

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Рентгеновские кристаллические интерферометры

В.В. Лидер

Рассматриваются различные конфигурации рентгеновского кристаллического интерферометра. Анализируется их применение в метрологии, для измерения фундаментальных физических констант, исследования фазовых (слабопоглощающих) объектов, времяразрешающей диагностики, определения параметров жёсткого рентгеновского излучения, характеристик структурных дефектов, а также возможность создания на их основе рентгеновского интерферометра Майкельсона. Особое внимание уделяется описанию трёхкристального лауэвского интерферометра (LLL-интерферометра), его конструкции и экспериментальным возможностям.

PACS numbers: 07.85. – m, 41.50. + h, 61.05. cp

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201411e.1217

Содержание

1. Введение (1217).
 2. Явление муара (1217).
 3. Бикристаллический интерферометр (1218).
 4. Двухлучевые и трёхлучевые интерферометры (1220).
 5. Трёхкристальный лауэвский интерферометр (LLL-интерферометр) (1222).
5.1. Теория LLL-интерферометра. 5.2. Применение LLL-интерферометра.
 6. Рентгеновские интерферометры Майкельсона (1232).
 7. Заключение (1234).
- Список литературы (1235).

1. Введение

Рентгеновская интерферометрия — относительно новое направление в современной экспериментальной физике. Со дня своего возникновения (в 2015 г. ему исполнится 50 лет!) метод продемонстрировал поистине уникальные возможности в различных областях изучения конденсированных сред: при измерении фундаментальных физических констант, оптических констант в области жёсткого (10–100 кэВ) рентгеновского излучения, прецизионном измерении параметра кристаллической решётки, изучении структурных дефектов в почти совершенных монокристаллах, а также в рентгеновской фазоконтрастной микроскопии.

В 1965 г. в журнале *Applied Physics Letters* в течение семи месяцев были опубликованы четыре работы, открывшие эру рентгеновской интерферометрии. В двух из них, появившихся в октябре с интервалом в две недели, впервые была показана возможность получения рентгеновского муара при дифракции рентгеновских лучей (РЛ)

на бикристалле в случае, когда его составляющие незначительно различаются величинами межплоскостных расстояний или ориентацией, на примере полупроводниковой гетероструктуры [1] (в первом случае) и кристалла кварца, разделённого искусственно созданной трещиной [2] (во втором случае).

В работах Бонзе и Харта [3, 4], появившихся в апреле и августе, был разработан и апробирован трёхкристальный интерферометр, имеющий возможность изменения разности фаз интерферирующих пучков. Введение исследуемого объекта в один из двух сформированных интерферометром когерентных рентгеновских пучков приводит к изменению его фазы, что отражается на результатах интерференции с другим (опорным) пучком.

В дальнейшем Харт показал [5], что такой интерферометр может служить "ангстремной линейкой", тем самым положив начало его успешному использованию в метрологии.

Особенности и возможности рентгеновской интерферометрии рассмотрены в ряде обзоров [6–14]. В них проанализированы работы по теории рентгеновских интерферометров [6–8, 10–12], их конструкций [7–10, 12], использованию для дисперсионной спектроскопии [7–10], определению параметра кристаллической решётки [6–8, 13], изучению структурных дефектов [6–8, 10, 11], фазоконтрастной микроскопии [8–10, 13, 14]. Но только в обзоре [8], опубликованном в далёком 1975 г., отражены все перечисленные тематики. Кроме этого, в обзорах не уделено внимание бикристаллическим интерферометрам, рентгеновским интерферометрам Майкельсона (Michelson), а также исследованиям ядерного резонансного рассеяния.

Цель настоящего обзора — попытка осветить все возможные направления метода рентгеновской кристаллической интерферометрии, отражённые в научных публикациях.

2. Явление муара

Рентгеновская интерферометрия основана на явлении муара. Как известно, картина муара возникает при наложении двух линейно-периодических структур. Явле-

В.В. Лидер. Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Ленинский просп. 59, 119333 Москва, Российская Федерация
Тел. (499) 135-61-50. E-mail: lider@ns.crys.ras.ru; vallider@yandex.ru

Статья поступила 28 октября 2013 г.,
после доработки 20 декабря 2013 г.

ние обусловлено тем, что повторяющиеся элементы двух структур следуют с немного разной частотой и то накладываются друг на друга, то образуют промежутки [15–17].

Муар возникает в виде линейной периодической картины с периодом, существенно большим каждого из периодов двух структур. Если структуры состоят из системы равноудалённых плоскостей, параллельных друг другу, с несколько различающимися межплоскостными расстояниями d_1 и d_2 , то возникает муаровый узор с периодом

$$A_x = \frac{d_1 d_2}{|d_1 - d_2|}, \quad (1)$$

называемый дилатационным муаром (рис. 1б). Если системы плоскостей с одинаковым периодом d развёрнуты друг относительно друга на малый угол ε , то возникает муаровый узор вращения с периодом

$$A_y = \frac{d}{\varepsilon}, \quad (2)$$

называемый ротационным муаром (рис. 1а) [16, 17]. В случае смешанного муара (рис. 1в) период картины A_{xy} и угол β между полосами муара и осью x , нормальной к плоскостям, даются формулами [15, 16]:

$$A_{xy} = [A_x^{-2} + A_y^{-2}]^{-1/2} = d_1 \left[\frac{(d_1 - d_2)^2}{d_2^2} + \varepsilon^2 \right]^{-1/2}, \quad (3)$$

$$\tan \beta \approx \frac{A_y}{A_x}. \quad (4)$$

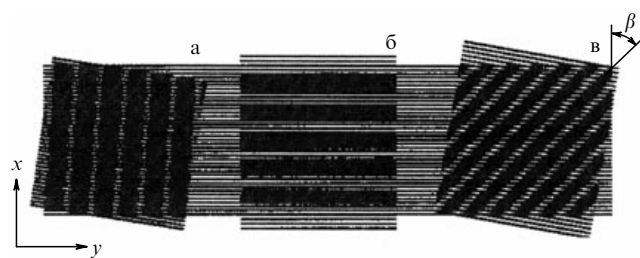


Рис. 1. Схемы формирования ротационного (а), дилатационного (б) и смешанного (в) муара [15].

Из соотношения (2) следует, что полосы дилатационного муара параллельны направлению плоскостей, а поворотного муара — перпендикулярны ему (см. рис. 1а, б).

Кроме рассмотренных типов муара существует трансляционный муар: при перемещении друг относительно друга структур с $d_1 = d_2 = d$ и $\varepsilon = 0$ в направлении, нормальном их плоскостям, возможно зафиксировать периодическое (синусоидальное с периодом, равным d) изменение интенсивности прошедшего излучения [17].

Явление муара в области длин волн видимого света известно давно и широко используется в науке и технике. Благодаря малой длине волны, сравнимой с периодом кристаллической решётки, а также высокой проникающей способности рентгеновского излучения использование последнего для получения муаровых картин является чрезвычайно перспективным. Популярность метода рентгеновского муара при различного рода исследованиях (в частности, в области физики кристаллов) объясняется его высокой чувствительностью к малым деформациям решёток. Если считать, что максимально допустимый для наблюдения интервал полос муара равен 1 см, то при $d \approx 1 \text{ \AA}$ исходя из (1) и (2) можно получить минимальные детектируемые величины дилатации и поворота 10^{-8} и 10^{-2} угл. с соответственно.

3. Бикристаллический интерферометр

Рассмотрим кристалл, разделённый на два плоскопараллельных блока 1 и 2 (рис. 2а) границей (дефектом упаковки, трещиной) или недифрагирующим зазором (воздушным или заполненным инородным материалом). При падении на кристалл первичной сферической рентгеновской волны с узким фронтом точно под углом Брэгга к отражающей плоскости, след которой представлен отрезком DB, на выходе блока 1 образуются две волны — прошедшая и дифрагированная. Суперпозиция этих двух когерентных волн формирует поле стоячей волны с периодом d не только в блоке 1 (треугольник ACD), но и вне его (треугольник ABC) [16]. В блоке 2 "решётка" стоячей волны, состоящая из пучностей и узлов, накладывается на его кристаллическую решётку. В результате на выходе кристалла могут наблюдаться две муаровые картины: светлопольная (в прошедшем пучке O) и темнопольная (в дифрагированном пучке H) [17].

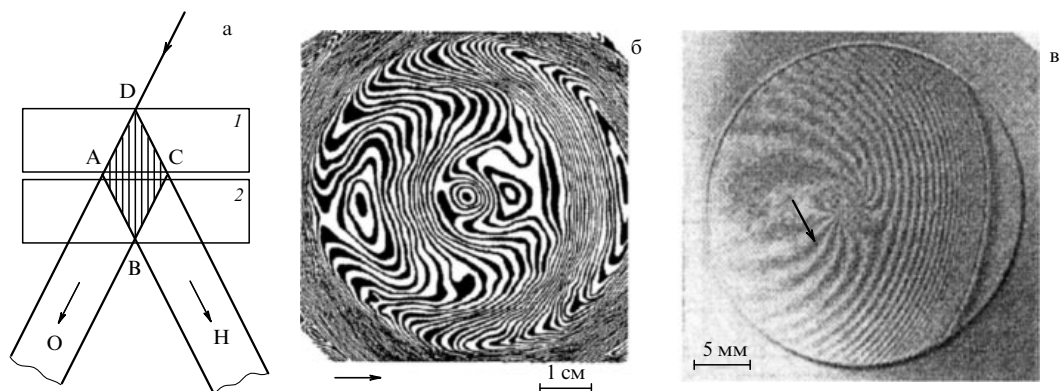


Рис. 2. Схема формирования картины рентгеновского муара для случая бикристалла (а); картина муара, полученная от имплантированного кислородом кристалла кремния (SIMOX) в геометрии Брэгга (для удобства обработки топограммы её контраст был искусственно увеличен), рефлекс (224), $\lambda = 1,5 \text{ \AA}$ [31] (б); интерференционная картина, полученная от имплантированного ионами N^+ кристалла кремния в геометрии Лауэ, рефлекс (111), излучение $MoK\alpha$ [25] (в); стрелками показаны направления векторов дифракции (см. текст).

Теория дифракции сферической волны на бикристалле с плоским узким воздушным зазором была развита в работах [18, 19], а авторами [20] были проанализированы закономерности получения картин муара при лауэвской и брэгговской дифракции. Симон и Отье [21] развили теорию рентгеновского муара, используя уравнения Такаги. В работе [22] теоретически были изучены дифракция РЛ в интерферометре, в котором блоки имели одинаковые межплоскостные расстояния и между блоками имела недифрагирующая область, а также дифракция в интерферометре с блоками, межплоскостные расстояния которых были различны, но недифрагирующая область между кристаллами отсутствовала. Как было показано в приближении плоской волны, осцилляция интенсивности на выходе интерферометра первого типа не должна наблюдаться, но обязательно возникает в интерферометре второго типа в виде картины муара.

В случае сферической волны на выходе интерферометра первого типа образуются так называемые трансляционные полосы [18] с периодом A_g , зависящим от размера недифрагирующей области t_g , толщин блоков t_1 и t_2 , а также глубины экстинкции Δ_0 [23]:

$$A_g = \frac{\Delta_0}{t_g} (t_1 + t_2) \tan \theta_B, \quad (5)$$

где θ_B — угол Брэгга, $\Delta_0 = \lambda(\gamma_e|\gamma_i|)^{1/2}/C|\chi_{hr}|$ [18] (λ — длина волны излучения, C — фактор поляризации, χ_{hr} — действительная часть фурье-разложения поляризуемости кристалла, γ_i и γ_e — соответственно направляющие косинусы падающих на кристалл и дифрагированных РЛ).

При уменьшении угловой расходимости первичного пучка, как было теоретически предсказано авторами [24], величина A_g увеличивается.

Экспериментально трансляционные полосы наблюдались, например, при дифракции РЛ на кремнии, имплантированном высокоэнергетичными ионами [25], а также на гетеросистеме $\text{Si}/\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ [26].

На выходе интерферометра второго типа образуются полосы муара, расстояние между которыми в большинстве случаев удовлетворительно описывается формулами (1)–(4). Так, в работах [2] и [27] показано, что взаимная разориентация двух частей исследуемых кристаллов, вызванная трещиной, составляет соответственно 2 и 0,6 угл. с. В работах [1, 28] были исследованы рассогласования кристаллических решёток, разделённых гетерограницей, с использованием брэгговской [1] и лауэвской [28] дифракции.

Имплантация кристалла высокоэнергетическими частицами часто приводит не только к образованию на некоторой глубине аморфизированного слоя, но также к дефектообразованию в приповерхностном слое. В этом случае можно говорить о третьем типе бикристаллического интерферометра — симбиоза рассмотренных выше двух типов. Теоретическое рассмотрение такого интерферометра содержится в работе [20]. В [29] теоретически и экспериментально продемонстрирована зависимость периода муаровой картины от знака несоответствия межплоскостных расстояний блоков бикристалла, тем самым показано, что формула (1) не всегда верна. В работе [21] изучалось влияние бомбардировки кремния альфа-частицами. Целью авторов [30, 31] являлось определение тензора деформации приповерхностного слоя кремния, подвергнутого имплантации ионами кислорода с последующим отжигом. Для этого была получена серия проекционных топограмм исследуемого образца с исполь-

зованием симметричных и асимметричных линейно независимых лауэвских [30] или брэгговских [31] рефлексов (одна из топограмм приведена на рис. 2б).

В общем случае интерференционная картина при дифракции РЛ на бикристалле может иметь сложную структуру, не всегда поддающуюся быстрой и простой расшифровке [25, 32, 33]. На рисунке 2в показана проекционная топограмма кристалла кремния, демонстрирующая "переход" трансляционных полос (правая часть топограммы), сформировавшихся на образованной в результате имплантации ионами азота линзообразной аморфной области, в полосы муара (левая часть топограммы), возникшие благодаря деформационным полям включения второй фазы [25]. На топограмме вектор дифракции (обозначен стрелкой) перпендикулярен полосам муара, что указывает на дилатационный характер деформации.

Полосы на рентгеновском изображении могут быть интерпретированы как 1) полосы равной толщины (полосы маятниковое решения) [34], 2) интерференционные трансляционные полосы, которые образуются в результате дифракции РЛ на совершенном бикристалле, содержащем бездифракционную зону между двумя его частями, или 3) муаровый узор, образованный двумя наложенными кристаллическими решётками, немного различающимися параметром и/или ориентацией. Учитывая первую возможность, заметим, что расстояние между полосами равной толщины зависит от экстинкционной длины (следовательно, от длины волны падающего на бикристалл пучка). Для второго варианта существует правило: изменение знака вектора дифракции на противоположный всегда приводит к обращению контраста [35]. Для картины муара, как следует из (1), имеет место два критерия: расстояние между полосами не зависит от длины волны излучения и обратно пропорционально порядку отражения (рис. 3).

В работе [36] для исследования дислокационной структуры природного кварца Ланг использовал "реперный" совершенный кварцевый кристалл, наложен-

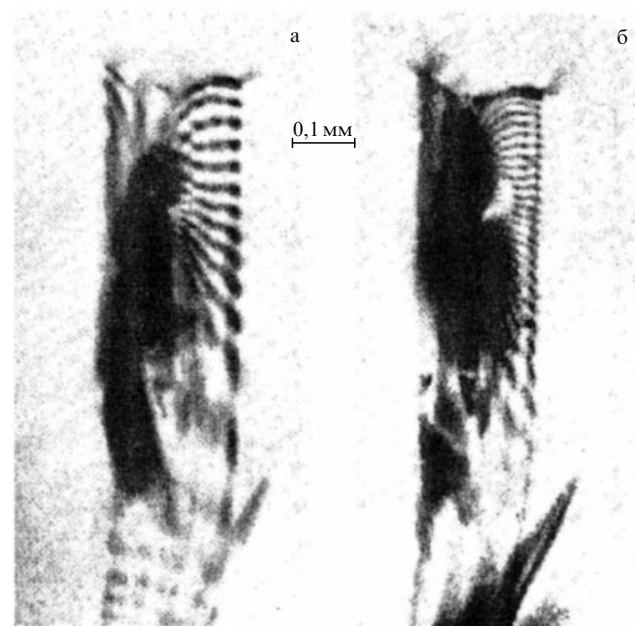


Рис. 3. Картины муара на секционных топограммах кристалла кварца, содержащего трещину (верхняя часть рисунка); излучение $\text{MoK}\alpha$, рефлекс (10 $\bar{1}0$) (а) и (20 $\bar{2}0$) (б) [2].

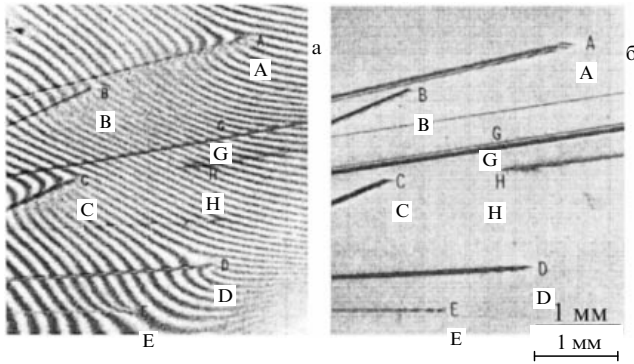


Рис. 4. Картина муара, полученная от бикристалла, образованного дислокационным и совершенным кристаллами природного кварца (а); рентгеновская проекционная топография дислокационного кварца (б). Рефлекс (1011), излучение $\text{MoK}\alpha$ [36] (см. текст).

ный на исследуемый так, что оба кристалла одновременно находились в отражающем положении (авторами [37] описан упрощенный способ прецизионной взаимной юстировки пары кристаллов). Вектор Бюргерса дислокации $\mathbf{b}$ может быть определен по формуле $N = [\mathbf{g} \times \mathbf{b}]$, где $\mathbf{g}$ — вектор дифракции, N — количество дополнительных полос муара, наблюдаемых в точках А, В, С, D и Е, которыми обозначаются выходы дислокаций на поверхность кристалла (рис. 4). Из рассмотрения рис. 4а следует, что для пары дислокаций А и В $N = 2$ и $N = 4$, а для дислокаций С, D и Е векторное произведение $[\mathbf{g} \times \mathbf{b}]$ равно 6, 3 и 4 соответственно.

4. Двухлучевые и трёхлучевые интерферометры

Рассмотренный выше бикристаллический интерферометр конструктивно не позволяет экспериментатору воздействовать на фазовые соотношения интерферирующих когерентных пучков из-за малого размера (или полного отсутствия) пространства между блоками. Именно наличие такого свободного пространства позволяет менять фазу одного из когерентных пучков введением в него исследуемого образца, плоскопараллельной слабопоглощающей пластины (фазового модулятора) или клина для создания фазового градиента.

В двухлучевом интерферометре первичный рентгеновский пучок с помощью расщепителя S (рис. 5а) пространственно разделяется на два когерентных пучка, которые проходят различные оптические пути, а затем после дифракции на зеркале М сводятся вместе на анализаторе А.

Одним из основных параметров рентгеновского пучка, определяющих его способность участвовать в интерференционных взаимодействиях, является его когерентность. Различают поперечную и продольную (временную) когерентность. Поперечная когерентность означает сильную корреляцию (фиксированную связь фаз) между электромагнитными колебаниями, которые совершаются в один и тот же момент времени в разных точках плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Её величину l_x можно оценить по формуле $l_x \approx \lambda/\omega$ (λ — длина волны, ω — телесный угол наблюдения источника). Продольная когерентность означает сильную корреляцию между электромагнитными полями в одном месте, но в разное время. Её величина может быть оценена как $\lambda^2/\Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ — полоса пропускания интерферометра.

Геометрические условия реализации интерференции требуют, чтобы разность длин оптических путей двух лучей была меньше, чем продольная длина когерентности интерферирующих пучков, т.е. чтобы разность хода лучей была не более нескольких десятков микрон, и чтобы точность изготовления интерферометра контролировалась этим же параметром.

Рентгеновские интерферометры, как правило, выполнены из монокристаллов кремния. Очень высокие требования к юстировке частей интерферометра привели к их монолитной конструкции. Кремний выбран потому, что при комнатной температуре является идеально хрупким материалом, имеет достаточно низкий коэффициент теплового расширения и высокую теплопроводность, в нём отсутствует механический гистерезис или усталостность, а упругие детали, выполненные из этого кристалла, отлично работают. Это делает кремний чрезвычайно полезным материалом для электротехники, электроники, механической и оптической инженерии, связанной с проектированием машин, приспособлений и других структур, имеющих исключительно низкие допуски, хорошую воспроизводимость и стабильность в течение долгого времени. Кремний очень хорошо подходит для использования в рентгеновской дифрактометрии, обладая хорошими свойствами рассеяния и низким поглощением РЛ, хорошо поддаётся механической обработке и практически свободен от примесей, а бездефектные кристаллические слитки в виде стержней достаточно больших диаметров конкретных кристаллографических ориентаций легко доступны. Из кристаллической булы алмазной фрезой вырезается конфигурация, состоящая из трёх или более вертикальных пластин (ламель) на общем кристаллическом основании. Для многих полупроводников в результате такой операции образуется слой поврежден-

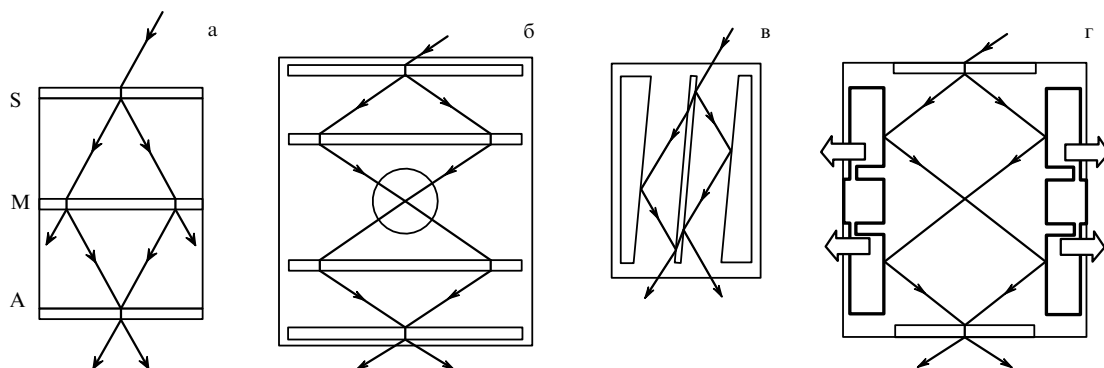


Рис. 5. Оптические схемы двухлучевых (а) LLL-, (б) LLLL-, (в) BBB-, (г) LBBL-интерферометров (см. текст).

ного материала толщиной всего в несколько десятков микрон. Этот повреждённый слой легко удаляется с помощью химической полировки (например, смесью HF и HNO для кремния и германия) [7].

Интерферометры данного класса характеризуются наличием так называемой интерференционной петли, состоящей из двух "ветвей" (траекторий).

В принципе, каждый дифракционный оптический элемент может работать как на отражение (в случае дифракции Брэгга), так и на прохождение (в случае дифракции Лауэ). В интерферометре каждая из двух отдельных траекторий обычно включает определённую последовательность отражений, для описания которой принято использовать аббревиатуру. Например, последовательность латинских букв LBL означает, что в интерферометре имеет место дифракция Лауэ в первом и третьем оптических элементах, а дифракция Брэгга — во втором оптическом элементе.

На рисунке 5 показаны четыре перспективные конструкции двулучевого интерферометра [38]. Тройной интерферометр Лауэ (LLL) (рис. 5а) является наиболее часто используемым; его особенности и экспериментальные возможности подробно рассмотрены ниже. Интерферометр LLLL [39] обеспечивает пересечение когерентных пучков (круг в центре рис. 5б) в свободном пространстве, что создаёт возможность формирования стоячей волны для исследования структуры объектов широкого класса. Кроме этого, наличие нескольких интерференционных петель расширяет функциональные возможности такого интерферометра [40].

Однако геометрия Лауэ на прохождение имеет следующие недостатки: 1) потеря интенсивности из-за поглощения в каждой из ламелей; 2) потеря 50 % интенсивности из-за наличия неиспользуемых проходящих пучков при дифракции на зеркале (рис. 5а); 3) потеря пространственного разрешения в связи с заполнением РЛ всего треугольника Бормана в анализаторе. Эти недостатки (все или некоторые) можно преодолеть, используя брэгговское отражение.

Интерферометр ВВВ (рис. 5в) [41–43] использует брэгговское расщепление пучка на очень тонком кристалле. Его конструкция основывается на том, что при неточном выполнении условия Брэгга для первичного пучка наряду с дифрагированным существует прошедший пучок примерно равной интенсивности, который может быть в дальнейшем использован для интерференции. Выбор правильного угла падения может быть оставлен на "усмотрение" самого интерферометра при освещении его входящимся первичным пучком. С учётом того, что энергия слабо поглощающихся волновых полей распространяется почти вдоль отражающих плоскостей, ВВВ-интерферометры вырезаются под "косые" (асимметричные) отражения, которые сокращают путь РЛ в кристалле. В работе [44] ВВВ-интерферометр был использован для получения фазоконтрастных изображений, в [45, 46] — в качестве аналога оптического интерферометра Майкельсона.

Смешанные типы интерферометров LBL и BLB (на рис. 5 не показаны) были обсуждены в работе [42]. По крайней мере часть доводов в пользу смешанных оптических компонентов сводятся к тому, что в большинстве практических ситуаций брэгг-зеркала обеспечивают более высокую интенсивность, чем их лауэ-"конкуренты", в то время как лауэ-расщепители, как правило, более эффективны, чем брэгг-расщепители, из-за более короткой внутрикристаллической траектории РЛ [7].

По ряду причин LBL-геометрия является более приемлемой, чем BLB-геометрия: BLB-интерферометр имеет небольшое поле зрения и низкую интенсивность интерференционной картины из-за высоких потерь в результате поглощения РЛ. Поскольку изготовление геометрически идеального интерферометра невозможно, даже небольшое отклонение от строго симметричной геометрии вызовет ухудшение контраста картины муара. В то время как необходимые геометрические требования к ориентации рабочих поверхностей узлов LBL- и BLB-интерферометров являются довольно жёсткими, они значительно смягчены в LBBL-интерферометре (рис. 5г) из-за двукратного отражения РЛ от каждого из зеркал [42].

Эксплуатация интерферометров смешанного типа значительно осложняется тем, что вследствие эффекта преломления угол Брэгга в геометрии Лауэ отличается от угла в случае брэгговской дифракции: поправка на преломление пропорциональна величине $1 + b$, где b — коэффициент асимметрии [34], положительный для брэгговской и отрицательный для лауэвской дифракции.

Это может привести к неприемлемым потерям интенсивности. В работе [47] необходимые коррекции предложено внести с помощью небольших упругих деформаций зеркальных стенок интерферометра в направлениях, указанных стрелками на рис. 5г.

Возвращаясь к двулучевому ВВВ-интерферометру, заметим, что его конструкция позволяет избежать потерь интенсивности в процессе дифракции пучков на зеркалах, однако брэгг-расщепитель довольно неэффективен, поскольку поглощает РЛ и увеличивает фронт пучков.

Граефом и Бонзе [48] была предложена конструкция трёхлучевого ВВВВ-интерферометра, основная идея которой заключалась в одновременном возбуждении двух (Si (440) и Si (404)) рефлексов в геометрии Брэгга для разделения первичного пучка на два когерентных и их дальнейшего соединения после четырёх брэгговских отражений, использующих ту же пару рефлексов (рис. 6а). При этом одна половина интенсивности пучка теряется при втором брэгговском отражении, а другая половина — при третьем.

Следует отметить, что в этом интерферометре осуществляется деление амплитуды первичной волны, а не её фронта, как в других интерферометрах, поэтому здесь функционирование интерферометра не лимитируется продольной когерентностью излучения.

В работе [49] описана конструкция трёхлучевого ВВВ-интерферометра (рис. 6б), в котором участвуют отражающие плоскости (10 $\bar{1}$), (1 $\bar{1}$ 0) расщепителя S и анализатора A, а также плоскости (011) зеркал M1, M2. Сокращение количества зеркал до двух (вместо четырёх в ВВВВ-интерферометре) преследует цель уменьшения поглощения РЛ.

Описанные конструкции трёхлучевых интерферометров основаны на компланарной многоволновой дифракции, при которой нормали к отражающим плоскостям и первичный пучок лежат в одной плоскости. Если это условие не соблюдается, многоволновая дифракция называется некомпланарной.

При использовании многоволновой компланарной дифракции интерферометр работает только при определённой длине волны, а его спектральная полоса пропускания по сравнению с бездисперсионными двулучевыми интерферометрами чрезвычайно мала. Это делает эксплуатацию интерферометра относительно трудной и предъявляет жёсткие требования к качествам кристалла и изготовления интерферометра.

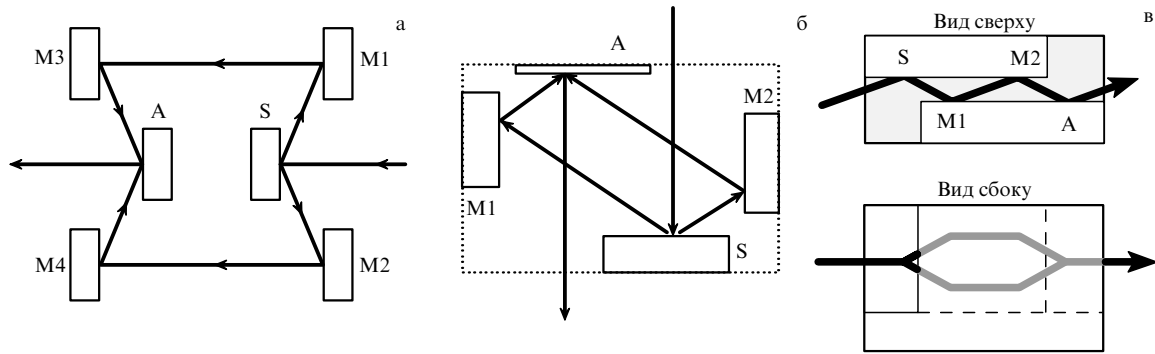


Рис. 6. Оптические схемы трёхлучевых интерферометров: компланарные (а) BVBV- и (б) BVB-интерферометры [48, 49]; (в) некомпланарный BVBV-интерферометр [50]. S — расщепитель, M1, ..., M4 — зеркала, A — анализатор.

В описанных конструкциях трёхлучевых интерферометров выбор плоскостей и соответствующих рефлексов был продиктован возможностью экспериментально осуществить многоволновую компланарную дифракцию в лабораторных условиях с помощью спектральной линии $\text{NiK}\alpha_2$. Авторы [51] для фазоконтрастных экспериментов с BVBV-интерферометром использовали синхротронное излучение (СИ): для пары рефлексов $\text{Si}(440)/\text{Si}(404)$ энергия первичного пучка $E = 7,46$ кэВ, для $\text{Si}(880)/\text{Si}(808)$ энергия $E = 14,91$ кэВ.

Для реализации многоволновой некомпланарной дифракции не существует жёстких правил подбора длины волны излучения, и в этом состоит её преимущество. В работе [50] было получено фазоконтрастное изображение пластмассовой сферы с хорошим разрешением с помощью трёхлучевого двухблочного BVBV-интерферометра с параллельными рабочими поверхностями при некомпланарной многоволновой дифракции (рис. 6в) с использованием рефлексов (311) и $(\bar{3}\bar{1}\bar{1})$ и излучения с энергией $E = 10,3$ кэВ.

5. Трёхкристальный лауэвский интерферометр (LLL-интерферометр)

Наибольшее распространение получил так называемый трёхкристальный лауэвский бездисперсионный интерферометр (LLL-интерферометр), в котором когерентное разделение первичного пучка, воссоединение получен-

ных пучков и их суперпозиция осуществляются при последовательной лауэ-дифракции (рис. 7).

5.1. Теория LLL-интерферометра

Бонзе и Харт [52], применив теорию плоской волны, первыми развили принципы сильно поглощающего LLL-интерферометра. Позже авторы [53] развили теорию симметричного LLL-интерферометра при наличии произвольного поглощения для случаев плоской и сферической волн и оценили влияние погрешностей изготовления интерферометра на интенсивность профилей пучков на его выходе. Случай дифракции сферической волны был рассмотрен в работах [54, 55], а случай полихроматического расходящегося первичного пучка — в [56]. Эффекты, вызванные отклонениями от идеальной геометрии интерферометра, были впервые исследованы Бонзе и тэ Каатом [57]. Сужение выходного фронта пучков из-за динамической фокусировки РЛ при соответствующем выборе толщин кристаллических пластин проанализировано Труни и Арутюняном [58].

При отсутствии образца в одном из интерферирующих пучков топограмма однородна и не содержит полос муара, если интерферометр изготовлен идеально, т.е. если кристаллические пластины S, M и A в точности параллельны, имеют одинаковую толщину и находятся на одинаковых расстояниях друг от друга. В таком случае интерферометр считается идеально сфокусированным. Введение фазового объекта (рис. 7а) искажает волновой фронт пучка, что может привести к появлению на топограмме муаровой картины.

Для исследования объектов больших размеров или образцов, помещённых в специализированные камеры для изучения влияния на них внешних воздействий, часто используется косимметричный вариант LLL-интерферометра (рис. 7б).

Оптимальная контрастность картины муара достигается при выполнении определённых геометрических условий [54, 57, 59]. Основным является равенство нулю так называемой дефокусировки Δz (рис. 7б):

$$\Delta z = \frac{z_{AM1} + z_{AM2} - z_{SM1} - z_{SM2}}{2}, \quad (6)$$

где z_{AM1} , z_{AM2} , z_{SM1} , z_{SM2} — расстояния между анализатором и зеркалом M1, анализатором и зеркалом M2, расщепителем и зеркалом M1, расщепителем и зеркалом M2 соответственно.

Кроме того, однородность фазы будет сохранена при условии, что толщины всех трёх кристаллических ламелей одинаковы:

$$t_{M1} = t_{M2} = t_M = t_S = t_A. \quad (7)$$

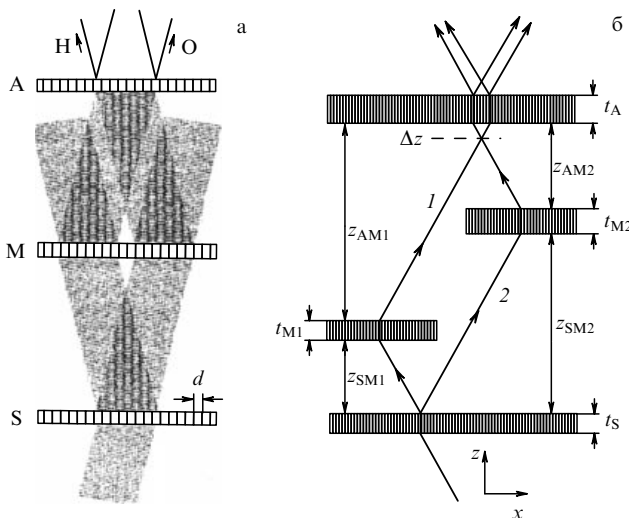


Рис. 7. Оптические схемы LLL-интерферометра: (а) симметричного [6] и (б) косимметричного [59] (см. текст).

Теоретические расчёты дифракции сферической волны на непоглощающем LLL-интерферометре показали [54], что, несмотря на контроль толщин кристаллических ламелей и расстояний между ними, практически невозможно построить инструмент, способный обеспечить достаточно хороший контраст полос муара. Наиболее перспективным следует считать LLL-интерферометр, имеющий кристалл-зеркало толщиной, равной удвоенной толщине расщепителя и анализатора ($t_M = 2t_S = 2t_A$). В последнем случае может наблюдаться фокусировка РЛ на выходной поверхности ламели анализатора.

Подробный анализ дефокусировки на видность (контраст) картины муара содержится в работе [57].

Когда два когерентных пучка с амплитудами A_1 и A_2 и разностью фаз Φ интерферируют, наблюдаемая интенсивность даётся формулой

$$I_0 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2|\gamma| \cos \Phi, \quad (8)$$

где γ — функция когерентности. Для точечного источника излучения видность интерференционной картины V , определяемая как отношение амплитуды осцилляций интенсивности к её средней величине, даётся выражением

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2p}{1 + p^2} |\gamma|. \quad (9)$$

Здесь $p = A_1/A_2$, $\gamma = \sin w/w$, $w = 2\pi|\Delta z| \tan \varepsilon_m / \Delta_0 \tan \theta_B$, где $2\varepsilon_m$ — угловой диапазон, в котором распространяется рентгеновская волна в кристалле. Для источника конечных размеров в дифракционной плоскости

$$V = \frac{2p}{1 + p^2} \left| \frac{1}{w} \sin \left[w \left(1 - \frac{|\Delta z| \tan \theta_B}{T |\tan \varepsilon_m|} \right) \right] \right|, \quad (10)$$

где T — общая толщина ламелей S, M и A ($T = t_S + t_M + t_A$).

Из анализа (10) следует, что в слабо поглощающих интерферометрах дефокусировка снижает видность сильнее, чем в сильно поглощающих кристаллах, поскольку для последних $p \approx 1$ [17].

При $|\Delta z| \tan \theta_B \geq T |\tan \varepsilon_m|$ когерентность полностью теряется. Для интерферометра, использованного в одном из экспериментов [57], $T = 831$ мкм, $|\tan \varepsilon_m| = 0,136$ для CuK α и рефлекса Si(220). С этими величинами $V = 0$ при $|\Delta z| = 258$ мкм, тогда как исчезновение контраста наблюдалось при $|\Delta z| \approx 25$ мкм, из чего следует, что в данном случае видность интерференционной картины определяется отношением $\sin w/w$. Из приведённого примера видно, что для обеспечения хорошей контрастности картин муара узлы интерферометра должны быть изготовлены с микронной точностью [7].

При дифракции сферической волны на совершенном интерферометре с фиксированной дефокусировкой Δz фазовая картина представляет собой набор равноудалённых линий, перпендикулярных плоскости рассеяния [53, 57]. Для расстояния между полосами дефокусировки $\Delta_{\Delta z}$ справедлива формула

$$\Delta_{\Delta z} = \frac{T \Delta_0 \tan \theta_B}{\Delta z}. \quad (11)$$

Сравнение (11) и (5) показывает, что дефокусировка меняет фазу аналогично бездифракционной зоне бикристалла. Если при этом параметр решётки анализатора отличается от параметров расщепителя и зеркала, выражение для определения периодичности дилатационного муара A_x примет вид [60]

$$A'_x = \frac{A_x \Delta_{\Delta z}}{A_x \pm \Delta_{\Delta z}}. \quad (12)$$

Если в анализаторе интерферометра есть только повороты решётки, то на топограмме формируются чисто вращательные полосы муара, которые наклонены к оси x на угол β (см. рис. 1 и (4)):

$$\pm \tan \beta \approx \frac{A_y}{\Delta_{\Delta z}}. \quad (13)$$

Таким образом, с помощью полос дефокусировки можно определить вид и величину деформации кристаллической решётки. Кроме того, по знаку угла наклона тонкой структуры полос можно определить направление вращения отражающих плоскостей анализатора интерферометра.

В работе [61] показано, что при наложении двух когерентных пучков в рентгеновском симметричном интерферометре со ступенчатым зеркальным блоком образуются полосы дефокусировки и разнотолщинности. В случае, когда существуют предпосылки к образованию таких полос одновременно с полосами муара, метод муаровых картин не даёт возможности однозначного определения величины и вида деформаций кристаллической решётки без учёта факторов дефокусировки и разнотолщинности. Однако, используя излучение с различными длинами волн и/или разные порядки отражения, можно выделить "структурный" муар.

В настоящее время известны следующие причины появления картин муара: различие межплоскостных расстояний и непараллельность отражающих плоскостей отдельных кристаллооптических узлов интерферометра, непараллельность их входных и выходных поверхностей [62], различие их толщин, нарушение условий, наложенных на расстояния между соседними узлами, и, наконец, неоднородность фазового фронта, вызванная введением исследуемого объекта в одну из ветвей интерференционной петли [63]. Однако может возникнуть ситуация, когда при наличии одной или нескольких перечисленных причин полосы муара наблюдаться не будут [62]. Например, допустим, что расщепитель и анализатор являются идеальными кристаллами с межплоскостным расстоянием d_0 , кристаллическая решётка зеркального блока M1 (рис. 7б) имеет межплоскостное расстояние d_1 и разворот ε_1 , а решётка M2 — межплоскостное расстояние d_2 и разворот ε_2 . Тогда [64]

$$A = d_0 \left[\left(\frac{\Delta d_2}{d_2} + \frac{\Delta d_1}{d_1} \right)^2 + d_0^2 \left(\frac{\varepsilon_1}{d_1} + \frac{\varepsilon_2}{d_2} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (14)$$

где A — расстояние между полосами муара, $\Delta d_1 = d_1 - d_0$, $\Delta d_2 = d_2 - d_0$.

Из (14) следует, что, например, при $\Delta d_2/d_2 = -\Delta d_1/d_1$ и $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$ нельзя ожидать появления картины муара. С другой стороны, эффект деформации некоторых узлов интерферометра (возникшей, например, во время роста кристаллической були) в некоторых случаях может быть скомпенсирован применением соответствующих фазовых пластин [65].

Наличие большого числа факторов, влияющих на интерференционную топограмму, действующих как отдельно, так и в различных комбинациях, показывает, насколько может быть сложным однозначное объяснение муаровых картин. По-видимому, можно достаточно легко оценить влияние отдельного фактора на распределение интенсивности интерференционной картины в отсутствие всех остальных, но в реальных экспериментах часто несколько факторов действуют "согласованно", и это значительно усложняет однозначную интерпретацию картин рентгеновского муара [63].

5.2. Применение LLL-интерферометра

5.2.1. Получение фазоконтрастных изображений. Известно, что при прохождении через вещество рентгеновской волны имеет место не только поглощение, но и изменение её фазы. Фазовый сдвиг РЛ при прохождении через образец толщиной T зависит от декремента коэффициента преломления РЛ δ и равен $(2\pi/\lambda)\delta T$, а поглощение B связано с ослаблением интенсивности: $\ln(I_0/I) = (4\pi/\lambda)BT$. Параметры δ и B , определяющие показатель преломления РЛ n вдали от краёв поглощения ($n = 1 - \delta + iB$), описываются формулами [66]

$$\delta = \frac{\lambda^2 r_0 N_A Z}{2\pi}, \quad (15)$$

$$B = \frac{\mu\lambda}{4\pi}, \quad (16)$$

где N_A — число атомов на единицу объёма, r_0 — классический радиус электрона, Z — порядковый номер материала образца, μ — линейный коэффициент поглощения РЛ.

Интересно отметить, что параметр δ для мягких тканей намного больше B . Оценка величин δ и B для биологических тканей показала [67], что $\delta = 10^{-6} - 10^{-8}$ и приблизительно в 1000 раз больше B ($B = 10^{-9} - 10^{-11}$) для РЛ в интервале энергий 10 кэВ–50 кэВ. Поэтому различия в фазовом сдвиге РЛ для тканей с разной плотностью значительно больше, чем различия в линейных коэффициентах поглощения. Следовательно, фазоконтрастное изображение может значительно увеличить чувствительность РЛ к малым изменениям структуры исследуемых объектов. Метод очень эффективен для исследования слабо поглощающих объектов с малыми вариациями коэффициента поглощения внутри объекта — для метода важны вариации декремента коэффициента преломления δ в исследуемом объекте. Поэтому он нашёл широкое применение в биомедицине, например, в ангиографии [68–70], онкологии [71–73], неврологии [74, 75].

Информация о фазе может быть получена с использованием алгоритма [76], разработанного для метода фазового шага [14, 77, 78]. Этот метод состоит в записи набора интерференционных картин, для которых фазовый сдвиг изменяется шаг за шагом. Для изменения относительной фазы между верхним и нижним пучками в нижний пучок (рис. 8а) устанавливается фазовый модулятор — пластина, вращающаяся вокруг оси, нормальной направлению распространения пучка. Относительное изменение фазы зависит от эффективной толщины пластины и её показателя преломления.

Во время каждого скана фазовый сдвиг меняется на $2\pi/J$ (J — целое число). Для каждого шага интерференционная картина записывается повторно без образца в верхнем пучке, давая общее число $2J$ картин, из которых с помощью простых алгебраических выражений можно восстановить фазовую карту. Количество картин может быть равным 8 ($J = 4$) или большим. Таким образом, фазу можно восстановить с точностью до 2π . Эта неопределённость снимается с помощью методов развёртки фазы [79], если нет резких скачков фазы в масштабах, меньших разрешения метода.

Определение фазы может быть осуществлено без необходимого использования набора нескольких данных с применением метода преобразований Фурье [14, 80]. Для экспериментального осуществления метода фазовый модулятор заменяется на пластину клинообразной формы. Подбором материала клина, его угла α и длины волны излучения возможно создать базовую картину дилата-

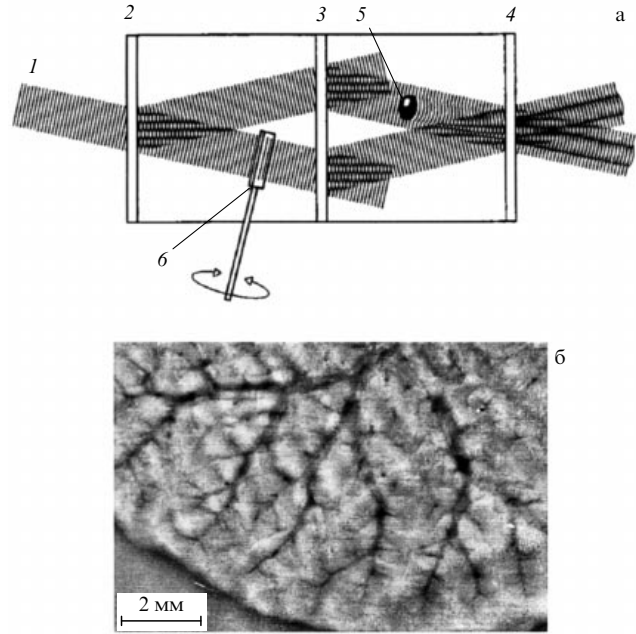


Рис. 8. (а) Оптическая схема LLL-интерферометра: 1 — первичный пучок РЛ, 2 — расщепитель, 3 — зеркало, 4 — анализатор, 5 — образец, 6 — фазовый модулятор [88]. (б) Фазоконтрастное изображение кровеносных сосудов печени крысы, полученное с использованием метода фазового шага [78].

ционного муара, состоящую из равноудалённых интерференционных полос с заданным интервалом d_M : $d_M = \lambda/\delta \tan \alpha$ [34]. По искажению этих полос, вызванному исследуемым образцом, можно восстановить фазовую карту образца [81].

Другая возможность создания базового муара — использовать деформируемый интерферометр, в котором кристалл-анализатор связан с основной интерферометром лишь тонкой упругой перемычкой [65, 82]. Вращение вокруг продольной оси интерферометра (оси z) приведёт к формированию картины поворотного муара (рис. 9).

Фазоконтрастное изображение всего исследуемого образца может быть получено, когда образец "купается" в пучке. Если размер пучка в плоскости дифракции меньше размера образца, для решения задачи существуют две возможности: 1) для увеличения размера пучка использовать асимметрично вырезанный предварительный монохроматор (рис. 10а) или асимметричный рефлексный интерферометр [7]; 2) сканировать интерферометр и детектор как целое в интервале, соответствующем размеру образца [7] (рис. 10б).

Разрешение метода может лимитироваться разрешением детектора. Оно также ограничено дивергенцией траекторий РЛ в пределах двойного угла Брэгга при прохождении через кристалл-анализатор [34] и может достигать величины $2T \tan \theta_B$ (T — толщина кристалла). Одна из возможностей улучшения разрешения состоит в уменьшении толщины ламели анализатора [83], хотя злоупотреблять её утонением не следует из-за опасности появления толщинных осцилляций. Другая возможность — использовать конструкцию кристаллического интерферометра с анализатором в геометрии Брэгга [44].

Ограниченные размеры интерферометра создают затруднения при исследовании образцов значительного размера. Попытка [84] увеличения расстояния между ламелями за счёт увеличения размера монокристалличе-

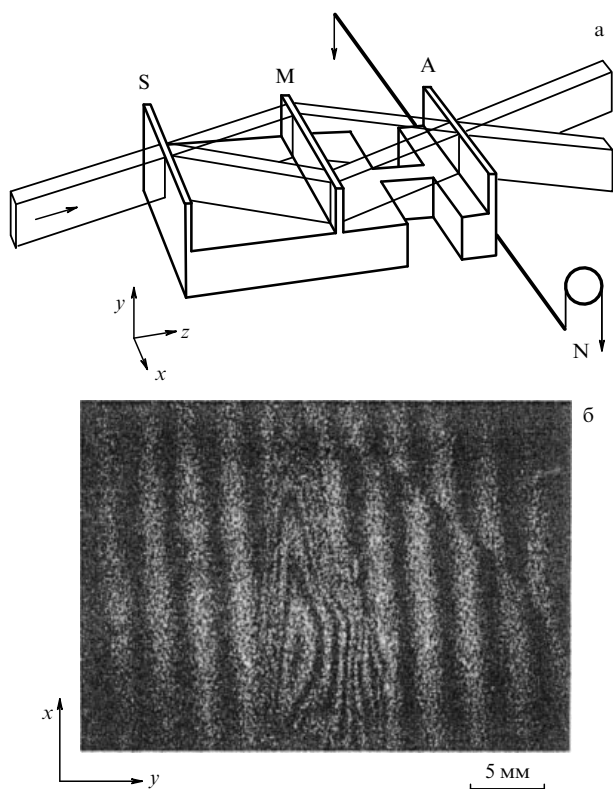


Рис. 9. (а) Деформируемый интерферометр, в котором кристалл-анализатор (А) связан с расщепителем (S) и зеркалом (М) тонкой упругой перемычкой. (б) Фазовое изображение капли эпоксидной смолы, нанесённой на покровное стекло, полученное с использованием рентгеновского поворотного муара (в правом верхнем углу виден край круглого стекла) [82].

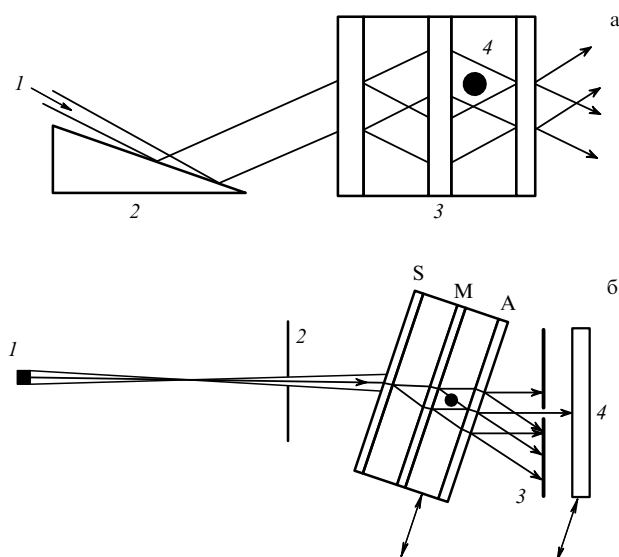


Рис. 10. Оптические схемы получения изображения исследуемого образца. (а) I — первичный рентгеновский пучок, 2 — предварительный асимметричный монохроматор, 3 — интерферометр, 4 — образец; (б) I — источник РЛ, 2 и 3 — неподвижные щели, 4 — детектор, сканируемый синхронно с интерферометром (S, M, A — расщепитель, зеркало и анализатор соответственно) [7].

ской заготовки, по-видимому, не может считаться решением проблемы. В работе [85] обсуждалась возможность использования косимметричного интерферометра, состоящего из двух моноблоков, для получения фазочув-

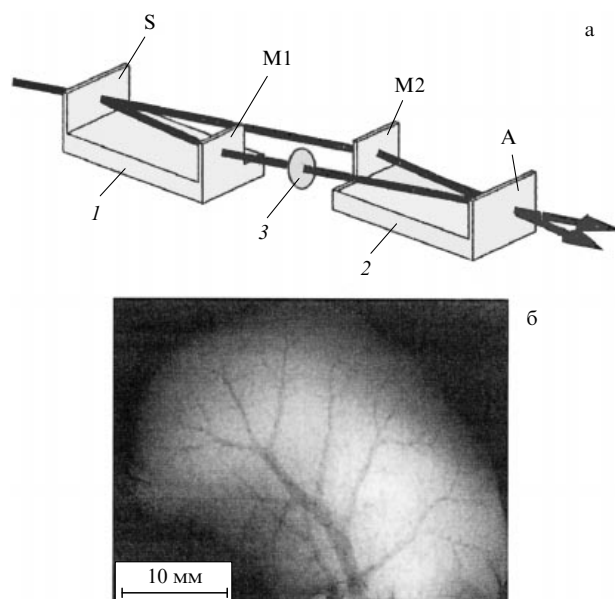


Рис. 11. (а) Оптическая схема раздельного LLL-интерферометра: 1 и 2 — кремниевые моноблоки, содержащие соответственно расщепитель S/зеркало M1 и зеркало M2/анализатор A; 3 — образец. (б) Фазоконтрастное изображение кровеносных сосудов печени крысы. По сравнению с аналогичным изображением (рис. 8б) поле зрения удалось значительно увеличить благодаря использованию раздельного LLL-интерферометра.

ствительных изображений (рис. 11а). Однако, поскольку от преимущества монолитной конфигурации здесь приходится отказываться, требуется прецизионная точность юстировки составных частей интерферометра [86].

Несколько фазоконтрастных проекций, полученных для различных угловых положений образца, возможно объединить математически для создания томографии исследуемого образца [87–89], которая даёт информацию о внутренней и внешней организации образца без необходимости его разрушения.

5.2.2. Измерение аномальной дисперсии. Рентгеновская интерферометрия является одним из самых точных методов определения аномальной дисперсии атомного фактора рассеивания $f = Z + f' + if''$. Более того, интерферометрия позволяет одновременно измерять f' и f'' . Знание точных величин f' и f'' необходимо для определения фазы, в некоторых случаях для расшифровки кристаллической структуры, а также для изучения структурных свойств ионов и молекул конденсированных сред.

Для идеально сфокусированного ($|\gamma| = 1$) рентгеновского интерферометра при введении образца толщиной T в один из интерферирующих пучков (например, с амплитудой волнового поля A_2) формула (8) принимает вид [90]

$$I_s = A_1^2 + A_2^2 \exp(-\mu T) + 2A_1 A_2 \exp\left(-\frac{\mu T}{2}\right) \cos\left(\frac{2\pi T}{\lambda} \delta + \Phi\right). \quad (17)$$

С учётом аномальной дисперсии

$$\delta = \frac{\lambda^2 r_0 N_A (Z + f')}{2\pi}, \quad (18)$$

$$B = \frac{\mu \lambda}{4\pi} = \frac{\lambda^2 r_0 N_A f''}{2\pi}. \quad (19)$$

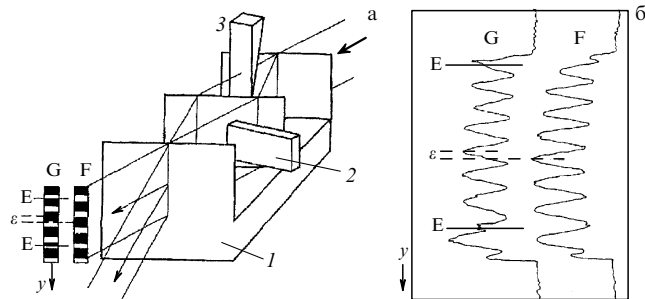


Рис. 12. (а) Схема эксперимента для измерения величины аномальной дисперсии: 1 — рентгеновский интерферометр, 2 — образец, 3 — клин. (б) Денситометрия полос муара, полученных от образца LiF толщиной 1765 мкм, излучение $\text{MoK}\alpha$, рефлекс (220). Полосы, полученные при введённом в пучок образце (скан G), сдвинуты на величину ε относительно полос при отсутствии образца (скан F); область EE соответствует времени нахождения образца в пучке [92].

Очевидно, что δ и, следовательно, f' могут быть определены по сдвигу фазы, созданному образцом, а f'' — по изменению амплитуды полос муара.

Для измерения величины изменения фазы могут быть использованы различные методы [91]. В работах [92–95] пластмассовый клин помещался в один из интерферирующих пучков (рис. 12а) и таким образом вносил сдвиг фазы, который изменялся линейно по высоте клина (т.е. пучка). При этом формировалась картина равноудалённых муаровых полос. Клин оставался неподвижным в течение всего эксперимента. Введение плоскопараллельного образца в другой пучок приводило к изменению фазы, в результате чего картина муара оказывалась смещённой на долю её периода ε (рис. 12б). При этом сдвиг фазы, вызванный образцом, равен $2\pi(m + \varepsilon)$, где m — целое число [92, 93].

Для изменения фазы неподвижный клин возможно заменить плоскопараллельной пластиной (фазовым модулятором), в течение эксперимента вращающейся во-

круг оси, перпендикулярной к отражающим плоскостям. Для любой выбранной энергии при вращении фазового модулятора в работах [96, 97] были получены две сопряжённые интерференционные картины трансляционного муара: одна с образцом в пучке, другая — без образца. Сопряжённые кривые регистрировались при попеременном введении образца в пучок и выведении из него через короткие промежутки времени.

5.2.3. Сканирующий интерферометр. В сканирующем интерферометре [5, 90, 98–100] картина трансляционного муара формируется не перемещением волнового поля стоячей волны относительно неподвижного анализатора, как при использовании фазового модулятора, а перемещением анализатора относительно стоячей волны. В интерферометре используется свойство упругости материала кремния, необходимое для обеспечения параллельного и прямолинейного движений одной кристаллической части интерферометра по отношению к неподвижной его части. Интерферометр изготовлен так, что его анализатор связан с блоком кремния, несущим расщепитель и зеркало, парой тонких полос кремния, как показано на рис. 13а. Сканирующий интерферометр обеспечивает превосходную стабильность и отсутствие люфта при перемещении анализатора. Однако диапазон линейного сканирования ограничен паразитными прогибами и упругими свойствами материала интерферометра [98].

Измерение аномальной дисперсии. Характерные недостатки рассмотренных в разделе 5.2.2 методов — искажение интерференционной картины и ухудшение её контраста из-за нежелательного поглощения РЛ фазовыми пластинами. От этого недостатка свободен сканирующий интерферометр.

Применение сканирующего интерферометра позволяет избавиться от другого недостатка, увеличивающего ошибку определения аномальной дисперсии атомного фактора рассеивания РЛ, — трудности точного измерения толщины исследуемого образца. Авторам работ [90, 96–100] удалось исключить толщину образ-

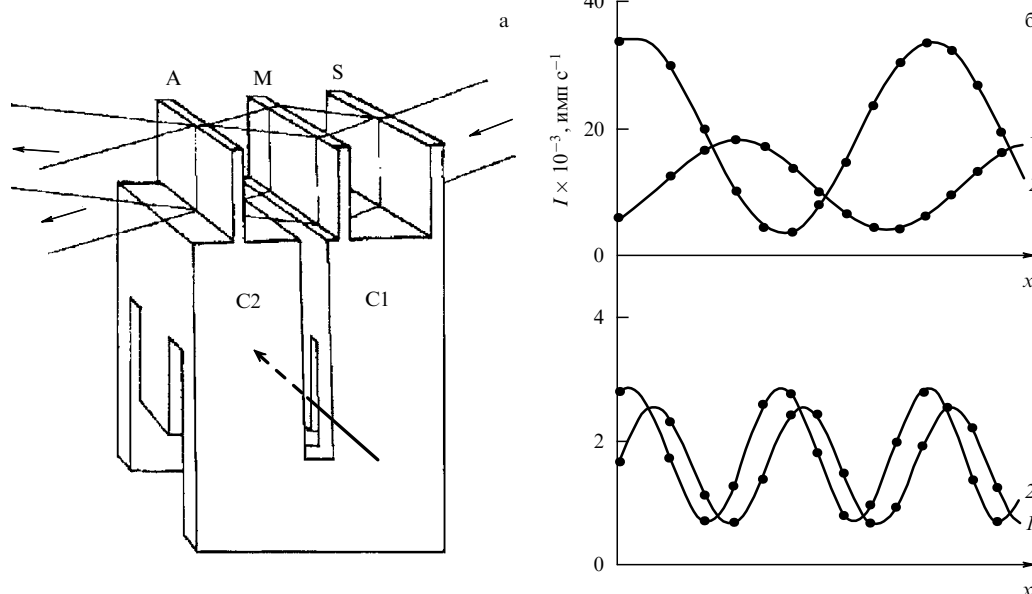


Рис. 13. (а) Схема сканирующего интерферометра Харта [5, 7]: А — анализатор на подвижной части интерферометра C2; S, М — расщепитель и зеркало на его неподвижной части C1; жирной стрелкой показано место приложения нагрузки. (б) Изменение интенсивности интерференционной картины при сканировании анализатора в направлении вектора дифракции (вдоль оси x) для рефлекса (220) (верхняя пара кривых) и рефлекса (440) (нижняя пара кривых) при образце в пучке (кривые 1) и вне пучка (кривые 2) [99].

ца из определения величины f' с помощью использования гармоник от основной длины волны λ . Если доминирующей гармоникой считать гармонику с длиной волны $\lambda/2$, то

$$(f')_{\lambda} = \frac{P}{2} [Z + (f')_{\lambda/2}] - Z, \quad (20)$$

где $P = p_{\lambda}/p_{\lambda/2}$, p — сдвиг фазы. Поскольку $(f')_{\lambda/2} \approx 0,005Z$, экспериментальные результаты слабо зависят от теоретической модели вычисления величины $(f')_{\lambda/2}$ [98]. Для получения гармоник использовалось тормозное излучение рентгеновской трубки [98] или СИ [90, 95–97, 99, 100]. Энергия РЛ варьировалась изменением углового положения предварительного монохроматора относительно первичного пучка.

На рисунке 13б приведены графики зависимости интенсивности интерференционной картины от положения анализатора для основной длины волны (рефлекс (220)) и гармоники $\lambda/2$ (рефлекс (440)) [99].

Измерение длин (линейное сканирование). При измерении и контроле длины и (или) смещения важной задачей является развитие измерительных преобразователей высокой чувствительности, их калибровка и привязка к абсолютным стандартам длины. Существует много датчиков с возможностями регистрации в нанометровом или субнанометровом диапазонах: дифференциальные трансформеры, оптические интерферометры, ёмкостные датчики и зондовые микроскопы. Однако очевидно, что ни один из них не способен на собственную точную калибровку. В случае чрезвычайно малых величин перемещения невозможно предсказать поведение этих устройств из-за их "тонких" особенностей, таких как гистерезис, нелинейность или нестабильность. Применение рентгеновской интерферометрии, в которой в качестве стандарта используется параметр решётки кремния, позволило повысить чувствительность метода калибровки по крайней мере на два порядка [101].

Если решётка анализатора смещается относительно решётки расщепителя, интенсивность излучения на выходе интерферометра должна изменяться синусоидально, при этом один период синусоиды будет соответствовать перемещению на одно межплоскостное расстояние решётки, равное 0,192 нм при использовании отражения (220) кремния. Подсчёт количества синусоидальных периодов даёт величину смещения анализатора с субнанометровой точностью. Поэтому рентгеновский интерферометр можно рассматривать как "ангстремную линейку" или прецизионный предметный столик, шаги или смещения которого связаны с параметром решётки кремния. В первом случае интерферометр может использоваться для калибровки датчиков линейных перемещений [101–104] и измерения нелинейности оптического интерферометра или энкодера [105, 106]; во втором — в соединении с туннельным [107–109] или атомным силовым [110] сканирующими микроскопами. Однако для перечисленных применений конструкция сканирующего интерферометра Харта (рис. 13а) непригодна из-за малого диапазона сканирования, равного $\sim 0,1$ мкм [5]. В результате усложнения конструкции сканирующего интерферометра (рис. 14а) диапазон перемещения анализатора удалось увеличить до 10 мкм [109].

Измерение углов (угловое сканирование). Если в кососимметричном рентгеновском интерферометре четыре ламели разделены на два блока (по две в каждом), имеющих возможность поворота друг относительно друга в плоскости дифракции (рис. 14б), то, как показали теоретические и экспериментальные исследования [111–

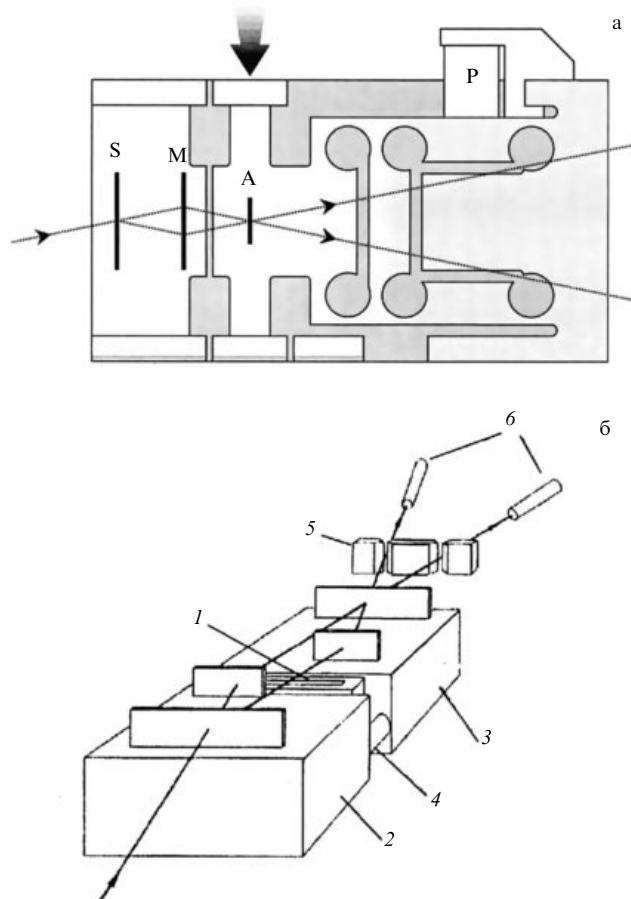


Рис. 14. (а) Схема рентгеновского интерферометра с линейным сканированием: жирная стрелка указывает на направление перемещения подвижной части интерферометра с анализатором А; S, М — расщепитель и зеркало соответственно, Р — пьезопровод [109]. (б) Схема рентгеновского интерферометра с угловым сканированием: 1 — пружина, соединяющая неподвижную (2) и подвижную (3) части интерферометра, 4 — пьезопровод, 5 — система щелей, 6 — детекторы [113].

114], интенсивность на выходе интерферометра будет периодически изменяться в зависимости от относительного угла, образованного блоками. Период $\delta\theta$ имеет порядок величины 10 нрад (авторы [113] наблюдали колебания интенсивности с периодичностью 0,002 угл. с) и зависит только от межплоскостного расстояния d , расстояния между двумя ламелями вращающегося блока z_{AM2} (рис. 7б) и толщины t_{M2} ламели, служащей зеркалом:

$$\delta\theta = \frac{d}{z_{AM2} + t_{M2}}. \quad (21)$$

Зависимость периода $\delta\theta$ от t_{M2} вызвана динамическими эффектами дифракции РЛ [113], в отличие от результата, следующего из чисто геометрического рассмотрения [111]. Для достижения хорошей видности угловых муаровых полос во всём диапазоне ламель-зеркало должна быть в два раза толще ламелей расщепителя и анализатора [113]. Теоретическая видность полос равна 100 % вблизи максимума кривой дифракционного отражения (КДО) и не менее 50 % на её склонах [114].

Рентгеновский интерферометр с угловым сканированием может быть использован в качестве калибровочного инструмента для оптических автоколлиматоров, а также в оптической интерферометрии для прецизионного измерения углов [113].

5.2.4. Определение параметра решётки кремния. Фундаментальные физические константы, такие как постоянная Авогадро, соотношения постоянной Планка и массы нейтрона, длины волн характеристических рентгеновских спектров атомов и гамма-квантов, могут быть определены с использованием кристаллов кремния. Но для этого необходимо точное знание его параметра решётки. Из-за связи между фундаментальными константами и другими чётко определёнными физическими константами параметр решётки Si должен быть определён с относительной точностью не хуже, чем 10^{-8} .

Фактический параметр решётки образцов очень чистого, почти совершенного кремния, выращенного методом зонной плавки, зависит от остаточной концентрации примесей углерода и кислорода ($\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Это указывает на отсутствие значительных систематических эффектов, вызванных другими примесями, вакансиями или изотопами. Таким образом, параметры решётки различных кремниевых кристаллов равны в пределах нескольких единиц 10^{-8} после введения поправок на присутствие примесных атомов углерода и кислорода. Параметр решётки почти совершенного кремния, характеризуемого удельными концентрациями этих примесей, является, таким образом, отличным стандартом для измерения длин в субнанометровом диапазоне. Если будет достигнуто сокращение величины концентрации углерода и кислорода на один порядок, отпадает и необходимость во введении поправок на присутствие примеси [115–117].

LLL-интерферометр является ахроматическим прибором. Это обстоятельство легло в основу предположения, что параметр кристаллической решётки может быть измерен подсчётом числа полос трансляционного муара на единицу длины, — в этом случае знание длины волны рентгеновского излучения не требуется.

В результате соединения рентгеновского и оптического интерферометров [118, 119] (рис. 15) стало возможным одновременное измерение интенсивности рентгеновского и оптического пучков во время перемещения кристалла-анализатора. Их вариации имеют тот же период, что межплоскостное расстояние решётки кремния и половина длины волны лазерного луча соответственно. Таким образом, смещение кристалла-анализатора измеряется в оптической и рентгеновской шкалах, так что отношение $\lambda/2d$ выражается через отношение количества рентгеновских периодов q к количеству оптических периодов m , содержащихся в данном скане [120]:

$$d = \frac{m}{q} \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2(Q + \rho)}, \quad (22)$$

где Q и ρ — целая и дробная части отношения m/q , λ — длина волны оптического лазера.

Чтобы избежать подсчёта всех муаровых полос, достаточно определить дробную часть ρ на заключительной стадии перемещения анализатора; увеличением длины перемещения (в работе [121] использовалась прогрессия 1, 10, 100, 1000, 5000 оптических периодов) достигается поэтапное повышение точности эксперимента. Вычисление дробной части может быть осуществлено с помощью методов фазовых шагов [122] или квадратурных сигналов [123].

Как следует из соотношения (22), чем больше диапазон перемещения кристалла-анализатора, тем выше точность метода. Диапазон перемещения лимитируется плавностью и прямолинейностью перемещения в пределах нескольких нанометров. Кроме того, важно сохра-

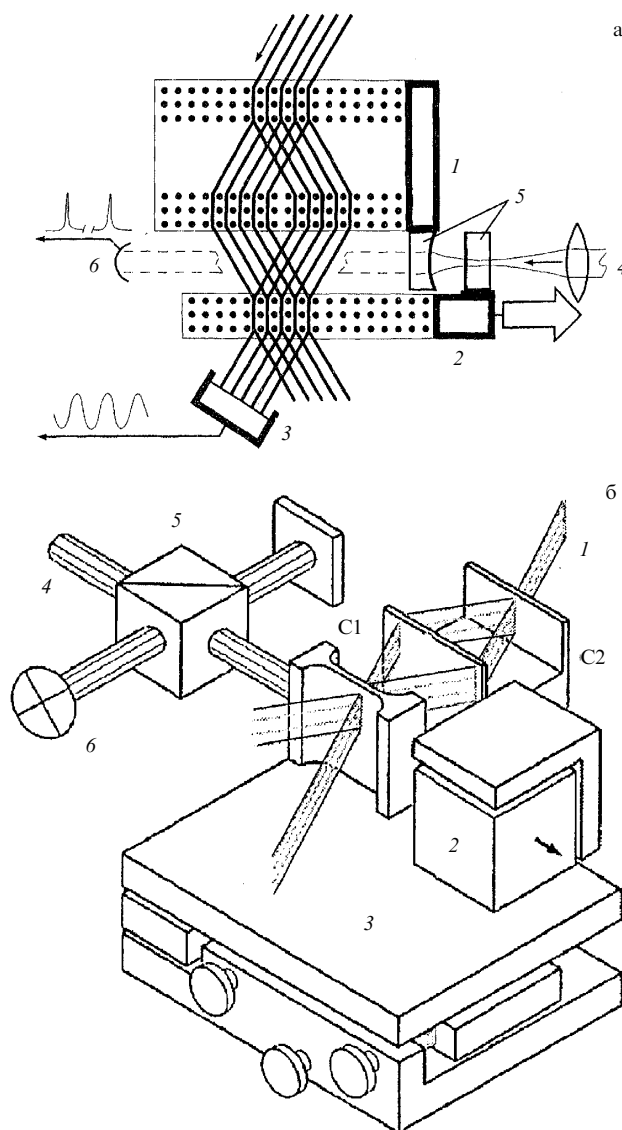


Рис. 15. Схемы рентгено-оптических интерферометров. (а) Моноблочный рентгеновский интерферометр: 1 и 2 — неподвижная и подвижная части соответственно, 3 — детектор РЛ, 4 — лазерный пучок, 5 — зеркала, образующие оптический интерферометр Фабри–Перо, 6 — ФЭУ [119]. (б) Двублочный рентгеновский интерферометр: C1 — подвижный блок (анализатор) с зеркальной торцевой поверхностью для отражения лазерного луча, C2 — неподвижный блок (расщепитель и зеркало), 1 — рентгеновский пучок, 2 — ёмкостный датчик (трансдюсер), 3 — двухосная наклонная платформа, 4 — лазерный луч, 5 — оптический интерферометр, 6 — позиционно-чувствительный детектор [124].

нять "тангаж" (поворот в плоскости поверхности анализатора) и "рысканье" (поворот в плоскости дифракции) в пределах нескольких нанорadian по всей длине сканирования. Также необходимо обеспечить хорошую видность картины муара, которая требует компромисса между противоположными требованиями максимального перемещения и жёсткости конструкции интерферометра. Жёсткость конструкции необходима для уменьшения ухудшающей видность вибрации до долей ангстрема.

Прогресс рентгеновской и оптической интерферометрии подразумевает постоянное развитие более мощных методов для более точного управления экспериментальными условиями, что приводит к увеличению диапазона смещения, уменьшению паразитных вращений и поперечных движений.

Увеличение диапазона сканирования кроме увеличения точности измерений даёт возможность исследовать большую область кристалла-анализатора, контролируя тем самым степень его совершенства, а также измеряя реальное среднее значение параметра решётки. Поэтому наиболее перспективным, по-видимому, является раздельный (двублочный) интерферометр (рис. 15б). Обеспечение его успешной работы является непростой задачей: неподвижные и подвижные его части должны быть юстированы таким образом, чтобы вибрации и смещения не влияли на точность измерений.

Попробуем проследить последовательность усовершенствований метода, внесённых несколькими исследовательскими коллективами — участниками своеобразной научной эстафеты (рис. 16), — которые позволили подойти вплотную к решению важной проблемы метрологии — созданию нового стандарта длины.

1981 г. Достигнут диапазон сканирования, равный 40 мкм [128].

1994 г. Диапазон сканирования увеличен до 85 мкм [134].

1995 г. Введена в действие система обратной связи, уменьшающая "тангаж" и "рысканье" предметного столика для обеспечения прямолинейности его перемещения в пределах нескольких нанорadian в диапазоне 100 мкм [132].

1997 г. Создана система управления экспериментом, с помощью которой можно обеспечить плавное перемещение кристалла на расстояние до 2 мм с "тангажом" и "рысканьем" в пределах 1 нрад [138].

2004 г. Создана новая двухосная платформа с электронным управлением компенсации паразитных вращений и ошибки прямолинейности перемещения кристалла. Эта платформа может обеспечивать позиционирование кристалла в атомарном масштабе [124].

2009 г. Диапазон сканирования увеличен до 5 см посредством использования направляющей для L-образной каретки с подвижным анализатором, скользящей по квазиоптическому рельсу, и активного штатива с тремя пьезоэлектрическими "ногами", опирающимися на ка-

ретьку. Перемещения, вращения и паразитные поперечные движения кристалла контролируются с помощью лазерной интерферометрии и ёмкостных датчиков. Обратная связь обеспечивает пикометровое позиционирование, выравнивание движения интерферометра с нанометровой точностью прямолинейного перемещения [136].

5.2.5. Исследование структурных дефектов кристаллов. Рентгеновский LLL-интерферометр успешно используется для исследования структурных дефектов, как ростовых (дислокации [11, 139–141], полосы роста [11]), так и специально введённых деформационных полей в ламель анализатора ионной имплантацией [142–145], диффузией [146] (рис. 17), сосредоточенной нагрузкой [147], лазерным облучением [148], ультразвуком [11], температурным градиентом [149, 150] и электромагнитными полями [151, 152].

Харт показал [7], что если может быть получено достаточно большое количество картин муара (рис. 18), то возможно полное определение ориентации и векторов Бюргера дислокаций. Однако даже простые дислокационные конфигурации могут давать явно противоречивые картины муара повышенной сложности.

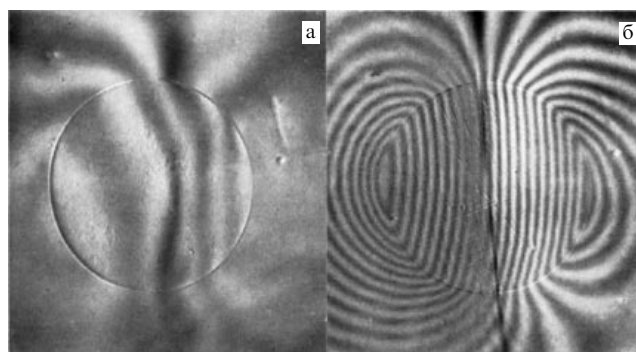


Рис. 17. Картины рентгеновского муара алюминиевого диска диаметром 5 мм, напылённого на анализатор до (а) и после (б) короткого отжига при температуре 500 °С [7].

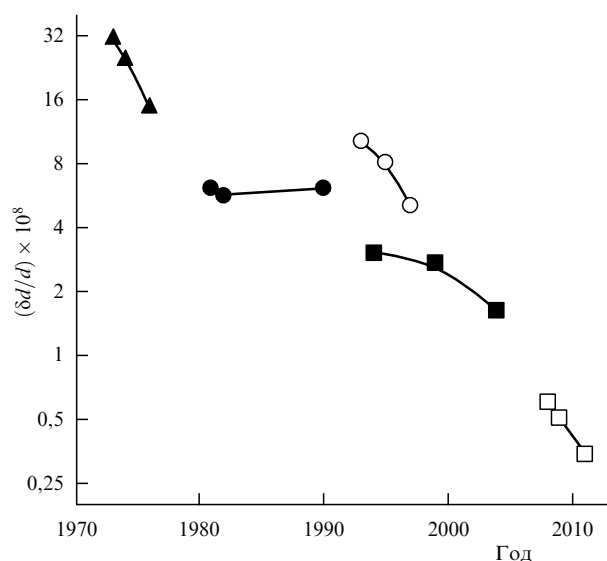


Рис. 16. Уменьшение неопределённости вычисления межплоскостного расстояния $\delta d/d$ за последние 40 лет по результатам публикаций различных исследовательских коллективов: треугольники — [125–127], тёмные кружки — [128–130], светлые кружки — [131–133], тёмные квадраты — [121, 124, 134], светлые квадраты — [135–137].

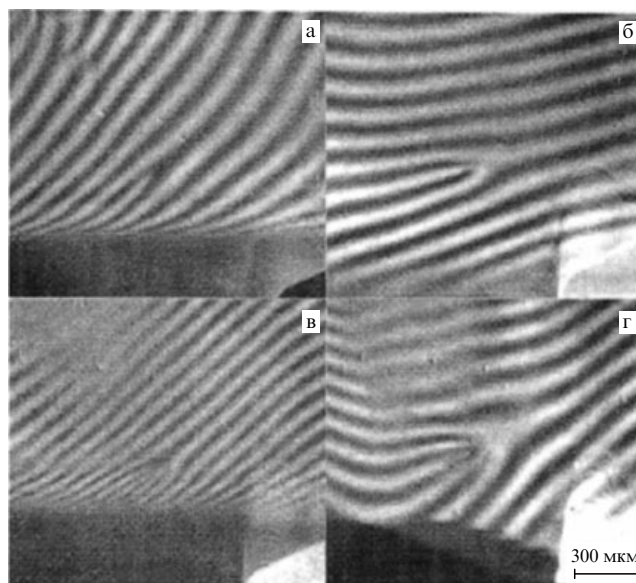


Рис. 18. Картины рентгеновского муара дислокации для различных рефлексов: (202) (а), (220) (б), (422) (в) и (440) (г). Излучение $\text{MoK}\alpha$ [7].

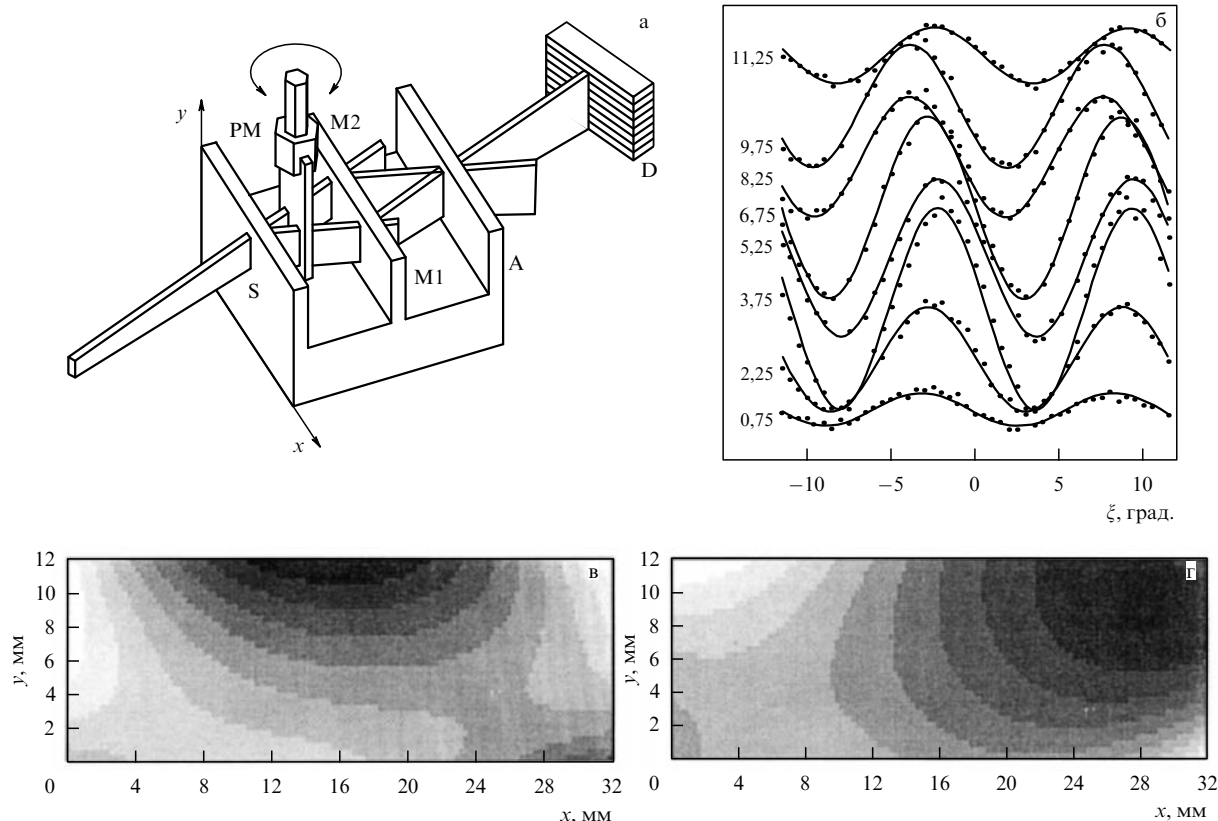


Рис. 19. Эксперимент по определению полей деформации в LLL-интерферометре. (а) Схема эксперимента: PM — фазовый модулятор, D — детектор, S — расщепитель, M1, M2 — зеркала, A — анализатор. (б) График зависимости интенсивности О-пучка от угла поворота фазового модулятора для столбца из 8 пикселей. Числа у кривых указывают на у-координату пикселя в мм. Для наглядности кривые сдвинуты по вертикали. (в) Контурный график относительного изменения параметра решётки. Восемь равноудалённых уровней обозначены оттенками серого от -8×10^{-9} (белый) до $+16 \times 10^{-9}$ (чёрный). (г) Контурный график поворота плоскостей кристаллической решётки. Восемь равноудалённых уровней обозначены оттенками серого от -16 нрад (белый) до -24 нрад (чёрный) [153].

При определении параметра решётки кремния важно знать, насколько совершенны кристаллические ламели сканирующего интерферометра. В работе [153] была предпринята попытка определения полей деформации в кристалле-анализаторе. Между расщепителем и зеркалом был помещён фазовый модулятор (пластиковая пластина толщиной около 500 мкм) таким образом, что в интерферометре перекрывались оба рентгеновских пучка (рис. 19а). При повороте фазового модулятора на угол ξ оптические пути пучков меняются в противофазе: в то время как один укорачивается, другой удлиняется. Простой геометрический анализ показывает, что такой фазовый модулятор толщиной T_m вызывает оптическую разность хода, равную $2T_m(1-n)(\sin \theta_B / \cos^2 \theta_B) \xi$, где n — его показатель преломления. Стоит отметить преимущества перекрытия фазовым модулятором обоих оптических путей. Во-первых, чувствительность метода удваивается. Во-вторых, и это более важно, в пределе малых углов вращения оптическая разность хода может быть аппроксимирована линейной функцией ξ .

Интерференционная картина регистрировалась восемью рядами сцинтилляционных счётчиков с пикселями размером $1,5 \times 1$ мм². Для получения топограммы, показанной на рис. 19б, интерферометр перемещался вдоль оси x с шагом 1 мм. Для определения распределения фазы для каждой позиции интерферометра регистрировалась интенсивность прошедшего пучка (О-пучка) для 60 различных угловых положений фазового модулятора.

В формировании картины муара участвуют четыре кристаллические области интерферометра, поэтому, строго говоря, метод не даёт информации о деформационных полях в какой-либо отдельной ламели из трёх. Теоретическое [154] и экспериментальное [155] исследования деформационных полей проведены для анализатора, имеющего форму двутавра (рис. 15б).

5.2.6. Времяразрешающая интерферометрия. Изучение ядерного резонансного рассеяния. При времяразрешающей интерферометрии ядерного резонанса используются импульсные свойства СИ. Например, коллимированный пучок от источника СИ допускает применение кристаллического интерферометра с дискриминацией нерезонансной компоненты, что неосуществимо с обычным радиоизотопным источником. Высокая продольная когерентность ядерного резонансного рассеяния гарантирует наблюдение интерференции между РЛ, испускаемыми различными ядрами, интерференции между свободно индуцированными сигналами, разделёнными временным интервалом, а также коллективного поглощения и переизлучения фотона.

В экспериментах по исследованию ядерного резонансного рассеяния в направлении вперёд ядерная мишень обычно вводится между первой и второй пластинами интерферометра, фазовращатель — между второй и третьей пластинами (рис. 20а). В качестве фазовращателя авторами работы [156] использовалась плоскопараллельная кремниевая пластина толщиной 290 мкм, и

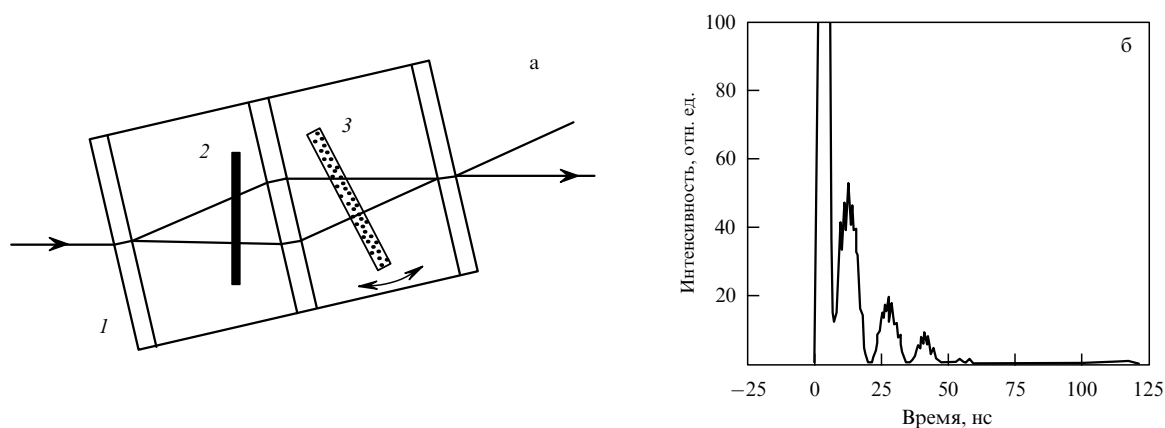


Рис. 20. (а) Схема эксперимента по рентгеновской интерферометрии ядерного резонансного рассеяния в направлении вперёд: 1 — LLL-интерферометр, 2 — образец, 3 — фазовый модулятор. (б) Временной спектр рассеяния; резонансному рассеянию соответствует интервал 35–89 нс [156].

относительное изменение фазы обеспечивалось вращением этой кремниевой пластины. Энергия монохроматизированного СИ могла быть настроена на резонанс. На рисунке 20б показан временной спектр ядерного резонансного рассеяния в направлении вперёд, полученный от фольги из нержавеющей стали толщиной 4 мкм, обогащённой ^{57}Fe . Эксперименты показали, что фазовая информация передаётся путём переизлучения через промежуточное состояние ядерного резонанса. Эта фазовая информация может быть использована как фазовая память, которая является не цифровой, но аналоговой памятью. Следует подчеркнуть, что в этих экспериментах мёссбауэровские ядра играли роль резонирующей полости для РЛ.

В работе [157] успешно продемонстрирована интерферометрия при ядерно-резонансном рассеянии в направлении вперёд в двух обогащённых ^{57}Fe фольгах нержавеющей стали различной толщины, где осцилляции интенсивности в фазе и в противофазе наблюдались с различным временным окном дискриминатора. Использование временной задержки (рис. 20б) оправданно для наблюдения интерференции между различными пучками, индуцированными распадом. Эта интерференция возникает между рентгеновскими пучками, испускаемыми различными ядрами. Были получены контрастные интерференционные осцилляции с видностью, соответствующей видности самого интерферометра. Следовательно, два пучка, эмитированные в разное время различными ядрами при резонансном ядерном рассеянии, когерентны и их волновые пакеты полностью совпадают во времени.

Если две мишени с незначительно различающимися энергетическими уровнями возбуждения ядерного резонанса введены в разные оптические пути интерферометра, то с помощью измерения осцилляций интенсивности одного из пучков на его выходе возможно определение величины набега фазы, вызванного такими различиями. Временное распределение рассеянных фотонов было измерено также при введении в оба пучка идентичных мишеней, одна из которых перемещалась для создания эффекта Доплера [158].

Нередко экспериментальные результаты исследования ядерного резонансного рассеяния трудно интерпретировать, в частности, когда приблизительные положения ядерных подуровней неизвестны. В работе [159] использовался рентгеновский интерферометр с эталон-

ным образцом с резкими ядерными резонансными уровнями для подготовки рентгеновского пучка с контролируемой фазой. Образец с аналогичными резонансами был помещён в пучок, но не внутри, а вне интерферометра. Изменение фазы рентгеновского излучения на образце может быть однозначно определено по зависящей от времени интенсивности на выходе образца. Возможность разместить образец за интерферометром позволяет использовать полное внешнее отражение рентгеновского излучения, что является большим преимуществом при изучении тонких плёнок или наноструктур.

5.2.7. Определение когерентности рентгеновских пучков.

Когда в рентгеновском LLL-интерферометре расстояние от расщепителя до зеркала (L_{SM}) отличается от расстояния от зеркала до анализатора (L_{MA}), простое геометрическое рассмотрение показывает, что два луча, которые соединяются на анализаторе в одной точке, должны попасть на пластину расщепителя в точках, разнесённых на расстояние $D_S = D \sec \theta_B$ (рис. 21а). Пространственное разделение этих лучей является функцией L_{SM} и L_{MA} , оно становится нулевым, когда $L_{\text{SM}} = L_{\text{MA}}$ [160]:

$$D_S = 2(L_{\text{MA}} - L_{\text{SM}}) \tan \theta_B. \quad (23)$$

Для наблюдения эффекта влияния пространственного разделения D_S на видность интерференционной картины необходимо варьировать L_{MA} непрерывно. Это может быть реализовано, например, при использовании наклонной геометрии пластины анализатора (рис. 21б).

Для интерферометра с анализатором, наклонённым под углом ψ к оси y , интерференционная картина состоит из системы полос с периодом Δy [161]:

$$\Delta y = \frac{d}{|\Delta \theta \tan \psi|}, \quad (24)$$

где $\Delta \theta$ — отклонение от точного брэгговского угла.

Когда изображение однородного и частично когерентного источника размером s наблюдается на расстоянии z от источника, функция когерентности $\gamma(D)$ даётся формулой [161]

$$\gamma(D) = \frac{\sin(\pi \omega \lambda^{-1} D)}{\pi \omega \lambda^{-1} D}, \quad (25)$$

где $\omega = s/z$.

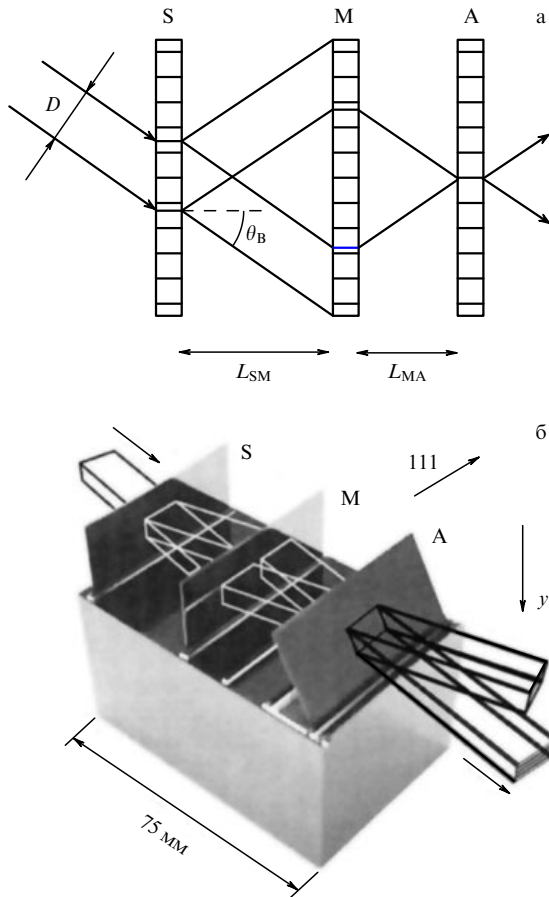


Рис. 21. (а) Рентгеновский интерферометр с различающимися расстояниями от расщепителя до зеркала (L_{SM}) и от зеркала до анализатора (L_{MA}), D — расстояние между двумя лучами, соединяющимися в одной точке анализатора A [161]. (б) Внешний вид интерферометра с наклонным анализатором [160].

Интерферометр с наклонным анализатором может быть использован для определения поперечной когерентности первичного пучка через видность интерференционных полос с помощью (9) и (25).

Продольная когерентность может быть определена с помощью интерферометра Майкельсона.

6. Рентгеновские интерферометры Майкельсона

Интерферометром Майкельсона обычно называют интерферометр, способный обеспечить большой диапазон просмотра интерференционных максимумов в широком спектре излучения. Из-за этой особенности инструмент широко используется для прецизионных измерений и, что ещё более важно, для фурье-спектроскопии [162].

Интерферометры Майкельсона для видимого света существуют уже более века. В них первичный пучок разделяется на два: один с фиксированной длиной пути, а другой — с переменной. Эти два пучка затем соединяются вновь. Изменение рекомбинированной интенсивности как функции разности хода будет наблюдаться до тех пор, пока разность хода меньше, чем длина продольной (временной) когерентности.

Вообще говоря, довольно трудно создать оптическую схему рентгеновского интерферометра, которая была бы способна обеспечить значительную разницу в геометрическом пути двух пучков, не нарушая при этом карди-

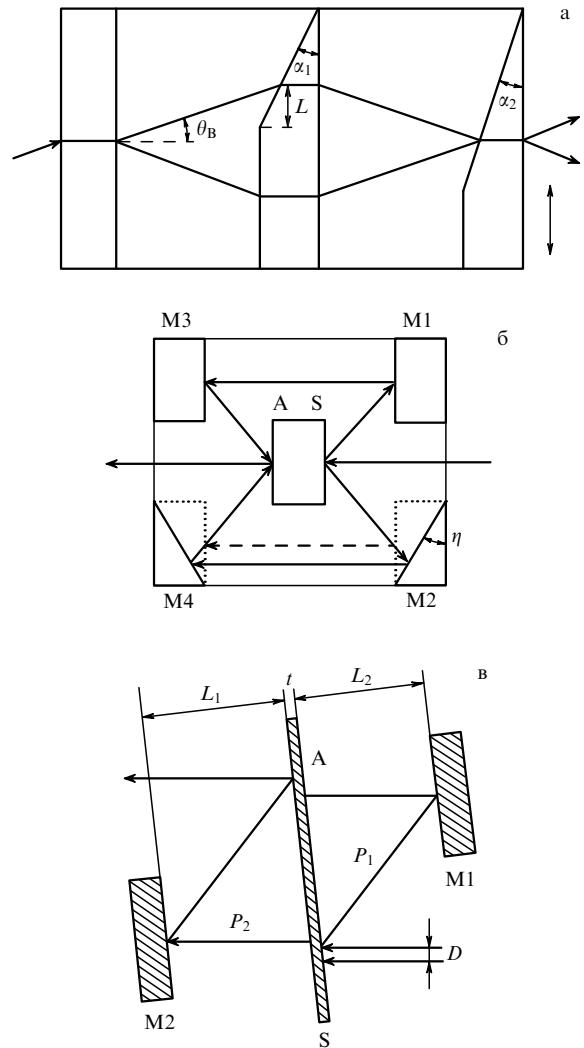


Рис. 22. Оптические схемы рентгеновских (а) LLL- [164], (б) BVBV- [165, 166], (в) BVB-интерферометров Майкельсона [156, 168] (см. текст).

нально условие фокусировки. Это условие требует, чтобы любая пара интерферирующих РЛ, выходящих из одной точки источника, встретились в одной точке анализатора.

Рентгеновский интерферометр идеально подходит для наблюдения большого продольно согласованных волновых пакетов. Однако трудно изготовить интерферометр с большой разностью оптических путей РЛ.

Несмотря на существующее мнение [163], что LLL-интерферометры, хотя и способны обеспечить большое количество порядков интерференции, но не годятся для создания разности хода между двумя пучками, для определения длины волнового пакета авторы [164] предложили схему интерферометра с клиновидными ламелями (рис. 22а), обеспечивающую разность хода Δ между интерферирующими пучками:

$$\Delta = L \tan \alpha_1 (\sec \theta_B - 1), \quad (26)$$

где α_1 — угол клина зеркала, L — расстояние от точки падения РЛ на второй ламели (зеркале) до основания клина.

Определив величину параметра L , при которой во время перемещения интерферометра относительно пер-

вичного пучка параллельно вектору дифракции интерференционная картина исчезает, с помощью (26) можно рассчитать длину продольной когерентности первичного пучка.

Для обеспечения фокусировки угол клина ламели анализатора α_2 должен определяться углом клина зеркала и брэгговским углом:

$$\tan \alpha_2 = \frac{\tan \alpha_1}{2 - \tan \theta_B \tan \alpha_1}. \quad (27)$$

Последнее обстоятельство означает, что интерферометр должен быть изготовлен для конкретной энергии изучаемого пучка. Кроме того, здесь не выполняется геометрическое условие (7), что может негативно сказаться на качестве интерференционной картины.

В работе [165] предложен, а в [166] построен и успешно опробован хроматический рентгеновский ВВВВ-интерферометр (рис. 6а) с большой и переменной разностью хода. Он может использоваться для точных измерений когерентности рентгеновского пучка, а также в рентгеновской фурье-спектроскопии. Для обеспечения разности хода между двумя пучками поверхности пары зеркал (М2 и М4 на рис. 22б) имеют небольшой угол наклона η к поверхностям другой пары (М1 и М3). Таким образом, изменение разности хода Δ зависит от величины перемещения D первичного пучка по поверхности расщепителя [167]:

$$\Delta = \frac{2D \tan \eta [1 + \sin(\theta_B - \varphi)]}{\sin(\theta_B - \varphi)}, \quad (28)$$

где φ — угол между поверхностью кристалла и отражающими плоскостями.

Небольшой скос в 1° изменяет фактор асимметрии на 4 % и незначительно влияет на положение и интенсивность дифракционного пика. Действительно, это вызывает очень небольшие угловые изменения в положении пучка (~ 1 мрад), которые приводят к малому горизонтальному смещению (дефокусировке) на поверхности анализатора: 70 нм для рефлексов Si(440)/Si(404) (для Si(880)/Si(808) горизонтальное смещение приблизительно в четыре раза меньше). Этим малым изменением можно пренебречь, и это никак не повлияет на видность интерференционной картины.

В этой схеме достижима разность хода до 1 мм; она ограничена только доступным размером кремниевого кристалла. Бóльший угловой "скос" зеркал М2, М4 также увеличивает разность хода. При этом юстировка интерферометра относительно проста, однако такой интерферометр годится для исследования небольшого количества интерференционных порядков. Кроме того, использование многоволновой дифракции ограничивает применение этого типа интерферометра Майкельсона дискретными энергиями первичного пучка, при которых полоса пропускания интерферометра составляет только несколько миллиэлектронвольт.

В работах [156, 168] для исследования ядерного резонансного рассеяния использовался ВВВ-интерферометр (рис. 5в), в котором оптическая разность пути составляла 2,4 мм и была самой большой из описанных в литературе. Это значительно больше, чем длина продольной когерентности СИ, но намного меньше, чем длина ядерного резонансного рассеяния на ^{57}Fe . Схема ВВВ-интерферометра с большой оптической разностью хода показана на рис. 22в. Кристаллическая пластина AS работает как расщепитель и анализатор. Пластини М1 и М2 — зеркала. Был использован асимметричный брэг-

говский рефлекс Si(880) с параметром асимметрии $b = 0,69$ для резонансной энергии ^{57}Fe ($\lambda = 0,86 \text{ \AA}$). Расстояния L_1 и L_2 между М2, М1 и AS были равны 21,65 мм и 23,35 мм соответственно, а толщина t составляла 1,1 мм. Оптическая разность хода Δ задаётся следующим выражением:

$$\Delta = (L_2 - L_1) \left[\frac{1}{\sin(\theta_B - \varphi)} + \frac{1}{\sin(\theta_B + \varphi)} \right]. \quad (29)$$

Ясно, что расстояние D между лучами на входе интерферометра, соединяющимися на его выходе в одной точке, должно быть меньше поперечной когерентности l_x первичного пучка:

$$D = (L_2 - L_1) [\cot(\theta_B - \varphi) + \cot(\theta_B + \varphi)] \times \sin(\theta_B + \varphi) < l_x. \quad (30)$$

Авторы [156, 169, 170] усовершенствовали конструкцию ВВВ-интерферометра Майкельсона: одно из его зеркал они связали с остальным кристаллом через ряд упругих соединений таким образом, чтобы пьезопривод мог перемещать это зеркало перпендикулярно к другим компонентам интерферометра и тем самым обеспечивать изменяемую разность хода РЛ. Кроме того, была предусмотрена возможность использования основного ВВВ-интерферометра в качестве вспомогательного LLL-интерферометра для предварительного тестирования структурного совершенства интерферометра Майкельсона.

С научной точки зрения очень желательно сделать фурье-спектроскопию доступной для области жёсткого рентгена. Тогда могут быть измерены спектры СИ, в том числе преобразованные ондуляторами и "змейками" (виглерами), а также спектры лазера на свободных электронах. Рассмотренные схемы рентгеновских интерферометров Майкельсона способны обеспечить разность хода в миллиметровом диапазоне. Этого может быть достаточно, например, для анализа продольной когерентности излучения, но не достаточно для измерения его полного спектра с применением фурье-спектроскопии.

Конструкция интерферометра Майкельсона, предложенная Аппелем и Бонзе [171], обеспечивает спектральное разрешение, необходимое для фурье-спектроскопии. Используется LLL-интерферометр совместно с двумя моноблоками В1, В2 с канавкой — по одному на каждую ветвь интерференционной петли, — связанными тонкой упругой перемычкой E (рис. 23). Последние вставлены в промежутки LLL-интерферометра и для создания разности хода между двумя интерферирующими пучками имеют возможность вращения друг относительно друга. В этом состоит определяющее отличие данной оптической схемы от рассмотренных выше конструкций, использующих для тех же целей линейные перемещения интерферометра или его отдельных узлов.

Существенно, что вращение моноблоков В1, В2 в диапазоне КДО изменяет направление распространения каждого пучка внутри моноблока, но не на его выходе, так что условие отражения в LLL-интерферометре остаётся выполненным. При таком вращении возникает разность хода Δ двух пучков, что порождает сдвиг фазы $\Phi = 2\pi\Delta/\lambda$. Разность хода Δ зависит от угла Брэгга, ширины пазов (канавок) D_1 и D_2 , угла φ и угловых отклонений β_1 , β_2 пучков от центра КДО моноблоков [172]. Для упрощённого случая симметричной дифракции ($\varphi = 0$) и при $D_1 = D_2 = D$

$$\Delta = 2D\Delta\beta \cos \theta_B, \quad (31)$$

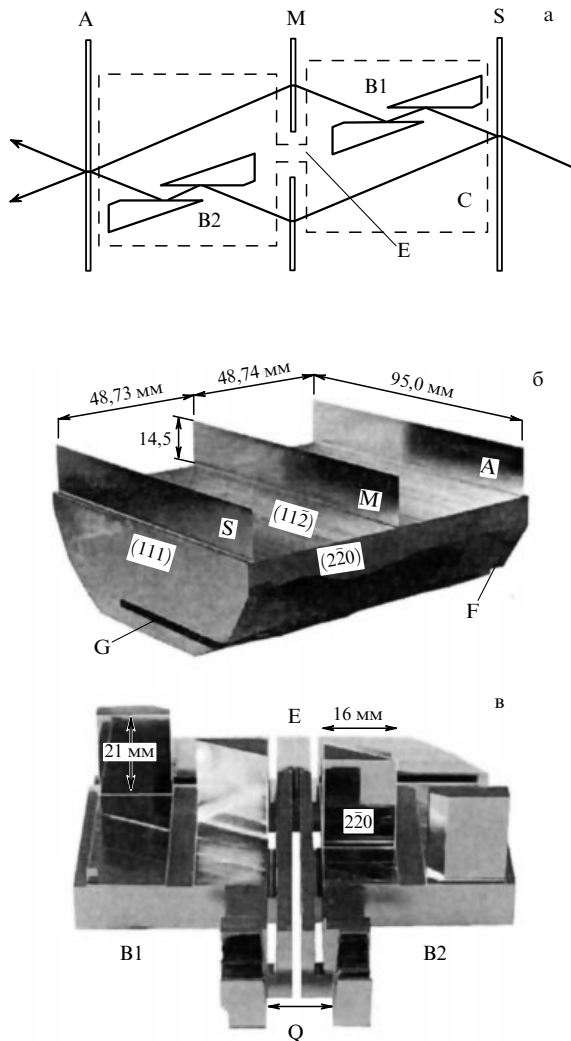


Рис. 23. Оптическая схема (а), размеры и ориентация LLL-интерферометра (б) и оптического узла С с парой монокристаллов В1, В2 с канавкой (в): S — расщепитель, М — зеркало, А — анализатор, Е — упругая перемычка для относительной юстировки В1 и В2, G — прорезь, служащая для уменьшения упругих напряжений в основании F, Q — монтажная щель для пьезопривода.

где $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$. Разность хода возникает, если $\Delta\beta \neq 0$. Положив $D = 2$ мм и $\lambda = 1,54$ Å (CuK α), получаем разность хода для $\Delta\beta_{\min} = 8,7 \times 10^{-3}$ угл. с ($4,2 \times 10^{-8}$ рад), равную λ , что означает возможность получения приблизительно 800 интерференционных порядков до того, как кристаллы с канавкой выйдут из отражающего положения. При этом спектральное разрешение $\Delta\lambda/\lambda$ должно определяться формулами

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \Delta\beta_{\min} \cot \theta_B = \frac{\lambda}{2D \sin \theta_B} = \frac{d}{D} = \frac{1}{N_d}, \quad (32)$$

где N_d — количество отражающих плоскостей, укладываемых в канавку монокристалла.

При $d = 1,92$ Å (рефлекс (220)) и $D = 2$ мм спектральное разрешение $\Delta\lambda/\lambda$ должно иметь порядок 10^{-7} . Следовательно, с помощью такого интерферометра могут быть детально проанализированы интерференционные максимумы, но использование двух разделённых монокристаллических узлов делает предварительную юстировку более трудной, а температурную и виб-

рационную стабильность — более критичной, чем для одного монокристаллического интерферометра.

Особенностью обсуждаемой оптической схемы является то, что, "смешивая" дифракцию Лауэ и Брэгга, можно получить значительную разницу хода, не вызывая при этом заметной дефокусировки. Дефокусировка Δz уменьшает контрастность интерференционной картины и, следовательно, ведёт к уменьшению максимального диапазона сканирования $\Delta\beta_{\max}$ и спектрального разрешения $\Delta\lambda/\lambda$ интерферометра. Очевидно, что дефокусировка увеличивается пропорционально порядку интерференции M [173]:

$$\Delta z = D\Delta\beta = \frac{\lambda M}{2 \cos \theta_B}. \quad (33)$$

Для значения $M_{\max} = 40000$ получим величину дефокусировки $\Delta z = 3,2$ мкм, которая достаточно мала, чтобы заметно повлиять на контраст. С другой стороны, в связи с допусками изготовления узлов интерферометра должны быть выполнены определённые жёсткие условия: в целях поддержания хорошей контрастности изменения ширины паза D , а также положения и плоскостности поверхностей пластин LLL-интерферометра не должны превышать 3 мкм [173].

7. Заключение

Как следует из изложенного выше, рентгеновские интерферометры могут быть использованы для измерения предельно малых деформаций решётки почти совершенных кристаллов, измерения показателя преломления рентгеновских лучей с точностью до 0,1 %, измерения длин когерентности рентгеновских пучков и, наконец, для рентгеновской фазовой контрастной микроскопии, например, биологических объектов.

Составные интерферометры или интерферометры, допускающие большие трансляционные перемещения кристалла, открывают ещё одну принципиально новую возможность в развитии метрологии в субнанометровой области и возможности абсолютных измерений фундаментальных констант. Эта новая возможность заключается в высокой точности абсолютных измерений длин в той области, где до сих пор эти измерения проводились с помощью светового стандарта, конечная спектральная ширина которого вносила неопределённость в результат.

Рентгеновский интерферометр, иногда называемый "ангстремной линейкой", является идеальным инструментом для высокоточных измерений. Необходимость в этих измерениях постоянно возрастает в различных областях науки и техники, таких как микроэлектроника, оптика видимого света и оптических носителей информации, калибровка высокоразрешающих преобразователей перемещения, а также сканирующих зондовых и атомно-силовых микроскопов. Рентгеновский интерферометр обеспечивает очень точную шкалу для такой калибровки в субнанометровом диапазоне. При его работе используется параметр решётки кремния в качестве хорошо определённой шкалы, непосредственно привязанной к стандарту длины.

Будущее рентгеновской интерферометрии, по-видимому, связано с возможностью прецизионного изготовления элементов кристаллической рентгеновской оптики, а также взаимной юстировки и позиционирования отдельных составных частей интерферометра. Одна из проблем состоит в расширении диапазона сканирования кристалла-анализатора до нескольких сантиметров. Такое расширение должно быть основано на интеграции

контроля над шестью степенями свободы его перемещения и лазерной метрологии.

Другой проблемой является получение большой переменной разности хода интерферирующих когерентных лучей, что откроет возможность создания рентгеновских эквивалентов интерферометра Майкельсона с прицелом на экспериментальное осуществление фурье-спектроскопии.

Картина муара обладает очень высокой чувствительностью к малым градиентам фазы. Поэтому из всех известных методов рентгеновского фазоконтрастного изображения [174] метод кристаллической интерферометрии является наиболее чувствительным к малым локальным изменениям плотности исследуемого объекта. Этот метод обнаруживает изменение фазы непосредственно, в то время как другие методы чувствительны к первой или второй производной фазы. Возможность промышленного получения кристаллических булль кремния большого размера и одновременно совершенной структуры может способствовать возвращению кристаллической интерферометрии утраченного лидирующего положения в области получения рентгеновского фазоконтрастного изображения, а выращивание кремния с пониженным содержанием примесей ($< 10^{14} \text{ см}^{-3}$) — его превращению в новый эталон длины.

Список литературы

- Chikawa J *Appl. Phys. Lett.* **7** 193 (1965)
- Lang A R, Miuscov V F *Appl. Phys. Lett.* **7** 214 (1965)
- Bonse U, Hart M *Appl. Phys. Lett.* **6** 155 (1965)
- Bonse U, Hart M *Appl. Phys. Lett.* **7** 99 (1965)
- Hart M J. *Phys. D Appl. Phys.* **1** 1405 (1968)
- Hart M, Bonse U *Phys. Today* **23** (8) 26 (1970)
- Hart M *Rep. Prog. Phys.* **34** 435 (1971)
- Hart M *Proc. R. Soc. Lond. A* **346** 1 (1975)
- Hart M *Nucl. Instrum. Meth.* **172** 209 (1980)
- Siddons D P *AIP Conf. Proc.* **75** 236 (1981)
- Raransky M D et al. *Proc. SPIE* **2647** 457 (1995)
- Ильин В Н, Кобец Н А, Лешков С В *Журн. прикл. спектроскопии* **66** 451 (1999); Il'in V N, Kobets N A, Leshkov S V *J. Appl. Spectrosc.* **66** 481 (1999)
- Mana G *Proc. SPIE* **4900** 257 (2002)
- Momose A J *Synchrotron Radiat.* **9** 136 (2002)
- Stecher M *Am. J. Phys.* **32** 247 (1964)
- Миусков В Ф, в сб. *Проблемы современной кристаллографии. Сб. памяти А.В. Шубникова* (Отв. ред. Б К Вайнштейн, А А Чернов) (М.: Наука, 1975) с. 186
- Пинскер З Г, в сб. *Проблемы современной кристаллографии. Сб. памяти А.В. Шубникова* (Отв. ред. Б К Вайнштейн, А А Чернов) (М.: Наука, 1975) с. 172
- Authier A, Milne A D, Sauvage M *Phys. Status Solidi B* **26** 469 (1968)
- Tanemura S, Lang A R *Z. Naturforsch. A* **28** 668 (1973)
- Ohler M, Härtwig J *Acta Cryst. A* **55** 413 (1999)
- Simon D, Authier A *Acta Cryst. A* **24** 527 (1968)
- Aboyan A O et al. *Cryst. Res. Technol.* **25** 1405 (1990)
- Hart M, Milne A D *Acta Cryst. A* **26** 223 (1970)
- Bezirganyan P Kh, Drmeyeran Kh R, Aladzhadzhyan G M *Phys. Status Solidi A* **54** 729 (1979)
- Bonse U, Hart M, Schwuttke G H *Phys. Status Solidi B* **33** 361 (1969)
- Fedorov A A et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **36** A44 (2003)
- Khokhar R U, Haneman D J. *Appl. Phys.* **43** 317 (1972)
- Chu X, Tanner B K *Mater. Lett.* **5** 153 (1987)
- Drmeyeran H R *Acta Cryst. A* **60** 521 (2004)
- Ohler M, Prieur E, Härtwig J *J. Appl. Cryst.* **29** 568 (1996)
- Ohler M, Köhler S, Härtwig J *Acta Cryst. A* **55** 423 (1999)
- Ohler M, Härtwig J, Prieur E *Acta Cryst. A* **53** 199 (1997)
- Yoshimura J *Acta Cryst. A* **52** 312 (1996)
- Пинскер З Г *Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах* (М.: Наука, 1974)
- Bonse U, Hart M *Phys. Status Solidi B* **33** 351 (1969)
- Lang A R *Nature* **220** 652 (1968)
- Brädler J, Lang A R *Acta Cryst. A* **24** 246 (1968)
- Bonse U et al. *Metrologia* **31** 195 (1994)
- Besirganyan P A, Eiramshyan F O, Truni K G *Phys. Status Solidi A* **20** 611 (1973)
- Heinrich M, Petrascheck D, Rauch H Z. *Phys. B* **72** 357 (1988)
- Bonse U, Hart M Z. *Phys.* **194** 1 (1966)
- Bonse U, Hart M *Acta Cryst. A* **24** 240 (1968)
- Würges J et al. *J. Appl. Cryst.* **32** 1152 (1999)
- Koyama I, Yoshikawa H, Momose A *Jpn. J. Appl. Phys.* **42** L80 (2003)
- Izumi K et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** 5862 (1995)
- Sutter J P et al. *J. Synchrotron Radiat.* **11** 378 (2004)
- Spieker P, Bonse U *Acta Cryst. A* **34** S238 (1978)
- Graeff W, Bonse U Z. *Phys. B* **27** 19 (1977)
- Besirganyan P A, Gabrielyan R Z, Eiramshyan F O *Phys. Status Solidi A* **43** K183 (1977)
- Yoneyama A, Momose A, Koyama I *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** L161 (2002)
- Fezzaa K, Lee W-K *AIP Conf. Proc.* **521** 167 (2000)
- Bonse U, Hart M Z. *Phys.* **188** 154 (1965)
- Petrascheck D, Folk R *Phys. Status Solidi A* **36** 147 (1976)
- Bauspiess W, Bonse U, Graeff W J. *Appl. Cryst.* **9** 68 (1976)
- Colella R *Acta Cryst. A* **44** 1055 (1988)
- Shulakov E V, Aristov V V *Acta Cryst. A* **35** 201 (1979)
- Bonse U, te Kaat E Z. *Phys.* **243** 14 (1971)
- Trouni K G, Arutyunyan L A *Phys. Status Solidi A* **92** 369 (1985)
- Bonse U *Physica B + C* **151** 7 (1988)
- Aladzhadzhyan G M et al. *Phys. Status Solidi A* **58** 651 (1980)
- Аладжаджян Г М, Кочарян А К, Труни К Г *Кристаллография* **24** 1135 (1979)
- Bezirganyan P H, Aslanyan V G, Bezirganyan S E *Phys. Status Solidi A* **110** 359 (1988)
- Bezirganyan P A et al. *Phys. Status Solidi A* **104** 549 (1987)
- Багдасарян Р И и др. *Изв. вузов. Физ.* (4) 8 (1984); Bagdasaryan R I et al. *Sov. Phys. J.* **27** 259 (1984)
- Bonse U, Hart M Z. *Phys.* **190** 455 (1966)
- Блохин М А *Физика рентгеновских лучей* 2-е изд. (М.: ГИТТЛ, 1957)
- Wu X, Dean A, Liu H, in *Biomedical Photonics Handbook* (Ed. T Vo-Dinh) (Boca Raton, Fla.: CRC Press, 2003) p. 26
- Takeda T et al. *Circulation* **105** 1708 (2002)
- Takeda M et al. *Int. J. Cardiovascular Imaging* **28** 1181 (2012)
- Takeda T et al. *J. Synchrotron Radiat.* **19** 252 (2012)
- Takeda T et al. *Radiology* **214** 298 (2000)
- Takeda T et al. *Acad. Radiol.* **2** 799 (1995)
- Takeda T et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **43** 5652 (2004)
- Beckmann F, Heise K, Kölsch B *Biophys J.* **76** 98 (1999)
- Noda-Saita K et al. *Neuroscience* **138** 1205 (2006)
- Bruning J H et al. *Appl. Opt.* **13** 2693 (1974)
- Momose A, Hirano K *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (Suppl. 38-1) 625 (1999)
- Momose A, Takeda T, Itai Y *Radiology* **217** 593 (2000)
- Judge T R, Bryanston-Cross P J *Opt. Lasers Eng.* **21** 199 (1994)
- Takeda M, Ina H, Kobayashi S J. *Opt. Soc. Am.* **72** 156 (1982)
- Momose A, Fukuda J *Med. Phys.* **22** 375 (1995)
- Chetwynd D G et al. *Nanotechnology* **9** 125 (1998)
- Momose A et al. *J. Physique IV* **104** 599 (2003)
- Momose A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **467-468** 917 (2001)
- Yoneyama A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **523** 217 (2004)
- Momose A, Yoneyama A, Hirano K J. *Synchrotron Radiat.* **4** 311 (1997)
- Momose A, Takeda T, Itai Y *Rev. Sci. Instrum.* **66** 1434 (1995)
- Momose A *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **352** 622 (1995)
- Momose A *Opt. Exp.* **11** 2303 (2003)
- Begum R et al. *Acta Cryst. A* **42** 456 (1986)
- Creagh D C *Aust. J. Phys.* **38** 371 (1985)
- Creagh D C, Hart M *Phys. Status Solidi B* **37** 753 (1970)
- Creagh D C *Aust. J. Phys.* **28** 543 (1975)

94. Bonse U, Materlik G Z. *Phys.* **253** 232 (1972)
95. Bonse U, Materlik G Z. *Phys. B* **24** 189 (1976)
96. Bonse U et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **172** 223 (1980)
97. Bonse U, Hartmann-Lotsch I, Lotsch H. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **208** 603 (1983)
98. Cusatis C, Hart M. *Proc. R. Soc. Lond. A* **354** 291 (1977)
99. Hart M, Siddons D P. *Proc. R. Soc. Lond. A* **376** 465 (1980)
100. Bonse U, Lotsch H, Henning A J. *X-Ray Sci. Technol.* **1** 107 (1989)
101. Bowen D K et al. *Precision Eng.* **12** 165 (1990)
102. Chetwynd D G, Siddons D P, Bowen D K J. *Phys. E Sci. Instrum.* **16** 871 (1983)
103. Bowen D K, Chetwynd D G, Davies S T. *Proc. SPIE* **563** 412 (1985)
104. Becker P, Seyfried P. *Proc. SPIE* **1015** 124 (1989)
105. Yacoot A, Downs M J. *Meas. Sci. Technol.* **11** 1126 (2000)
106. Yacoot A, Cross N. *Meas. Sci. Technol.* **14** 148 (2003)
107. Lin W et al. *Nanotechnology* **10** 412 (1999)
108. Lin W et al. *Appl. Opt.* **39** 4535 (2000)
109. Yacoot A et al. *Meas. Sci. Technol.* **12** 1660 (2001)
110. Park J, Lee M-Y, Lee D-Y. *Microsyst. Technol.* **15** 1879 (2009)
111. Becker P, Bonse U. *J. Appl. Cryst.* **7** 593 (1974)
112. Becker P, Stümpel J. *Metrologia* **27** 127 (1990)
113. Windisch D, Becker P. *J. Appl. Cryst.* **25** 377 (1992)
114. Kuertgens U, Becker P. *Meas. Sci. Technol.* **9** 1072 (1998)
115. Becker P, Mana G. *Metrologia* **31** 203 (1994)
116. Deslattes R D et al. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **36** 166 (1987)
117. Martin J et al. *Metrologia* **35** 811 (1998)
118. Deslattes R D. *Appl. Phys. Lett.* **15** 386 (1969)
119. Deslattes R D, Henins A. *Phys. Rev. Lett.* **31** 972 (1973)
120. Basile G et al. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **38** 210 (1989)
121. Bergamin A et al. *Eur. Phys. J. B* **9** 225 (1999)
122. Schwarzenberger D R, Chetwynd D G, Bowen D K J. *X-Ray Sci. Technol.* **1** 134 (1989)
123. Yacoot A, Kuertgens U. *Meas. Sci. Technol.* **23** 074003 (2012)
124. Cavagnero G et al. *Metrologia* **41** 56 (2004)
125. Deslattes R D, Henins A. *Phys. Rev. Lett.* **31** 972 (1973)
126. Deslattes R D et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** 463 (1974)
127. Deslattes R D et al. *Phys. Rev. Lett.* **36** 898 (1976)
128. Becker P et al. *Phys. Rev. Lett.* **46** 1540 (1981)
129. Becker P, Scyfried P, Siegert H Z. *Phys. B* **48** 17 (1982)
130. Windisch D, Becker P. *Phys. Status Solidi A* **118** 379 (1990)
131. Nakayama K et al. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **42** 401 (1993)
132. Fujimoto H et al. *Jpn. J. App. Phys.* **34** 5065 (1995)
133. Nakayama K, Fujimoto H. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **46** 580 (1997)
134. Basile G et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 3133 (1994)
135. Ferroglio L, Mana G, Massa E. *Opt. Express* **16** 16877 (2008)
136. Massa E, Mana G, Kuertgens U. *Metrologia* **46** 249 (2009)
137. Massa E et al. *Metrologia* **48** S37 (2011)
138. Bergamin A et al. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **46** 576 (1997)
139. Hart M. *Phil. Mag.* **26** 821 (1972)
140. Christiansen G, Gerward L, Andersen A L. *J. Appl. Cryst.* **4** 370 (1971)
141. Aboyan A O et al. *Phys. Status Solidi A* **118** 11 (1990)
142. Gerward L, Christiansen G, Lindegaard-Andersen A. *Phys. Lett. A* **39** 63 (1972)
143. Gerward L Z. *Phys.* **259** 313 (1973)
144. Drmeyer H R J. *Appl. Cryst.* **37** 585 (2004)
145. Дрмеян Г Р, Абоян А О, Эйрамджян Ф О. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* (2) 57 (2011); Drmeyer H, Aboyan A, Eyrarmjyan F J. *Surf. Investigat. X-Ray, Synchrotron Neutron Tech.* **5** 155 (2011)
146. Aboyan A O, Sarafyan M A. *Cryst. Res. Technol.* **29** 253 (1994)
147. Fodchuk I M et al. *Proc. SPIE* **8338** 833819 (2011)
148. Шафранюк В П. *Термоэлектричество* (1) 46 (2003)
149. Hart M, Sauvage M, Siddons D P. *Acta Cryst. A* **36** 947 (1980)
150. Дрмеян Г Р. *Кристаллография* **50** 407 (2005); Drmeyer H R. *Crystallogr. Rep.* **50** 363 (2005)
151. Arshakyan E Z, Aboyan A O, Bezirganyan P A. *Phys. Status Solidi A* **106** 41 (1988)
152. Aboyan A O, Aghbalyan S G. *Cryst. Res. Technol.* **45** 140 (2010)
153. Bergamin A et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **33** 2678 (2000)
154. Bergamin A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **71** 1716 (2000)
155. Mana G, Massa E, Ferroglio L. *Opt. Express* **17** 11172 (2009)
156. Hasegawa Y, Kikuta S. *Hyperfine Interact.* **123–124** 721 (1999)
157. Hasegawa Y et al. *Phys. Rev. B* **50** 17748(R) (1994)
158. Izumi K et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** 4258 (1995)
159. Sturhahn W, Lábbé C, Toellner T S. *Europhys. Lett.* **66** 506 (2004)
160. Yamazaki H, Ishikawa T. *J. Appl. Cryst.* **36** 213 (2003)
161. Yamazaki H, Ishikawa T. *Proc. SPIE* **2856** 279 (1996)
162. Bell R J. *Introductory Fourier Transform Spectroscopy* (New York: Academic Press, 1972); Белл Р Дж. *Введение в фурье-спектроскопию* (М.: Мир, 1975)
163. Nusshardt M, Bonse U. *J. Appl. Cryst.* **36** 269 (2003)
164. Абоян А О, Безирганян П А, Эйрамджян Ф О. *ДАН АрмССР* **59** 245 (1974)
165. Bezirganyan P A. *Phys. Status Solidi A* **40** K77 (1977)
166. Fezzaa K, Lee W-K. *J. Appl. Cryst.* **34** 166 (2001)
167. Bonse U, Graeff W. *Phys. Status Solidi A* **44** K131 (1977)
168. Izumi K et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** 5862 (1995)
169. Sutter J P et al. *J. Appl. Cryst.* **36** 1432 (2003)
170. Sutter J P et al. *J. Synchrotron Radiat.* **11** 378 (2004)
171. Appel A, Bonse U. *Phys. Rev. Lett.* **67** 1673 (1991)
172. Bonse U et al. *Metrologia* **31** 195 (1994)
173. Nusshardt M, Bonse U. *J. Appl. Cryst.* **36** 269 (2003)
174. Лидер В В, Ковальчук М В. *Кристаллография* **58** 764 (2013); Lider V V, Kovalchuk M V. *Crystallogr. Rep.* **58** 769 (2013)

X-ray crystal interferometers

V.V. Lider

Shubnikov Institute of Crystallography, Russian Academy of Sciences,
 Leninskii prosp. 59, 119333 Moscow, Russian Federation
 Tel. +7 (499) 135 61 50
 E-mail: lider@ns.crys.ras.ru; vallider@yandex.ru

Various configurations of the X-ray crystal interferometer are reviewed. The interferometer applications considered include metrology, the measurement of fundamental physical constants, the study of weakly absorbing phase objects, time-resolved diagnostics, the determination of hard X-ray beam parameters, and the characterization of structural defects in the context of developing an X-ray Michelson interferometer. The three-crystal Laue interferometer (LLL-interferometer), its design and the experimental opportunities it offers are given particular attention.

PACS numbers: **07.85. – m, 41.50. + h, 61.05.cp**

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201411e.1217

Bibliography — 174 references

Received 28 October 2013, revised 20 December 2013

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **184** (11) 1217–1236 (2014)

Physics – Uspekhi **57** (11) (2014)