугольная полость с четырьмя алмазными кристаллами и длиной кругового обхода 14.2 [46] и 12 m [47] (рис. 11).

Для наращивания внутрирезонаторной мощности в работе [47] использовались от шести до восьми электронных импульсов, генерируемых ультракомпактным рентгеновским ЛСЭ (UC-XFEL) [48], с периодичностью 40 ns. Резонансная энергия полости была центрирована на 6.95 keV (рефлекс (220), $\theta = 45^\circ$). Толщина кристалла первого зеркала M_1 составляла 20 μm, что обеспечива-

ло отражательную способность 98.9 %. Зеркала M_2–M_4 имели толщину 100 μm с отражательной способностью 99.6 %.

Как и в случае рентгеновских резонаторов, метод вывода излучения из полости является одним из наиболее важных компонентов для CBXFEL. Уменьшение толщины кристаллического зеркала является одним из возможных способов вывода рентгеновского излучения [35]. Однако изготовить тонкий кристалл без внесения дефектов сложно; кроме того, практически невозможно закрепить его без напряжений механически стабильным способом. Кристаллы барабанной головки — монолитные кристаллические структуры, состоящие из тонкой мембраны, снабженной окружающим толстым сплошным воротником — являются решением, обеспечивающим механически стабильное и свободное от напряжений крепление тонкой мембраны с эффективным тепловым переносом [41,49].

Стандартный подход использования тонкокристаллических отражающих зеркал очень часто ограничивается извлечением только нескольких процентов интенсивности пучка, сформированного внутри полости (рис. 9, *a*). Это приемлемо для генераторов ЛСЭ с низким коэффициентом усиления. Однако регенеративный усилитель ЛСЭ с высоким коэффициентом усиления требует гораздо более высокой эффективности вывода. Использование отражающего брэгговского зеркала с точечным отверстием для пропускания части сформированной в полости интенсивности является другим решением проблемы [38,39].

Альтернативным методом извлечения внутриполостного рентгеновского импульса как для ЛСЭ с высоким коэффициентом усиления, так и для ЛСЭ с низким коэффициентом усиления на основе полости является использование внутриполостных расщепителей пучка, например, с помощью дополнительных кристаллических зеркал [50] или дифракционных алмазных решеток [46]. Решетки имеют преимущество перед кристаллическими зеркалами: они могут быть довольно толстыми, тогда как кристаллы должны быть сравнительно тонкими в масштабе десятков микрометров, что может привести к проблемам со стабильностью. В случае решетки можно либо использовать первые дифракционные порядки для вывода, либо в случае высокого усиления даже использовать нулевой порядок для вывода, а дифракционные порядки использовать в качестве затравки для последующих круговых обходов полости.

Заключение

В свое время рентгеновские резонаторы, рассмотренные в разд. 1 – 3 обзора, были разработаны как альтернатива многокристальным монохроматорам с узкой спектральной полосой пропускания. Однако краткий экскурс в историю создания и использования кристаллической полости для рентгеновского излучения приводит к выводу, что они не пользовались и не пользуются большой популярностью у исследователей в качестве инструментов для исследования структурных особенностей твердых тел и протекающих в них процессов, вызванных внешними воздействиями. Тем не менее следует отметить их влияние на создание кристаллических полостей для рентгеновских лазеров на свободных электронах. Во-первых, работы Коттерила [3], Бонда и др. [1] проложили путь к разработке соответственно компланарной и некомпланарной полости с изменяемой энергией импульсов. Во-вторых, рентгеновская полость на основе двух брэгговских зеркал обратного рассеяния буквально „скопирована“ с рентгеновского резонатора Фабри-Перо. Принципиальная разница только в том, что размер полости определяется расстоянием между электронными сгустками ЛСЭ в первом случае, и длиной волны излучения — во втором.

Применение кристаллической полости в рентгеновских ЛСЭ открывает новые возможности для изучения взаимосвязи между структурой и динамикой материи. Более того, рентгеновские методы, которые в настоящее время ограничены спектральным потоком, пространственной и временной когерентностью, получат огромную выгоду от такого симбиоза. С пикосекундными и фемтосекундными импульсами и усовершенствованными их спектральными характеристиками станет возможным выявить основные механизмы неравновесных процессов и структурных фазовых переходов. Благодаря хорошей поперечной когерентности, чрезвычайно большой продольной когерентности и очень короткой длительности импульса, рентгеновская фотонно-корреляционная спектроскопия воспользуется преимуществом увеличения на три порядка когерентного потока, тем самым закрыв временно́й разрыв между источниками синхротронного излучения и рентгеновскими лазерами. Можно ожидать открытия совершенно новых областей исследований, например, для методов ядерного резонансного рассеяния. Это позволит вывести мессбауэровскую науку за рамки режима отдельных фотонов, открывая новые перспективы для рентгеновской квантовой оптики, что позволит изучать основы коллективного и нелинейного взаимодействия света и материи [6]. В будущем можно предвидеть разработку ядерных часов, например, на основе ^{45}Sc. Достижение этой цели потребует дальнейшего увеличения резонансного спектрального потока с использованием усовершенствованных узкополосных источников рентгеновского излучения [51].

Финансирование работы

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] W.L. Bond, M.A. Duguay, P.M. Rentzepis. Appl. Phys. Lett., **10** (8), 216 (1967). DOI: 10.1063/1.1754919

[2] R.D. Deslettes. Appl. Phys. Lett., **12** (4), 133 (1968). DOI: 10.1063/1.1651924

[3] R.M.J. Cotterill. Appl. Phys. Lett., **12** (12), 403 (1968). DOI: 10.1063/1.1651874

[4] R.T. Gabrielyan, A.H. Toneyan, O.S. Semerjyan. J. Contemp. Phys., **42** (2), 75 (2007). DOI: 10.3103/S1068337207020075

[5] R.R. Lindberg, K.-J. Kim, Yu. Shvyd'ko, W.M. Fawley. Phys. Rev. ST Accel. Beams, **14** (1), 010701 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.14.010701

[6] B. Adams, G. Aeppli, T. Allison, A.Q.R. Baron, P. Bucksbaum, A.I. Chumakov, C. Corder, S.P. Cramer, S. DeBeer, Y. Ding, J. Evers, J. Frisch, M. Fuchs, G. Grübel, J.B. Hastings, Ch.M. Heyl, L. Holberg, Zh. Huang, T. Ishikawa, A. Kaldun, K.-J. Kim, T. Kolodziej, J. Krzywinski, Zh. Li, W.-T. Liao, R. Lindberg, A. Madsen, T. Maxwell, G. Monaco, K. Nelson, A. Palffy, G. Porat, W. Qin, T. Raubenheimer, D.A. Reis, R. Röhlsberger, R. Santra, R. Schoenlein, V. Schünemann, O. Shpyrko, Yu. Shvyd'ko, Sh. Shwartz, A. Singer, S.K. Sinha, M. Sutton, K. Tamasaku, H.-Ch. Wille, M. Yabashi, J. Ye, D. Zhu. arXiv: 1903.09317 (2019). DOI: 10.48550/arXiv.1903.09317

[7] М.А. Месропян, А.Г. Ростомян. Изв. АН Армении. Физика, **26** (2), 71 (1991).

[8] A.V. Kolpakov, R.N. Kuz'min, V.M. Ryaboy. J. Appl. Phys., **41** (8), 3549 (1970). DOI: 10.1063/1.1659460

[9] N.N. Nasonov. Phys. Lett. A, **260** (5), 391 (1999). DOI: 10.1016/S0375-9601(99)00545-9

[10] K. Kohra, T. Matsushita. Z. Naturforsch A, **27** (3), 484 (1972). DOI: 10.1515/zna-1972-0317

[11] В.В. Лидер. Кристаллография, **57** (5), 705 (2012). [V.V. Lider. Crystallogr. Rep., **57** (5), 628 (2012). DOI: 10.1134/S1063774512050094]

[12] K.-D. Liss, R. Hock, M. Gomm, B. Waibel, A. Magerl, M. Krisch, R. Tucoulou. Nature, **404** (6776), 371 (2000). DOI: 10.1038/35006017

[13] K.-D. Liss, R. Hock, M. Gomm, B. Waibel, A. Magerl, M. Krisch, R. Tucoulou. Proc. SPIE, **4143**, 78 (2001). DOI: 10.1117/12.413682

[14] C. Fabry, A. Pérot. Ann. Chim. Phys., **16** (7), 115 (1899).

[15] A. Steyerl, K.-A. Steinhauser. Z. Physik B, **34** (2), 221 (1979). DOI: 10.1007/BF01322144

[16] S.-L. Chang, Yu.P. Stetsko, M.-T. Tang, Y.-R. Lee, W.-H. Sun, M. Yabashi, T. Ishikawa, H.-H. Wu, B.-Y. Shew, Y.-H. Lin, T.-T. Kuo, K. Tamasaku, D. Miwa, S.-Y. Chen, Y.-Y. Chang, J.-T. Shy. Phys. Rev. B, **74** (13), 134111 (2006). DOI: 10.1103/PHYSREVB.74.134111

[17] A. Caticha, S. Caticha-Ellis. Phys. Stat. Sol. (a), *119* (2), 643 (1990). DOI: 10.1002/pssa.2211190228

[18] A. Caticha, K. Aliberty, S. Caticha-Ellis. Rev. Sci. Instrum., **67** (9), 3380 (1996). DOI: 10.1063/1.1147321

[19] Y.V. Shvyd'ko, E. Gerdau. Hyp. Interact, **123/124** (1–4), 741 (1999). DOI: 10.1023/A:1017048629185

[20] V.G. Kohn, Y.V. Shvyd'ko, E. Gerdau. Phys. Stat. Sol. (b), **221** (2), 597 (2000). DOI: 10.1002/1521-3951(200010)221:2<597::AID-PSSB597>3.3.CO;2-N

[21] Y.V. Shvyd'ko. *X-ray resonators and other applications of Bragg backscattering. Habilitationsschrift* (DESY, Hamburg, 2002), DOI: 10.3204/DESY-THESIS-2002-028

[22] Y.V. Shvyd'ko. *X-Ray Optics. Springer, Ser. Optical Science* (Springer, Verlag, Berlin 2004), v. 98. DOI: 10.1007/978-3-540-40890-1

[23] X.R. Huang, D.P. Siddons, A.T. Macrander, R.W. Peng, X.S. Wu. Phys. Rev. Lett., **108** (22), 224801 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.224801

[24] Y.V. Shvyd'ko, M. Lerche, H.-C. Wille, E. Gerdau, M. Lucht, H.D. Rüter, E.E. Alp, R. Khachatryan. Phys. Rev. Lett., **90** (1), 013904 (2003). DOI: 10.1103/physr evlett.90.013904

[25] S.-L. Chang, Yu.P. Stetsko, M.-T. Tang, Y.-R. Lee, W.-H. Sun, M. Yabashi, T. Ishikawa. Phys. Rev. Lett., **94** (17), 174801 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.174801

[26] Y.W. Tsai, Y.H. Wu, Y.Y. Chang, W.C. Liu, H.L. Liu, C.H. Chu, P.C. Chen, P.T. Lin, C.C. Fu, S.L. Chang. J. Synchrotron Rad., **23** (3), 658 (2016). DOI: 10.1107/S1600577516004999

[27] E. Burkel. Rep. Prog. Phys., **63** (2) P. 171 (2000). DOI: 10.1088/0034-4885/63/2/203

[28] T. Toellner. Hyp. Int., **125** (1–4), 3 (2000). DOI: 10.1023/A:1012621317798

[29] R. Fitzgerald. Phys. Today, **53** (7), 23 (2000). DOI: 10.1063/1.1292471

[30] P. Emma, R. Akre, J. Arthur, R. Bionta, C. Bostedt, J. Bozek, A. Brachmann, P. Bucksbaum, R. Coffee, F.-J. Decker, Y. Ding, D. Dowell, S. Edstrom, A. Fisher, J. Frisch, S. Gilevich, J. Hastings, G. Hays, Ph. Hering, Z. Huang, R. Iverson, H. Loos, M. Messerschmidt, A. Miahnahri1, S. Moeller, H.-D. Nuhn, G. Pile, D. Ratner, J. Rzepiela, D. Schultz, T. Smith, P. Stefan, H. Tompkins, J. Turner, J. Welch, W. White, J. Wu, G. Yocky, J. Galayda. Nat. Photonics, **4** (9), 641 (2010). DOI: 10.1038/nphoton.2010.176

[31] N. Huang, H. Deng, B. Liu, D. Wang, Z. Zhao. Innovation (Camb), **2** (2), 100097 (2021). DOI: 10.1016/j.xinn.2021.100097.

[32] C. Feng, H.-X. Deng. Nucl. Sci. Tech., **29** (11), 160 (2018). DOI: 10.1007/s41365-018-0490-1

[33] J. Feldhaus, E.L. Saldin, J.R. Schneider, E.A. Schneidmiller, M.V. Yurkov. Opt. Commun., **140** (4–6), 341 (1997). DOI: 10.1016/s0030-4018(97)00163-6

[34] I. Nam, C.-K. Min, B. Oh, G. Kim, D. Na, Y.J. Suh, H. Yang, M.H. Cho, C. Kim, M.-J. Kim, Ch.H. Shim, J.H. Ko, H. Heo, J. Park, J. Kim, S. Park, G. Park, S. Kim, S.H. Chun, H. Hyun, J.H. Lee, K.S. Kim, I. Eom, S. Rah, D. Shu, K.-J. Kim, S. Terentyev, V. Blank, Yu. Shvyd'ko, S.J. Lee, H.-S. Kang. Nat. Photonics, **15** (6), 435 (2021). DOI: 10.1038/s41566-021-00777-z

[35] K.-J. Kim, Y. Shvyd'ko, S. Reiche. Phys. Rev. Lett., **100** (24), 244802 (2008). DOI: 10.1103/physrevlett.100.244802

[36] K.-J. Kim, Y.V. Shvyd'ko. Phys. Rev. ST Accel. Beams, **12** (3), 030703 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.12.030703

[37] Z. Huang, R. D. Ruth. Phys. Rev. Lett., **96** (14), 144801 (2006). DOI: 10.1103/physrevlett.96.144801

[38] H.P. Freund, P.J.M. van der Slot, Yu. Shvyd'ko. New J. Phys., **21** (9), 093028 (2019). DOI: 10.1088/1367-2630/ab3f72

[39] G. Marcus, A. Halavanau, Z. Huang, J. Krzywinski, J. MacArthur, R. Margraf, T. Raubenheimer, D. Zhu. Phys. Rev. Lett., **125** (25), 254801 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.254801

[40] T. Liu, Z. Qi, W. Zhang, S.-W. Xiang, Y.-Y. Lei, Y. Zhu, Y.-Z. He, Q.-B. Yuan, F. Gao, R.-B. Deng, S. Sun, Z.-D. Lei, Z.-Q. Jiang, M.-Q. Duan, Y. Zhuan, X.-F. Huang, Y.-Y. Lei, Y. Zhu, Y.-Zh. He, Q.-B. Yuan, F. Gao, R.-B. Deng, S. Sun, Zh.-D. Lei, Zh.-Q. Jiang, M.-Q. Duan, Yu. Zhuan, X.-F. Huang, P.-Ch. Dong, Zh.-L. Li, Sh.-Y. Si, L. Xue, S. Chen, Y.-F. Liu, Y.-J. Tong, H.-X. Deng, Zh.-T. Zhao. Nucl. Sci. Tech., **34**, 6 (2023). DOI: 10.1007/s41365-022-01151-6

[41] P. Liu, P. Pradhan, A. Miceli, D.A. Walko, D. Shu, J. Sullivan, K. Lang, M. Rivers, M. Balcazar, K. Li, R. Margraf, A. Halavanau, A. Sakdinawat, T. Sato, D. Zhu, Y. Shvyd'ko. Phys. Rev. Accel. Beams, **27** (11), 110701 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.27.110701

[42] P. Rauer, W. Decking, D. Lipka, D. Thoden, T. Wohlenberg. Phys. Rev. Accel. Beams, **26** (2), 020701 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.26.020701

[43] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler. Nature, **384** (6604), 49 (1996). DOI: 10.1038/384049a0

[44] Y.V. Shvyd'ko, V. Blank, S. Terentyev. MRS Bull., **42** (06), 437 (2017). DOI: 10.1557/mrs.2017.119

[45] P.J.M. van der Slot, H.P. Freund. Appl. Sci., **11** (11), 4978 (2021). DOI: 10.3390/app11114978

[46] R. Margraf, R. Robles, A. Halavanau, J. Kryzywinski, K. Li, J. MacArthur, T. Osaka, A. Sakdinawat, T. Sato, Y. Sun, K. Tamasaku, Z. Huang, G. Marcus, D. Zhu. Nat. Photonics, **17** (10), 878 (2023). DOI: 10.1038/s41566-023-01267-0

[47] M. Singleton, J. Rosenzweig, J. Tang, Z. Huang. Instruments, 8 (1), 2 (2024). DOI: 10.3390/instruments8010002

[48] J.B. Rosenzweig, N. Majernik, R.R. Robles, G. Andonian, O. Camacho, A. Fukasawa, A. Kogar, G. Lawler, J. Miao, P. Musumeci, B. Naranjo, Y. Sakai, R. Candler, B. Pound, C. Pellegrini, C. Emma, A. Halavanau, J. Hastings, Z. Li, M. Nasr, S. Tantawi, P. Anisimov, B. Carlsten, F. Krawczyk, E. Simakov, L. Faillace, M. Ferrario, B. Spataro, S. Karkare, J. Maxson, Y. Ma, J. Wurtele, A. Murokh, A. Zholents, A. Cianchi, D. Cocco, S.B. van der Geer. New J. Phys., **22** (9), 093067 (2020). DOI: 10.1088/1367-2630/abb16c

[49] T. Kolodziej, P. Vodnala, S. Terentyev, V. Blank, Y.J. Shvyd'ko. Appl. Cryst., **49** (4), 1240 (2016). DOI: 10.1107/S1600576716009171

[50] Y.V. Shvyd'ko. Phys. Rev. Accel. Beams, **22** (10), 100703 (2019). DOI: 10.1103/physrevaccelbeams.22.100703

[51] Y. Shvyd'ko, R. Röhlsberger, O. Kocharovskaya, J. Evers, G.A. Geloni, P. Liu, D. Shu, A. Miceli, B. Stone, W. Hippler, B. Marx-Glowna, I. Uschmann, R. Loetzsch, O. Leupold, H.-C. Wille, I. Sergeev, M. Gerharz, X. Zhang, Ch. Grech, M. Guetg, V. Kocharyan, N. Kujala, Sh. Liu, W. Qin, A. Zozulya, J. Hallmann, U. Boesenberg, W. Jo, J. Möller, A. Rodriguez-Fernandez, M. Youssef, A. Madsen, T. Kolodziej. Nature, **622** (7983), 1 (2023). DOI: 10.1038/s41586-023-06491-w