

05;07;12

Метод фазодисперсионной интроскопии

© В.Н. Ингал, Е.А. Беляевская

ТОО "Рентгеновская лаборатория",
195272 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 7 июля 1995 г. В окончательной редакции 29 ноября 1995 г.)

Описан метод исследования внутренней структуры некристаллических объектов слабо поглощающих рентгеновское излучение. Метод использует традиционную схему плосковолновой топографии. Объект исследования, помещенный в псевдоплоскую монохроматическую волну, формируемую сильно асимметричным отражением от совершенного кристалла или нескольких кристаллов вносит фазовые нарушения в волновой фронт. Установленный за объектом в схеме Лауэ совершенный монокристалл выявляет эти возмущения, образуя контрастное изображение границ структурных составляющих объекта. Возможности метода проиллюстрированы снимками объектов различной природы. Обсуждены и подтверждены экспериментами на тест-объектах особенности контрастов изображений.

Введение

Рентгеновские лучи, являясь электромагнитными волнами с очень короткой длиной волны, обладают высокой проникающей способностью, которая сделала их незаменимыми для множества методов диагностики объектов различной природы. В традиционных методах, в медицинской и промышленной рентгенографии, томографии, микроскопии и др., контраст изображения обусловлен отличием в степени ослабления излучения веществами, входящими в состав исследуемого объекта.

Явление преломления рентгеновских лучей долгое время использовалось только для определения коэффициентов преломления излучения или углов полного внешнего отражения (см., например, [1]). Считалось, что это явление не имеет практической значимости для изучения внутренней структуры объектов ввиду близости коэффициентов преломления к единице, малости углов преломления и сложности их выделения. Первая попытка использовать преломление для выявления структуры объекта была сделана, пожалуй, в работе [2] при получении изображений рентгеновского шликера (*shlieren*). В этих работах двухкристальная бездисперсионная схема использовалась для определения толщины стенок сфер малого радиуса, входящих в состав пластиковой мишени. Оба кристалла были вырезаны асимметрично и устанавливались в геометрии по Брэггу (на отражение), а мишень располагалась непосредственно на втором кристалле, который играл роль анализатора. Изображения регистрировались после выведения анализатора из положения брэгговской дифракции, т.е. регистрировались лучи, отклонившиеся на границах малых сфер от направления первоначального распространения на углы, превышающие ширину кривой дифракционного отражения (КДО). Контраст изображений был темным на светлом фоне (в позитиве). Представленное в работе [2] математическое решение фактически содержалось в более ранней

работе [3], где рассмотрено рассеяние плоской монохроматической волны на краях щели или на краю полуплоскости. Следующей по времени была работа Соменкова и др. [4,5] по регистрации изображений, названных рефракционными. Вначале эксперименты проводились в нейтронном излучении на длине волны около 1 А, а затем и в рентгеновских лучах. В этих исследованиях падающей на объект пучок формировался симметричным отражением от совершенного кристалла, объект располагался перед анализатором, а изображения регистрировались за кристаллом анализатором, установленным в точное брэгговское положение. В результате контраст, формировался лучами, отклонившимися на границе раздела сред на углы большие полной ширины КДО, и выбывшими из отражения, и имел обратный знак по сравнению с контрастом рентгеновского шликера — светлый на более темном фоне (в позитиве).

В принятой терминологии (см., например, [6,7]) метод рентгеновского шликера можно отнести к методу темного поля, метод рефракционных изображений — к методу светлого поля. В обоих случаях анализатор фактически играет роль коллиматора, выделяющего лучи, испытавшие на объекте отклонение на углы, большие полной ширины КДО. Поскольку ширины КДО совершенных кристаллов по порядку величины сравнимы с углами отклонения преломленных пучков, то предложенные методы позволяют выявить детали внутренней структуры объектов.

Аналогичная по идеологии, хотя и различающаяся в деталях рентгенооптическая схема была также использована в [8] для получения фазово-контрастных изображений, в частности, биологических объектов. Характерной чертой схемы в работе [8] является лучшее, чем в предыдущих работах, угловое разрешение (до 0.2") за счет использования острофокусного источника и *channe-cut* кристаллов. Здесь в полной мере использованы преимущества, которые может дать схема с анализатором, работающим по Брэггу, когда

происходит строгая коллимация лучей в пределах угловой ширины отражения кристалла-анализатора.

Первые фазовые изображения объектов были описаны в работе [9], они формировались в рентгеновском LLL-интерферометре. Образец вносился в одно плечо интерферометра, луч, распространяющийся во втором плече, являлся опорным, а собственно изображение регистрировалось за последним кристаллом интерферометра, в котором происходило сложение обоих пучков. Описанный в настоящей работе метод характерен тем, что исследуемый объект устанавливается в псевдоплоской волне, сформированной асимметричным отражением от одного или двух монохроматоров, а анализатор устанавливается в положение Лауэ (на просвет) и регистрация изображения ведется в различных угловых положениях последнего в пределах КДО [10]. В методе использованы не только коллимационные свойства анализатора, но и способность совершенного кристалла выявлять нарушения волнового фронта, вносимые объектом за счет взаимодействия с первичной псевдоплоской волной. Эти нарушения могут быть описаны и в терминах преломления лучей на границе раздела сред (эта попытка сделана ниже) и в терминах изменения фазы первичной псевдоплоской и частично когерентной волны. Ближайшей оптической аналогией метода фазодисперсионной интроскопии (ФДИ) является фазовый микроскоп Церникс [11]. Такой подход, как будет показано ниже, позволяет повысить чувствительность схемы к границам с малыми градиентами плотности.

Рентгенооптическая схема метода ФДИ

Рентгенооптическая схема метода в трехкристальном варианте приведена на рис. 1. Это обычная бездисперсионная схема, используемая в плосковолновой топографии (см. например, [12]), в которой характеристическое излучение рентгеновской трубки коллимировалось щелями и под скользящим углом падало на монокристалл с асимметричными отражающими плоскостями, установленный в геометрии по Брэггу. Коэффициент асимметрии отражения обозначим b_1 . При отражении пучок геометрически расширялся в b_1 раз по сравнению с размером щели, а его расходимость уменьшалась в $\sqrt{b_1}$ раз [13]. Ширина щели выбиралась таким образом, чтобы уверенно разделить $K_{\alpha 1}$ - и $K_{\alpha 2}$ -линии на первом монохроматоре. Отраженный от первого монохроматора пучок направлялся на второй монохроматор, также установленный в геометрии по Брэггу под скользящим углом и имевший асимметричные отражающие плоскости с коэффициентом асимметрии b_2 . Отражаясь от второго монохроматора, пучок в принципе мог бы быть расширен еще в b_2 раз, однако требующийся для этого размер кристалла не всегда достаточен. Поэтому ширина пучка, отраженного от второго кристалла, определялась размером последнего. Расходимость

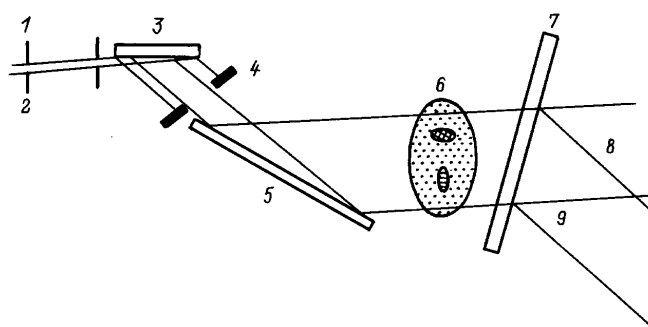


Рис. 1. Рентгеновская схема. 1 — фокус трубки, 2 — коллиматор, 3 — 1-й монохроматор, 4 — щель, 5 — 2-й монохроматор, 6 — объект, 7 — кристалл-анализатор, 8 — T -пучок, 9 — R -пучок.

же пучка, отраженного от второго монохроматора, уменьшалась в b_2 раз. Во всех схемах кристаллы приготавливались из совершенного кремния БЗП.

Объект исследования устанавливался в квазиплоской волне, сформированной монохроматорами. За объектом в геометрии Лауэ на просвет устанавливался кристалл-анализатор (КА). Регистрация изображений велась в обоих дифракционных пучках, отраженном R и прошедшем T , на фотопластинку (на рисунках не показана). Обычно для слежения за рабочей точкой КА (т.е. за угловым положением в пределах кривой отражения) использовался сцинтилляционный счетчик, установленный в отраженном пучке. Юстировка рентгенооптической схемы и регистрация изображения в прошедшем пучке проводилась двухкоординатным детектором [14]. Двухкристальная схема отличалась от приведенной отсутствием второго монохроматора. Она более стабильна и проста в настройке, однако на ней невозможно получение волнового поля с очень низкими значениями расходимостей. В экспериментах использовались излучение $Mo K_{\alpha 1}$ $Ag K_{\alpha 1}$, а также кристаллы-монохроматоры с отражающими плоскостями 220 и 422 и различными значениями b_1 и b_2 . Характеристики волны — расходимость и длина когерентности в экспериментах с $Mo K_{\alpha 1}$ -излучением приведены в работе [15], характеристики волны в $Ag K_{\alpha 1}$ -излучении не измерялись.

Экспериментальные результаты

1) Изображение ФДИ. Первые изображения ФДИ были зарегистрированы во время экспериментов по изучению микродефектов в совершенных монокристаллах кремния в схеме плосковолновой рентгеновской топографии [15]. На снимках наряду с изображениями дислокаций был обнаружен контраст, который никак нельзя было отнести на счет дефектной структуры кристалла. Анализ показал,

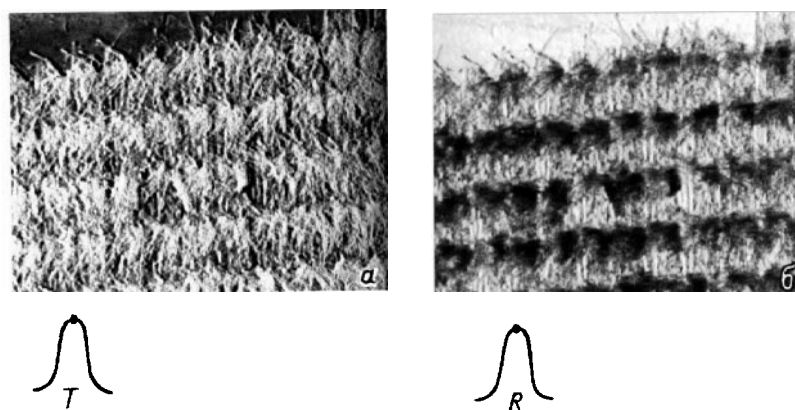


Рис. 2.

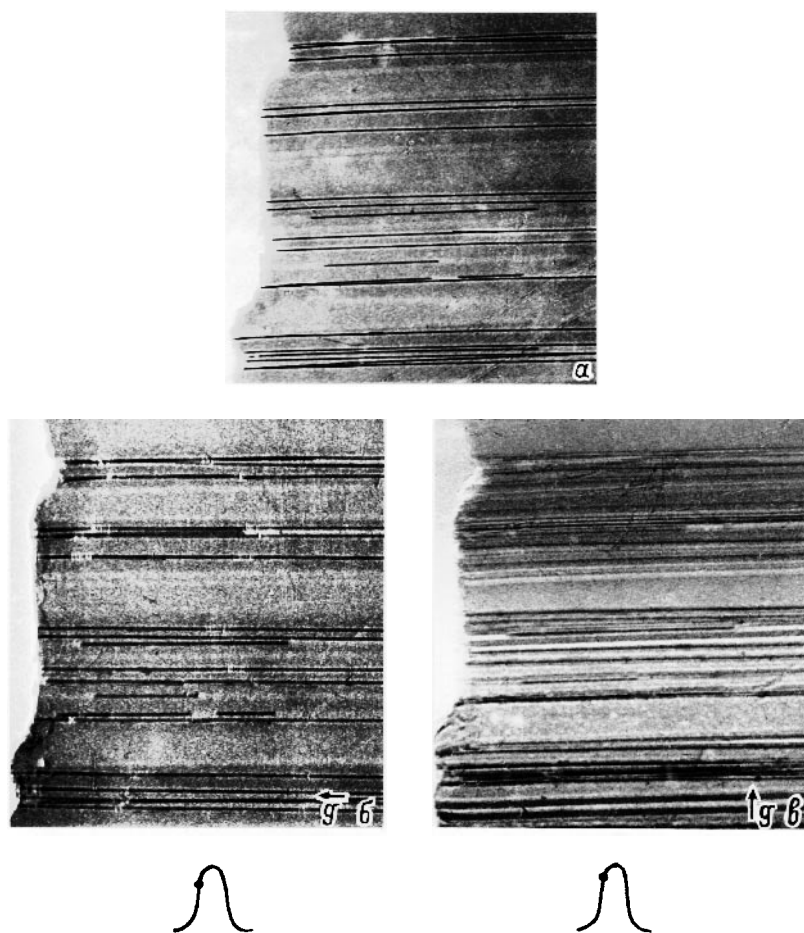


Рис. 3.

что это изображение бархатного конверта, в котором был закреплен исследуемый образец для того, чтобы исключить его деформацию при установке в держателе (рис. 2). На топограмме четко выявлялись подробности переплетения нитей в ткани. Изображение наблюдалось как в отраженном, так и в прошедшем дифракционных пучках и имело в этих пучках противоположный по знаку (дополнительный) кон-

траст. Съемки на противоположных склонах КДО продемонстрировали, что переход с одного склона на другой также изменяет контраст изображения практически на противоположный, оставляя при этом дополнительный контраст в прошедшем и отраженном пучке. Первое изображение было зарегистрировано в излучении Mo в двухкristальной схеме $220, -220, b_1 = 25$.

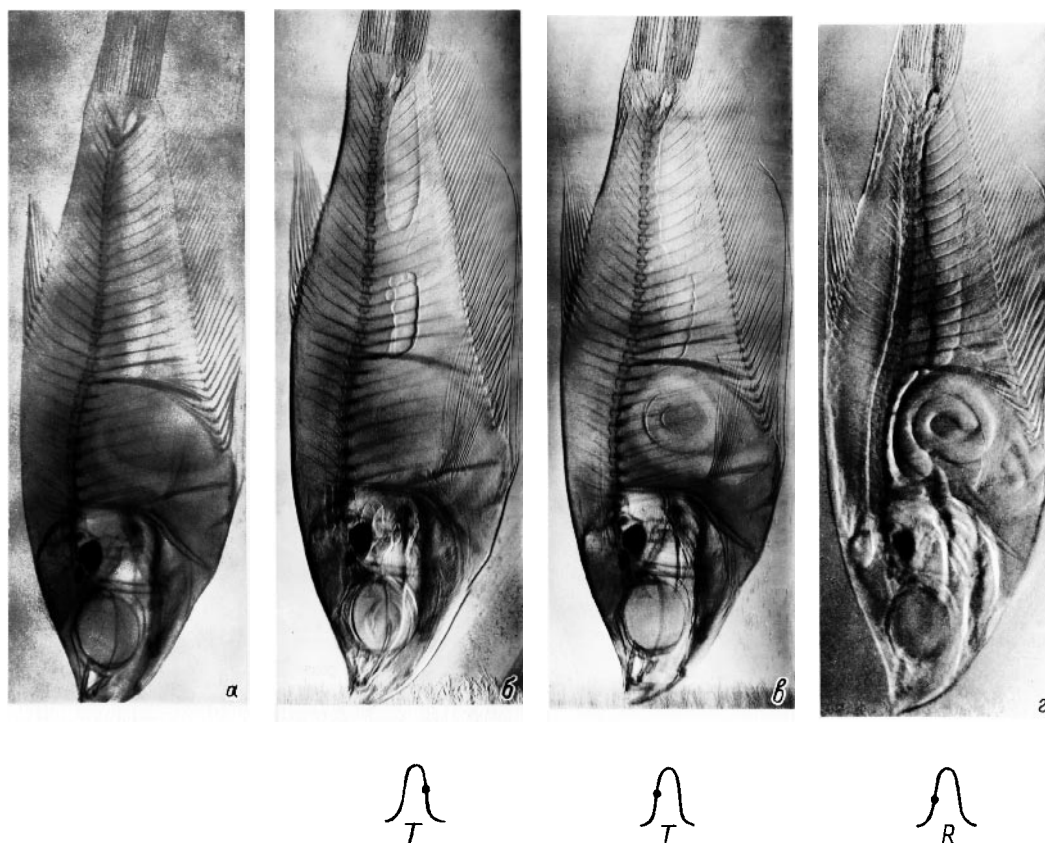


Рис. 4.

Поглощение в конверте было пренебрежимо малым, поэтому очевидно, что на снимках наблюдался контраст, связанный с нарушениями, которые бархатный конверт внес в плоскую волну, сформированную асимметричным отражением от кристалла монохроматора (КМ). Эта особенность направила наши усилия на исследование объектов, не дающих в проникающем излучении абсорбционного контраста, или дающих слабый и плохо наблюдаемый контраст.

В дальнейшем наряду со снимками ФДИ регистрировались также сравнительные абсорбционные изображения. Это делалось отклонением КА за пределы кривой брэгговского отражения, когда КА становился просто источником дополнительного поглощения. На рис. 3 показаны сравнительные изображения композиционного материала, представлявшего собой алюминиевую матрицу, армированную волокнами W и C. На снимках композиционного материала также выявилось, что методика ФДИ обладает максимальной чувствительностью к нарушениям в объекте в направлении вектора дифракции (g на рис. 3): нити углерода лучше наблюдаются на снимках, где g перпендикулярен направлению нити (рис. 3, в), а разрывы в нитях вольфрама и углерода наблюдаются на снимках, где g параллелен нити, рис. 3, б. Композиционный материал снимался в двухкристальной схеме 220, -220 в излучении $Mo\beta_1 = 25$. Толщи-

на анализатора в первых экспериментах составляла 395 мкм.

В трехкристальной схеме ($b_1 = 25, b_2 = 14$) также в Mo излучении была получена серия аквариумной рыбки. На рис. 4 дополнительно показана важная особенность изображений ФДИ — чувствительность к положению КА на кривой отражения, которая выражена параметром $\Delta\theta$ — углом отклонения от максимума брэгговского пика. Аквариумная рыбка была снята в различных рабочих точках КА (рис. 4, б–г), абсорбционное изображение приведено на рис. 4, а. В угловом положении $\Delta\theta = 1''$ на рис. 4, б по сравнению с рис. 4, а отлично видны детали строения головы, язык, нос и рот рыбки, а также подчеркнуты воздушные пузыри. На рис. 4, в и г при $\Delta\theta = -1''$ кроме этого выявляется нервный столб, идущий вдоль позвоночника, место его соединения с головным мозгом, а также червяк в желудке, проглоченный непосредственно перед экспериментом. Внизу снимка виден контраст от того же бархатного конверта, в котором все еще был установлен КА. Контраст полутонковых изображений биологических объектов теперь лишь условно можно считать дополнительным, на самом деле он более сложен. Сравнив теневого снимок рис. 4, а и снимки ФДИ, полученные в прошедшем пучке (рис. 4, б и в) можно видеть, что абсорбционный контраст изображения изменился после установки анализатора в брэгговское положение. На фоне из-

менного абсорбционного контраста четко видны контуры внутренних органов рыбки: языка, глаза, кишечника и др. Таким образом, уже на первых изображениях были отмечены два типа контраста, характерные для ФДИ, которые мы условно назвали "контраст площадей" и "контраст границ". "Контраст площадей" проявляется как изменение абсорбционного контраста на крупных деталях. На его фоне выделяется "контраст границ" в виде четких локальных контраст. Природу этих контрастов мы исследовали в серии экспериментов с тест-объектами.

2) Эксперименты на тест-объектах. Призма и цилиндр. Приведенные выше изображения были получены на объектах, имевших сложную природу и структуру, по ним трудно с определенностью судить о механизмах формирования контраста. Поэтому была проведена серия экспериментов с тест-объектами. Чтобы приблизить условия этого эксперимента к экспериментам с объектами, слабо поглощающими рентгеновское излучение, биологическими в частности, для их изготовления рентгенопрозрачные материалы с плотностью, близкой к 1. Так, для исследования природы "контраста площадей" была изготовлена равнобедренная прямоугольная призма из полиметилметакрилата (РММА). Призма устанавливалась под различными углами к первичному пучку (рис. 5), симметрично в положениях *a* и *б* и асимметрично в положении *в*. Эксперимент проводился в излучении $Ag K_{\alpha 1}$ отражение 220, $b_1 = 28$. При внесении призмы в квазиплоский пучок от монохроматора на координатно-чувствительном детекторе, установленном за анализатором, находящемся в неотражающем положении, регистрировалось теневое изображение призмы. При введении анализатора в отражающее положение контраст изображения граней призмы изменялся, причем правая грань становилась ярче на малоугловом склоне КДО, а левая — на большеугловом склоне. Грани имели одинаковый контраст вблизи максимума КДО. Изменение контраста граней в симметричном положении призмы (рис. 5, *a* и *б*) было небольшим — около 12%, а в несимметричном положении (рис. 5, *в*) — до 80%, что проиллюстрировано на рис. 6. Очевидно, что контраст изображения ФДИ больших участков объекта, названный нами "контрастом площадей", изменяет теневой контраст, обусловленный ослаблением пучка в объекте, и зависит от положения объекта в первичном пучке.

Призма была наиболее простым объектом с прямойлинейной границей, однако для биологических структур характерны криволинейные поверхности, которые в первом приближении могут быть аппроксимированы цилиндром. Поэтому в качестве второго тест-объекта был выбран полиэтиленовый капилляр, заполненный октиловым спиртом $\rho = 0.893 \text{ Г/см}^3$. Он устанавливался в квазиплоскую волну в схеме 422, -422, излучение $Ag b_1 = 70$. Радиус капилляра 2 мм,

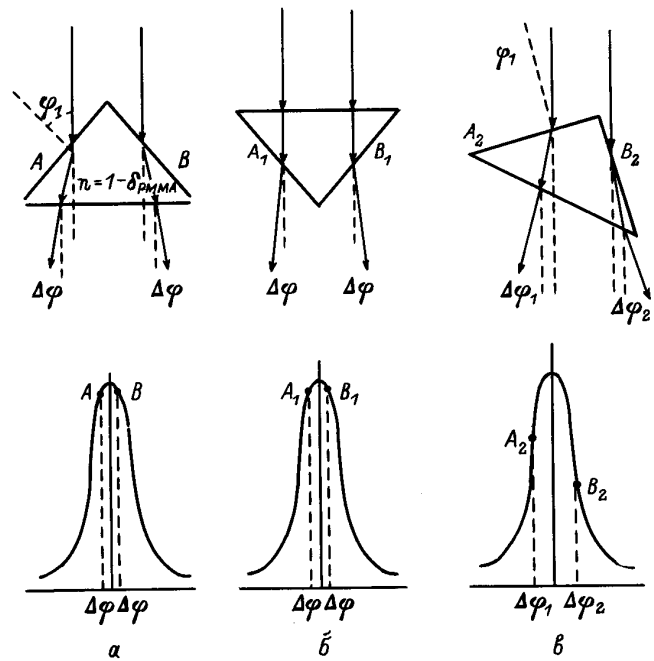


Рис. 5.

толщина стенки 0.4 мм. В объекте имелись две границы, отличающиеся величиной градиента плотности: воздух-полиэтилен ($\Delta\rho = 0.86 \text{ Г/см}^3$) и полиэтилен-октиловый спирт ($\Delta\rho = 0.033 \text{ Г/см}^3$). Направление градиентов плотности было одинаковым — от центра объекта. Изображения ФДИ этого тест-объекта приведены на рис. 7. "Контраст площадей" проявляется в изображении стенок капилляра. Они имеют разный контраст на всех снимках, несмотря на то, что поглощение в этих областях объекта одинаково. На изображениях выделяются четыре границы — две внешние с воздухом и две внутренние — между капилляром и спиртом. Контраст их изображений зависит от положения анализатора на КДО. Внешняя граница объекта в основном имеет черный контраст в *R*-пучке и более сложный, черно-белый контраст в *T*-пучке. Контраст внутренней границы на всех снимках выглядит слабее, ширина изображения, как правило, уже. На снимках рис. 7 легко видеть периодический характер контраста изображения границ, включая внутреннюю с малым скачком плотности. Таким образом, на изображениях второго тест-объекта проявились и "контраст площадей", и "контраст границ".

Третий тест-объект представлял собой набор капроновых волокон диаметром 0.4 мм, натянутых вертикально. Эксперимент проводился в излучении Ag в схеме 422, -422, $b_1 = 70$. На рис. 8 приведено изображение объекта в различных точках КДО в пучке *R*. На них отчетливо проявляется периодический характер контраста в изображениях границ волокна с воздухом, в особенности на рис. 8, *в*.

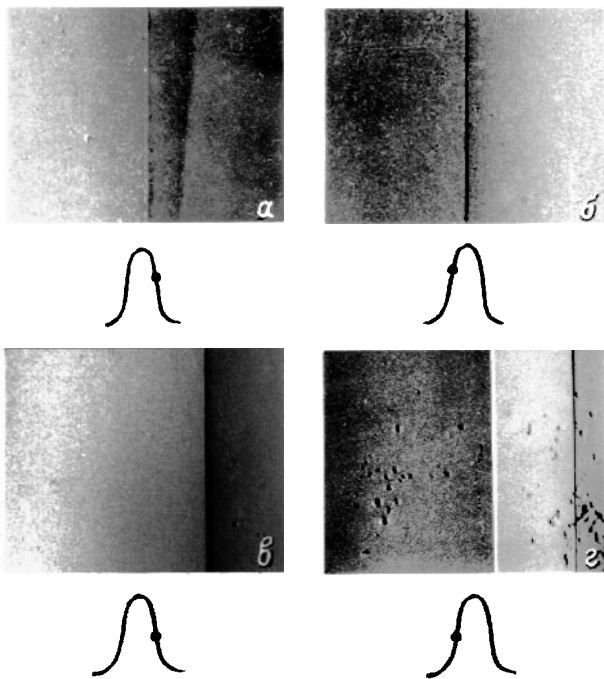


Рис. 6.

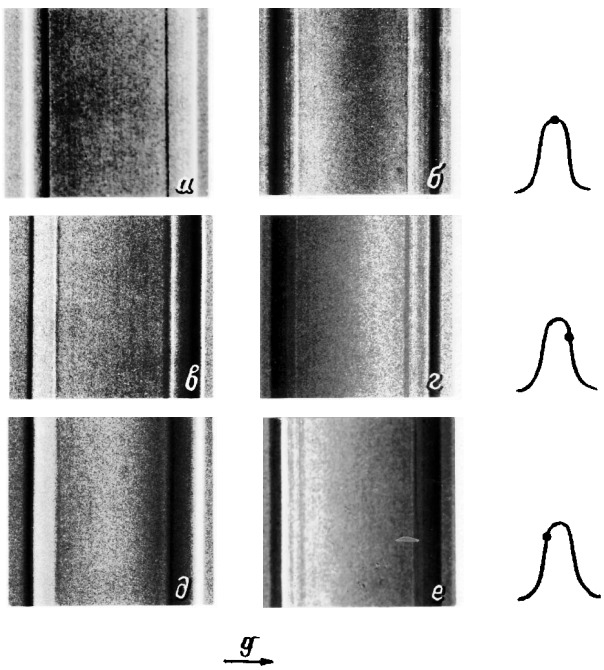


Рис. 7.

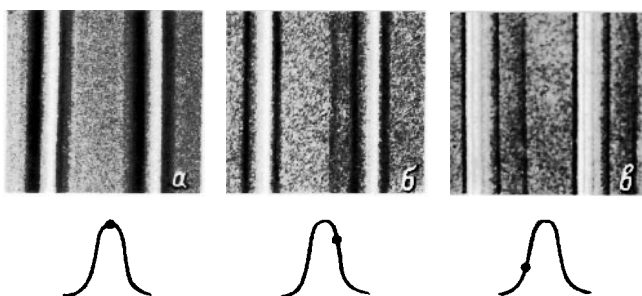


Рис. 8.

Обсуждение результатов

Исследования на тест-объектах проводились путем изучения проявлений обоих типов контрастов, характерных для изображений ФДИ. Рассмотрим ход параллельных рентгеновских лучей при прохождении через призму из материала с коэффициентом преломления $n = 1 - \delta_{PMMA}$ (воздушную среду в рентгеновских экспериментах можно с большой степенью точности рассматривать как вакуум). В геометрии рис. 5, а и б первичный пучок при выходе из призмы отклоняется от направления первоначального распространения на угол $\Delta\phi$, равный по величине δ_{PMMA} (с точностью до малых величин второго порядка). Рассчитаем единичный декремент коэффициента преломления δ_{PMMA} по формуле

$$\delta_{PMMA} = \frac{e^2}{2\pi mc^2} \lambda^2 \mathcal{N} f, \quad (1)$$

где $e^2/(mc^2)$ — классический радиус электрона; λ — длина волны излучения; \mathcal{N} — число электронов в единице объема; f — функция атомного рассеяния материала, которая в приближении "хорошей геометрии" просто равна эффективному атомному номеру Z_{eff} [1, с. 315–316].

Для излучения $\text{Ag } \delta_{PMMA} \approx 3.52 \cdot 10^{-6}$ (величины \mathcal{N} и Z_{eff} взяты из [16]). Угол отклонения $\Delta\phi \approx 3.52 \cdot 10^{-6}$ в нашем эксперименте меньше ширины КДО ($\omega_0 = 8 \cdot 10^{-6}$), тем не менее это отклонение проявилось как изменение контраста в изображении ФДИ призмы при вращении КА в пределах КДО (рис. 6, а и б). Если первоначально КА был установлен в точное брэгговское положение и дифрагированный пучок имел однородный контраст, то введение призмы в первичный пучок отклонило его, нарушив условие Брэгга для КА. Величина отклонения зависит от значения единичного декремента показателя преломления среды, от формы призмы и угла падения первичного пучка на входные грани. Отклоняя КА в сторону больших углов, мы возвращаем его в положение максимальной дифракции на грани А (рис. 6, а) и, наоборот, отклоняя КА в сторону меньших углов, мы возвращаем его в положение максимальной дифракции на грани В (рис. 6, б). Смещение рабочей точки от максимума КДО после прохождения призмы схематично показано в нижней части рис. 5 точками A^i и B^i . Этим объясняется изменение контраста изображения граней призмы на противоположный при отклонении КА в разные стороны от максимума КДО. Аналогичная ситуация складывается и в геометрии рис. 5, в, однако здесь изменения контраста более заметны, поскольку увеличивается угол между лучами, отклоненными на разных гранях призмы. Если $\phi_1 \neq \pi/2$, то величину $\Delta\phi = \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2$ можно представить просто

$$\Delta\phi \cong \frac{2\delta}{\sin 2\phi_1}. \quad (2)$$

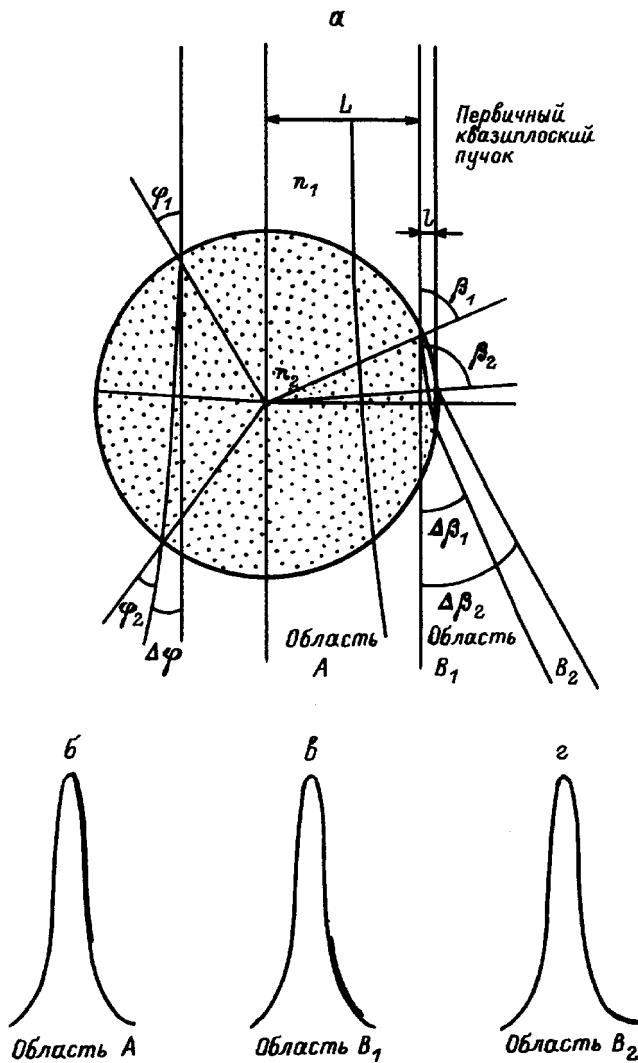


Рис. 9.

Например, при $\phi_1 = 12^\circ$ $\Delta\phi_1 = 2.5 \cdot 10^{-6}$, такое отклонение претерпевал луч на левой грани призмы, внося расстройку, почти равную по величине полуширине КДО. При этом контраст изображения левой грани в отраженном пучке был черным (потеря интенсивности), что говорит о выходе лучей за пределы КДО. Поворот анализатора на угол около $2.9 \cdot 10^{-6}$ возвращает максимальную интенсивность изображения левой грани призмы (рис. 6, в). Некоторое несовпадение значения $\Delta\phi_1$ с измеренным в эксперименте объясняется конечной расходимостью первичного пучка.

Рассмотрим теперь ход параллельных лучей в цилиндре, коэффициент преломления которого n_2 отличается от коэффициента преломления окружающей среды n_1 . На рис. 9 показано сечение такого цилиндра брэгговской плоскостью. Пусть $n_1 > n_2$ (т.е. вещество цилиндра плотнее вещества окружающей среды), ϕ_1 — угол между направлением первичного

луча и радиусом цилиндра, проведенным в точку падения. Рассчитаем, каким будет угол между направлениями первичного и преломленного пучков. Из закона Снеллиуса следует, что

$$\frac{\sin \phi_2}{\sin \phi_1} = \frac{n_1}{n_2}. \quad (3)$$

Учитывая, что $n_1 > n_2$, примем $\phi_2 = \phi_1 + \Delta\phi$, тогда ввиду малости $\Delta\phi$ и близости n_1 и n_2 к единице получим

$$\Delta\phi = \Delta n \operatorname{tg} \phi_1. \quad (4)$$

Поскольку абсолютные величины $\Delta n < 10^{-5}$ для $\text{Mo } K_\alpha$ - и $\text{Ag } K_\alpha$ -излучения, то для большинства лучей углы отклонения $\Delta\phi$ будут порядка нескольких угловых секунд или долей угловых секунд. И только лучи, упавшие на цилиндр вблизи его края, где $\phi_1 \rightarrow \pi/2$ и, следовательно, $\operatorname{tg} \phi_1 \rightarrow \infty$, отклонятся на большие углы. Если поверхность цилиндра достаточно хорошо обработана, то могут также в принципе наблюдаться лучи, испытавшие полное внешнее отражение, однако это явление вряд ли можно наблюдать в биологических или полимерных объектах. Очевидно, что регистрируемый на изображениях ФДИ "контраст границ" образован лучами, преломившимися именно на тех участках границы, где $\operatorname{tg} \phi_1 \rightarrow \infty$.

Рассчитаем размер участков границы цилиндра, где отклонения первичного пучка будут сравнимы с полушириной ω_0 или полной шириной $3\omega_0$ КДО. Принимая радиус цилиндра равным R , определим размер области на краю цилиндра l , в которой отклонение луча происходит на угол, больший некоторого заданного $\Delta\beta$. Обратившись к обозначениям рис. 9 и следуя (4), запишем

$$\Delta\beta = \Delta n \operatorname{tg} \beta_1. \quad (5)$$

Из рис. 9 находим

$$l = R - L = R(l - l / \sin \beta_1). \quad (6)$$

После преобразований, считая, что $\beta_1 \rightarrow \pi/2$ и величину $1/\operatorname{tg} \beta$ малой, получим

$$l = \frac{R}{2} \left(\frac{\Delta n}{\Delta \beta} \right)^2. \quad (7)$$

Проанализируем результат (7) на конкретном примере полиэтиленового цилиндра, заполненного октиловым спиртом. Принимая последовательно $\Delta\beta_1 = \omega_0$ и $\Delta\beta_2 = 3\omega_0$, где $\omega_0 = 3.5 \cdot 10^{-6}$ в нашем эксперименте, рассчитаем величины l (см. таблицу).

Поскольку характер изображения границы существенно зависит от ее ориентации относительно первичного пучка, то полезно ввести критерий ориентации границы раздела двух сред, например в виде направления градиента коэффициента преломления. Из эксперимента следует, что "контраст границ" наблюдается на тех участках границы, где скалярное

Величины отклонения параллельного пучка на цилиндрических границах

Граница	Δn	$l(\omega_0)$, область B_1	$l(3\omega_0)$, область B_2
Воздух–полиэтилен	$2.72 \cdot 10^{-6}$	$0.25 \cdot 10^{-1} R$	$0.28 \cdot 10^{-2} R$
Полиэтилен–октиловый спирт	$0.30 \cdot 10^{-6}$	$0.78 \cdot 10^{-3} R$	$0.87 \cdot 10^{-4} R$

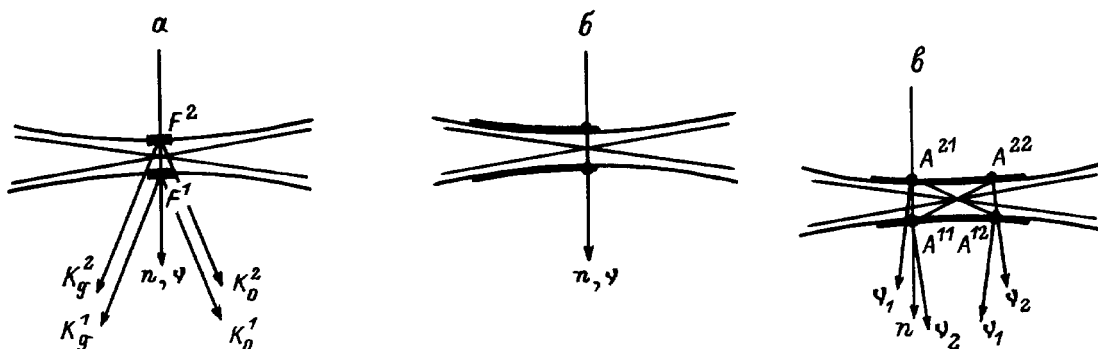


Рис. 10.

произведение $\nabla \mathbf{n} \cdot \mathbf{g} = \pm \Delta n g$. На остальном участке границы цилиндрической поверхности будет регистрироваться плавное изменение контраста, которое мы отнесли к "контрасту площадей". Данные таблицы подтверждают, что на основном участке границы $L = R - l$ цилиндра с окружающей среды (область A на рис. 9) отклонение падающих лучей в самом деле не превышает полуширину КДО, поэтому область существования "контраста площадей" можно соотнести с областью $\Delta\beta < \omega_0$. Изображение ФДИ этого участка границы цилиндра (рис. 7) подтверждает, что "контраст площадей" изменяет абсорбционный контраст как в прошедшем, так и в отраженном дифракционных пучках так же, как это происходит и в призме. Но в отличие от призмы это изменение непостоянно, так как угол падения на входную поверхность объекта и угол выхода из него не постоянны. Лучи, отклонившиеся на углы $\Delta\beta < \omega_0$, $\omega_0 < \Delta\beta < 3\omega_0$ и $\Delta\beta > 3\omega_0$, должны в принципе формировать различные изображения границы. Разумеется, это деление в значительной степени условное, однако оно помогает разделить лучи по характеру их распространения в КА. Так, "контраст границ" возникает в областях $\Delta\beta > \omega_0$. При $\Delta\beta > 3\omega_0$ на изображении границы цилиндра будет наблюдаться либо "контраст вычитания", аналогичный тому, что наблюдался авторами [4,5], если КА установлен в пределах КДО, либо контраст, подобный контрасту рентгеновского шпирена [2], если вывести КА за пределы КДО (область B_2 на рис. 9). На изображениях ФДИ контраст, аналогичный "контрасту вычитания", наблюдается на границе воздух–полиэтилен (рис. 7, г, справа и рис. 7, е, слева) или воздух–капрон (рис. 8, б, справа или 8, в, слева) в R -пучках. Размер участка цилиндра, на котором возникают лучи с такими

отклонениями, составляет менее 0.3% радиуса цилиндра, таких лучей довольно мало и тем меньше, чем меньше Δn . Например, на границе полиэтилен–октиловый спирт в R -пучках такого контраста нет. Положение рабочей точки КА для лучей $\Delta\beta > 3\omega_0$ показано на рис. 9, г, эти рабочие точки соответствуют правой стороне цилиндрических объектов, в которых отклонение происходит в сторону увеличения углов, т. е. на положительный склон КДО. По рис. 7, г и е легко судить о наличии таких пучков. Так, изображение внешней правой границы цилиндра на положительном склоне КДО выглядит черной полосой (отсутствие интенсивности). Это означает, что пучки, отклонившиеся на границе в сторону больших углов, при уходе рабочей точки КА в ту же сторону оказываются за пределами КДО анализатора, что и регистрирует рис. 7, г. На внешней левой границе цилиндра градиент показателя преломления направлен в противоположную сторону, поэтому преломленные пучки отклонены в сторону меньших углов и отклонение КА в сторону больших углов возвращает эти пучки в область $\omega_0 < \Delta\beta < 3\omega_0$, а изображение границы выглядит как система параллельных полос различной интенсивности. Отклонение же КА в сторону меньших углов переводит лучи, отклонившиеся на внешней левой границе, за пределы КДО анализатора, поэтому изображение левой границы на рис. 7, е выглядит так же, как изображение правой границы на рис. 7, г.

Наблюдавшиеся повторные изображения границ, сформированные пучками, отклонившимися на углы $\omega_0 < \Delta\beta < 3\omega_0$ и принадлежащими локальному участку цилиндра $l = 200 \text{ мкм}$ на границе полиэтилен–воздух и 0.28 мкм на границе полиэтилен–октиловый спирт), можно рассматривать

и как результат интерференционного взаимодействия двух волновых полей, принадлежащих одному точечному источнику сферической волны, расположенному вне кристалла анализатора, волновые векторы которых принадлежат различным ветвям дисперсионной поверхности [13], и как результат интерференционного взаимодействия сферического волнового поля, возникающего в области $\omega_0 < \Delta\beta < 3\omega_0$ и волнового поля, возникающего в соседней области цилиндра, где $\Delta\beta < \omega_0$, или принадлежащего волновому полю, проходящему вне объекта. Интерференционное взаимодействие первого типа может наблюдаться как в области $\omega_0 < \Delta\beta < 3\omega_0$, так и в области $\Delta\beta > 3\omega_0$, когда КА устанавливается в брэгговский угол только для отклоненных лучей [2]. Интерференционное взаимодействие второго типа наблюдается только при установке КА в брэгговское положение для неотклоненных лучей, которое приблизительно соответствует такому брэгговскому положению, которое кристалл анализатора занимает в отсутствие объекта. Для наблюдения интерференционного взаимодействия второго типа важно, чтобы расстояние между источником сферической волны и областью, в которой распространяется квази плоская волна, было меньше длины когерентности излучения.

Рассмотрим, каким образом в кристалле-анализаторе формируется интерференционное изображение границы в объекте. Удобным средством для этого является дисперсионная поверхность. Так, на рис. 10, *а* представлена ситуация, соответствующая симметричной дифракции квази плоской волны в совершенном кристалле в случае Лауэ, когда на дисперсионной поверхности возбуждаются точки в небольших областях, окружающих точки F^1 и F^2 . Ширина этих областей соответствует расходимости падающей волны. На рисунке вектор \mathbf{n} соответствует нормали к входной поверхности анализатора, ν — направлению вектора Пойнтинга. Векторы Пойнтинга в этом случае направлены практически вдоль отражающей плоскости. В точном брэгговском положении их направления совпадают. За кристаллом в этом случае наблюдается изображение, сформированное интерференционным взаимодействием волн, принадлежащим к разным ветвям дисперсионной поверхности. Если кристалл не содержит таких особенностей, как дефекты, клиновидные участки или др., эта картина характеризуется однородной интенсивностью. Квази плоская волна, проходя через объект, испытывает преломление на различные углы. Для простоты рассмотрим ситуацию, типичную для одной границы, подобной на рис. 9. В этом случае возбуждаются некоторые протяженные области дисперсионной поверхности по одну сторону от линии, представляющей собой след отражающей плоскости в обратном пространстве (рис. 10, *б*). Изображение границы, таким образом, будет формироваться взаимодействием волновых полей, рожденных в сопряженных точках вблизи вершины дисперсионной по-

верхности. Контраст изображения может оказаться не наилучшим. Однако в эксперименте мы устанавливаем кристалл-анализатор по показаниям счетчика квантов, расположенного в отраженном пучке. Это угловое положение отличается от первоначального, выбранного в отсутствие объекта, и, настраиваясь по кривой отражения, мы устанавливаем анализатор в некоторое положение, схематично представленное на рис. 10, *в*. В этом положении в пределах области возбуждения набору возбужденных точек A^{11} и A^{21} на одной ветви будут соответствовать сопряженные точки A^{22} и A^{12} на другой ветви. Векторы Пойнтинга ν_i в этих точках будут направлены в одну сторону. Именно эта ситуация в первом приближении соответствует случаю дифракции сферической волны на совершенном кристалле, которая ведет к появлению интерференционной картины на выходе из кристалла и формирует изображение границы (см., например, рис. 7, *б*, *г*, *е* или рис. 8, *б*, *в*). Настраивая анализатор по наблюдаемости границы, мы выбираем такое угловое положение анализатора, при котором амплитуды волн, рожденных в сопряженных точках, принадлежащих различным ветвям дисперсионной поверхности, близки по величине. Тогда контраст интерференционной картины наиболее высок. Таким образом, взаимодействие локально отклоненных волн с опорным волновым полем, имеющим широкий фронт и испытывавшим гораздо меньшее отклонение в объекте, приводит к формированию в кристалле анализаторе локальных интерференционных изображений.

Заключение

В работе описан метод получения изображения внутренней структуры некристаллического объекта в рентгеновских лучах, названный методом фазо-дисперсионной интроскопии. Он отличается тем, что исследуемый объект помещается в квази плоскую волну, сформированную асимметричным отражением от совершенного монокристалла, причем за объектом устанавливается кристалл-анализатор в бездисперсионное к монохроматору положение. Эта схема характеризуется высокой чувствительностью к границам раздела сред с малыми изменениями плотности, по крайней мере до 0.033 г/см^3 , что продемонстрировано на снимке целого ряда объектов. Эксперименты на тест-объектах подтвердили предположение о том, что контрасты ФДИ можно объяснить преломлением на границах раздела сред с разными коэффициентами преломления. Локальные области, содержащие лучи, отклоненные от направления первоначального распространения квази плоского волнового фронта, приводят к формированию изображения объекта и его структурных составляющих после прохождения излучения через КА, установленный в положение дифракции по Лауэ. "Контраст границ" формируется на участке границы, где $\nabla \mathbf{n} \mathbf{g} = \pm \Delta \mathbf{n} \mathbf{g}$. Область

его существования больше на границе с большим Δn . "Контраст площадей" возникает на всех остальных участках границы и изменяет контраст поглощения. Величина и знак обоих типов контрастов зависят от ориентации объекта в квазиплоском пучке, его формы и от углового положения анализатора в пределах КДО. В биологических объектах, где градиенты коэффициентов преломления на границах очень малы, так как плотности структурных составляющих и их атомный состав весьма близки, решающей становится возможность регистрации контраста от границ, на которых отклонение первичного пучка происходит в пределах кривой отражения.

Изображения ФДИ наиболее информативны при исследовании объектов, слабо поглощающих рентгеновское излучение, поскольку дают четкое распределение структурных составляющих объектов в случаях, когда традиционные методики рентгенографии и рентгеновской микроскопии неэффективны. Поэтому представляется перспективным использовать эту методику для исследования полимерных и композиционных материалов и изделий из них, а также для изучения биологических объектов. В отличие от методов рентгеновского шликера [2], рефракционного контраста [4,5] и фазовых изображений [8] метод ФДИ обладает чувствительностью к границам, отклонение на которых происходит на углы, меньшие ширины КДО. Это обеспечивается, во-первых, формированием квазиплоской волны и, во-вторых, установкой КА в положение Лауэ, которое, как известно, более чувствительно к интерференционным явлениям в совершенном кристалле.

Авторы выражают благодарность В.Л. Инденбому за полезные обсуждения и поддержку работы, а также фирме V-Ray Imaging Inc. за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. М.: ТИТТЛ, 1957. С. 236–250.
- [2] Förster E., Goets K., Zaumseil P. // *Kristal und Technik*. 1980. Bd 15. N 8. S. 937.
- [3] Слободецкий И.Ш., Чуховский Ф.Н., Инденбом В.Л. // Письма в ЖЭТФ. 1968. Вып. 8. С. 90–94.
- [4] Podurets K.M., Somenkov V.A., Shilstein S.Sh. // *Physika B*. 1989. Vol. 156&157. P. 691.
- [5] Митрофанов Н.Л., Подурец К.М., Соменко В.А. и др. А. С. СССР. № 1402871. МКИ G01N23/08.
- [6] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. С. 437–463.
- [7] *Optik. Hrsg. von H. Haferkorn*. 1. Aufl. Leipzig. 1988. S. 313–314.
- [8] Davis T.J., Gao D., Gureev T.E. et al. // *Nature. Letters*. 1995. Vol. 373. N 16. P. 595–597.

- [9] Ando M., Hosoya S. // *Proc. 6th Intern. Conf. of X-ray Optics and Microanalysis* / Ed. G. Shinoda, K. Kohra & T. Ichinotawa. Univ. of Tokio Press, 1972. P. 63–68.
- [10] Ингал В.Н., Беляевская Е.А., Ефанов В.П. Патент РФ № 2012872. Приоритет 1991. Патент США. № 5319694.
- [11] Zernike F. // *Physica* 1942. Pt. 1. Vol. IX. N 7. P. 686–700. Ibid. N 10. P. 974–986.
- [12] Renninger M.Z. // *Kristallogr.* 1983. Vol. 164. N 1–2. P. 43–57.
- [13] Линскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука. 1982. С. 173, 149.
- [14] Ингал В.Н., Беляевская Е.А., Дмитриев А.Д. // Сб. науч. тр. Л., ВНИИЭП, 1989. С. 59–69.
- [15] Ингал В.Н., Беляевская Е.А. // *ЖТФ*. 1993. Т. 63. № 3. С. 137.
- [16] Khan F.M. *The Physics of Radiation Therapy*. 2nd ed. Williams & Wilkins, 1994.