

А. С. ЛОБКО

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ  
ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО  
РЕНТГЕНОВСКОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ

МИНСК

БГУ

2006

УДК 539.12.04

**Лобко А. С.** Экспериментальные исследования параметрического рентгеновского излучения / А. С. Лобко.-Мн.: БГУ, 2006.-211 с.: ил.-ISBN

В монографии описаны современные эксперименты по исследованию параметрического рентгеновского излучения, возникающего при прохождении заряженных частиц через кристаллические мишени. Подробно рассмотрены эксперименты с релятивистскими электронами в двухволновой и многоволновой геометриях, приоритетный эксперимент по генерации излучения протонами, эксперименты с нерелятивистскими электронами. Обсуждаются проблемы применения излучения в качестве физического механизма для разработки источника монохроматического рентгеновского излучения с перестраиваемой частотой.

Книга рассчитана на физиков-экспериментаторов, занимающихся вопросами взаимодействия заряженных частиц с веществом, а также применением жестких излучений в физических исследованиях. Может быть полезна аспирантам и студентам, специализирующимся в физике ядра и элементарных частиц, физике конденсированного состояния и экспериментальной физике.

Ил. 85. Табл. 9. Библиогр.: 213 назв.

Печатается в соответствии с решением Ученого Совета Института ядерных проблем БГУ от 06.12.2005 №110.

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, профессор *И. Д. Феранчук*;  
доктор физико-математических наук, профессор *Н. Н. Насонов*.

*Посвящается жене Галине,  
с любовью и благодарностью*

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом – источник богатой фундаментальной информации о строении материи на всех уровнях. В связи с этим понятен постоянный интерес физиков к изучению различных аспектов излучения фотонов заряженными частицами в веществе. В последние сорок лет большой интерес у исследователей вызывают радиационные процессы в кристаллах, так как здесь возникают ориентационные и когерентные механизмы, обусловленные периодической структурой и не существующие в аморфном веществе.

Кристалл может влиять на радиационные процессы двояким образом. С одной стороны, скорость частицы может модулироваться в поперечном или продольном направлении, что приводит соответственно к возникновению излучения при каналировании или когерентного тормозного излучения. С другой стороны, когда длина волны испускаемых фотонов становится порядка межатомного расстояния, дифракция существенно модифицирует процессы излучения в рентгеновском диапазоне спектра. При выполнении условия Брэгга коэффициент преломления становится больше единицы, что приводит к появлению радиационного механизма, названного параметрическим рентгеновским излучением, потому что его спектрально-угловые характеристики существенно зависят от параметров кристалла.

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) было теоретически предсказано в 1971 году, а в 1985 году оно было экспериментально обнаружено. И в одном и в другом случае определяющий вклад в выявлении нового физического эффекта внесли работы профессоров Белорусского государственного университета В. Г. Барышевского и И. Д. Феранчука.

К настоящему времени параметрическое рентгеновское излучение исследуется во многих научных центрах мира, а его изучение включено в программы соответствующих курсов физических факультетов

университетов. Неослабевающий интерес к его исследованиям в течение многих лет мотивируется потенциальной способностью ПРИ служить механизмом для построения источника монохроматического поляризованного рентгеновского излучения с возможностью перестройки частоты. Физики БГУ на протяжении всех лет со времени предсказания существования ПРИ активно участвовали в его исследованиях. Автору посчастливилось участвовать во многих из выполненных экспериментов, в том числе в приоритетных – по обнаружению ПРИ протонов и излучения в режиме многоволновой генерации.

За прошедшие годы вышло много публикаций, включая монографии и обзоры, по параметрическому рентгеновскому излучению и близким вопросам (см. перечень литературы). Тем не менее данная монография заполняет некоторый пробел в описании ПРИ, предлагая сугубо взгляд экспериментатора на его исследования, поэтому обсуждений теории и ссылок на чисто теоретические работы здесь практически нет. В книге также не ставилась цель собрать полную библиографию экспериментальных работ, скорее, внимание было сосредоточено на публикациях последних примерно десяти лет и, кроме того, на наиболее интересных, с точки зрения автора, экспериментах, задающих некие новые точки отсчета для дальнейших исследований ПРИ. Основной упор в книге делается на обсуждении экспериментов, выполненных в разные годы физиками БГУ и Института ядерных проблем БГУ.

Книга рассчитана на физиков-экспериментаторов, занимающихся вопросами взаимодействия заряженных частиц с веществом, а также применением жестких излучений в физических исследованиях, она также может быть полезна аспирантам и студентам, специализирующимся в физике ядра и элементарных частиц, физике конденсированного состояния и экспериментальной физике.

Автор глубоко благодарен В. Г. Барышевскому, стимулировавшему написание этой книги, прочитавшему ее в рукописи и высказавшему много полезных замечаний; рецензентам И. Д. Феранчуку и Н. Н. Насонову, а также И. Я. Дубовской и О. В. Мисевичу за ценные замечания, позволившие значительно улучшить рукопись; В. П. Афанасенко, И. В. Поликарпову, В. В. Панову, Д. С. Шваркову, М. В. Коржику, А. А. Федорову, О. М. Луговской, Р. Ф. Зуевскому, П. Ф. Сафронову, К. Г. Батракову, Б. А. Тарнопольскому, А. А. Ровбе и многим другим сотрудникам НИИ ЯП БГУ; А. П. Потылицыну, Ю. Н. Адищеву и другим сотрудникам НИИ ЯФ ТПУ (Томск);

С.Б. Нурушеву, В.В. Рыкалину и другим сотрудникам ИФВЭ (Протвино) за совместно выполненные исследования. Автор весьма признателен А.А. Гуринович, а также сотрудникам Управления редакционно-издательской работы БГУ за помощь при подготовке рукописи к печати.

## PREFACE

Interaction of an electromagnetic radiation with matter gives diverse fundamental information about the structure of the latter at all levels. As a result, physicists are strongly motivated to research the field of photon emission by charged particles passing through matter. In the last forty years radiation processes in crystals are of special importance, due to a number of orientational and coherent effects, caused by a crystal periodic nature and non-existent in the amorphous media.

A crystal may exert influence on the radiation processes in two ways. On the one hand, particle velocity can be modulated in transverse or longitudinal direction. Accordingly, channelling radiation and coherent *Bremsstrahlung* can be emitted. On the other hand, when wavelength of emitted photons is going close to the interatomic spacing, diffraction fundamentally modifies radiation processes in the x-ray region. When the Bragg condition is fulfilled, the value of the refraction index for x-rays becomes greater than unity and a radiation mechanism of parametric x-rays arises. It is called in that way because its spectral-angular characteristics substantially depend on crystal parameters. Parametric x-rays (PXR) were theoretically predicted in 1971 and experimentally detected for the first time in 1985. In both cases a significant contribution to the search of this new physical phenomenon was made by V. G. Baryshevsky and I. D. Feranchuk, full professors of the Belarus State University.

Up to date PXR is intensively investigated, both theoretically and experimentally, in many research centers around the world. Its' theory is included in the dedicated curriculums of the universities. Continuing interest to the PXR research is motivated by potential of the PXR to be the possible basis for the development of a tunable source of monochromatic polarized x-rays. Physicists of the Belarus State University took an active part in the PXR research from its prediction to present day. The author was lucky to participate in many of the experiments, including some pioneered, such as detection of the proton PXR and PXR emission in multi-wave mode.

Numerous publications including books and reviews on the PXR and related issues were printed in recent years (see References). Nevertheless, this book aims to fill some gaps in the description of parametric x-rays, proposing particular an experimenter's view on the PXR research. That is why, theory discussions and references on the theoretical publications almost entirely omitted. The objective is not to present the complete collection of experimental papers, but attention was focused mainly on recent publications covering approximately last ten years and also on the most interesting experiments, from the author's point of view, which specify new reference points for further research. Discussion of the experiments performed by the physicists of the Belarus State University and Research Institute for Nuclear Problems is the primary objective of the monograph.

The book is intended for use by experimenters involved in the research of charged particle interactions with a medium, as well as application of hard radiation in physics research. It will be useful to students and graduate students specializing in nuclear and high energy physics, physics of condensed state and experimental physics.

I would like to thank Prof. V. G. Baryshevsky who stimulated preparation of this book, carefully read manuscript giving many critical advice. I am very grateful to the reviewers Prof. I. D. Feranchuk and Prof. N. N. Nasonov, and also to the I. Ya. Dubovskaya and O. V. Missevitch whose patient reading and valuable feedback allowed to improve the monograph final version. It is my pleasure to acknowledge contributions of many colleagues to the joint research: V. P. Afanasenko, I. V. Polikarpov, V. V. Panov, D. S. Shvarkov, M. V. Korzhik, A. A. Fedorov, O. M. Lugovskaya, R. F. Zouevsky, P. F. Safronov, K. G. Batrakov, B. A. Tarnopolsky, A. A. Rouba and many other associates of the Research Institute for Nuclear Problems, Belarus State University; A. P. Potylitsyn and Yu. N. Adishev and many associates of the Research Institute for Nuclear Physics, Tomsk Polytechnical University; S. B. Nurushev and V. V. Rykalin and many associates of the Institute for High Energy Physics, Protvino. Finally I am extremely grateful to A. A. Gurinovich and associates of the University Publishing Department for help in preparation of the manuscript for publication.

## СПИСОК АББРЕВИАТУР

- ПРИ – параметрическое рентгеновское излучение
- КТИ – когерентное тормозное излучение
- РИ – резонансное излучение
- ТИ – тормозное излучение
- ПИ – переходное излучение
- СИ – синхротронное излучение
- ХРИ – характеристическое рентгеновское излучение
- ДПИ – дифрагированное переходное излучение
- ДТИ – дифрагированное тормозное излучение
- КТПРИ – когерентное тормозное и параметрическое рентгеновское излучение нерелятивистских электронов
- ПРИВ – параметрическое рентгеновское излучение "вперед"
- МР – многократное рассеяние
- ПАД – предельно асимметричная дифракция
- ПЗС – приборы с зарядовой связью
- ППД – полупроводниковый детектор
- ПЧД – позиционно-чувствительный детектор
- РХР – parametric x-rays
- СВЧ – сверхвысокие частоты
- ОЛСЭ – объемный лазер на свободных электронах
- XAFS – x-ray absorption fine structure

## ВВЕДЕНИЕ

Параметрическое рентгеновское излучение заряженных частиц в ориентированных кристаллах, описание экспериментов с которым составляет основной предмет обсуждения в предлагаемой книге, обусловлено одним из когерентных механизмов излучения рентгеновских фотонов быстрыми заряженными частицами. Рентгеновское излучение (то есть электромагнитное излучение, занимающее широкий диапазон длин волн от  $\sim 800 \text{ \AA}$  до  $10^{-2} \text{ \AA}$ ) крайне важно для современной науки, медицины и высоких технологий, так как именно объекты с размерами порядка нескольких ангстрем вызывают сейчас наиболее пристальный интерес. Увеличение яркости существующих источников и поиск новых способов генерации рентгеновского излучения представляет собой весьма актуальную задачу. Естественно, такая мотивация способствует постоянному развитию исследований различных типов излучения заряженными частицами в веществе и внешних полях. Высокую спектрально-угловую плотность излучения можно получить в тех процессах, где генерируется максимально узкополосное (квазимонохроматическое) излучение. Его можно получить в условиях, когда или сама частица, либо связанное с ней электромагнитное поле испытывает строго периодическое воздействие со стороны среды или внешних полей. В этом смысле интерес к процессам, возникающим при взаимодействии заряженных частиц с кристаллами, а именно к таким явлениям и принадлежит параметрическое рентгеновское излучение, вполне закономерен. Прежде чем перейти к деталям, обратим внимание на некоторые общие свойства электромагнитных процессов, приводящие к эмиссии квазимонохроматического излучения в рентгеновском диапазоне.

Радиационные процессы такого типа можно условно разделить на две группы: связанные с кулоновским рассеянием частиц и возникающие при движении частицы с постоянной скоростью. К первой группе отнесем когерентное тормозное излучение и излучение при каналировании, ко второй – параметрическое рентгеновское и

переходное излучения. Отметим, что реально наблюдаемое излучение может быть обусловлено сразу несколькими механизмами.

Эти процессы хорошо изучены теоретически и экспериментально, поэтому за детальными сведениями о них следует обращаться к соответствующим монографиям и обзорам, например [1, 2, 4, 17, 189]. Напомним только минимум, необходимый для удобства чтения книги.

В описании радиационных процессов при высоких энергиях большое значение имеет понятие когерентной длины или длины формирования излучения. При прохождении заряженной частицы через вещество, в каждый фиксированный момент времени  $t$  ток частицы является источником элементарной электромагнитной волны, фаза которой определяется величиной  $\omega t - \vec{k}\vec{r}(t)$ , где  $\omega$  – частота волны,  $\vec{k}$  – е волновой вектор. Поле излучения можно рассматривать как результат интерференции таких волн. Если эти волны испускаются в направлении  $\vec{k}$  в течение времени  $t_{coh} = \pi / (\omega - \vec{k}\vec{v})$ , разность фаз не превысит  $\pi$  и тогда интерференция будет конструктивной. За время  $t_{coh}$  частица успеваает пройти путь  $L_{coh} \approx v / (\omega - \vec{k}\vec{v})$ , называемый когерентной длиной. При ультрарелятивистских скоростях и углах излучения  $\theta \leq 1/\gamma$  когерентная длина может примерно в  $\gamma^2$  раз превосходить длину волны излучения и достигать макроскопических размеров. Это означает, что процессы излучения в среде разыгрываются на большой длине, многократно превышающей межатомные расстояния, и сечения процессов излучения существенным образом зависят от такой макроскопической характеристики среды, как ее диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon(\vec{k}, \omega)$ .

Наиболее известный способ получения рентгеновского излучения – тормозное излучение, возникающее при рассеянии или торможении заряженной частицы в результате взаимодействия с электрическим полем ядра и атомарных электронов. Некоторые особенности тормозного излучения можно понять на основе классической электродинамики. При прохождении заряженной частицы через кулоновское поле ядра с зарядом  $Ze$  она отклоняется, то есть приобретает ускорение, что сопровождается излучением. Если  $e$  и  $m$  – заряд и масса частицы, то

$$\vec{a} = -\frac{e\vec{E}}{m} = -\frac{Ze^2}{mr^2} \frac{\vec{r}}{r},$$

где  $\vec{E}$  – напряженность электрического поля. Потери энергии на излучение пропорциональны квадрату ускорения, что означает более

интенсивное излучение в тяжелых ( $\sim Z^2$ ) мишенях, имеющее наибольшее значение для самых легких (ввиду  $\sim m^{-2}$ ) заряженных частиц – электронов.

Спектрально-угловая плотность энергии тормозного излучения мягких ( $h\omega \ll E$ ) фотонов релятивистскими ( $\gamma \gg 1$ ) электронами при учете экранировки кулоновского поля ядра может быть записана в следующем виде:

$$\frac{dI}{d\omega d\Omega} = \frac{\gamma^2}{\pi X_0} \frac{1 + \gamma^4 \theta^4}{(1 + \gamma^2 \theta^2)^4},$$

где  $\gamma$  и  $E$  – лоренц-фактор и энергия электронов,  $\theta$  – полярный угол вылета фотонов,  $(X_0)^{-1} = 4Z^2 r_0^2 n_A \alpha \ln(183Z^{-1/3})$  – радиационная длина вещества,  $Z$  – атомный номер вещества,  $r_0$  – классический радиус электрона,  $\alpha = 1/137$  – постоянная тонкой структуры,  $n_A$  – концентрация атомов в веществе. Спектр тормозного излучения – непрерывный, его максимальная частота (квантовая граница спектра) определяется начальной энергией электрона,  $\hbar\omega_{max} = E$ .

При малых энергиях первичных электронов ( $\gamma \simeq 1$ ) угловое распределение мощности тормозного излучения симметрично относительно направления ускорения и имеет вид:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 |\vec{a}|^2 \sin^2 \theta}{16\pi^2 \varepsilon_0 c^3},$$

где  $\theta$  – угол между вектором ускорения и направлением наблюдения. При больших энергиях электрона появляется резкая направленность излучения вперед, причем характерный угол вылета фотонов  $\theta_{ph}$  определяется лоренц-фактором частицы  $\theta_{ph} \approx 1/\gamma$ .

В кристаллах вследствие упорядоченного расположения атомов становится возможным появление ориентационных эффектов при условии, если когерентная длина тормозного излучения близка к расстоянию, проходимому электроном между последовательными столкновениями с атомами кристалла. В этом случае возникает эффект усиления тормозного излучения, обусловленный когерентностью полей излучения, возникающих при рассеянии электрона на цепочках атомов. Пусть электрон пересекает некоторую систему кристаллографических плоскостей, расстояние между которыми  $d$ , под углом  $\theta_0 \ll 1$ , значительно превышающим угол каналирования Линдхарда. Тогда последовательные столкновения с атомами плоскостей оказываются разделенными пространственным интервалом  $d/\sin \theta_0$ . Когерентность

излучения возникает при условии кратности этого пространственного интервала когерентной длине:

$$\frac{d}{\sin \theta_0} = \frac{m}{\omega(1 - \vec{n}\vec{v})}, \quad m = 1, 2, \dots$$

Это условие может быть переписано следующим образом:  $\omega(1 - \vec{n}\vec{v}) = \vec{v}\vec{\tau}$ , где  $\vec{\tau}$  – вектор обратной решетки кристалла. Как следует из условия когерентности, существует жесткая корреляция между частотой излучения и углом излучения  $\theta$ . В данном направлении излучается только одна частота и ее гармоники, причем более жесткие фотоны излучаются вперед,  $\omega(\theta = 0) = 2\vec{v}\vec{\tau}\gamma^2$ . В этом состоит одно из отличий когерентного тормозного излучения от тормозного излучения в аморфном веществе, где спектр излучения практически не зависит от направления излучения. Длина волны фотонов при этом существенно  $\sim \gamma^{-2}$  меньше периода решетки и уменьшается с увеличением энергии электронов. Фотоны когерентного тормозного излучения в релятивистском случае испускаются в узкий конус с раствором  $\theta_{ph} \approx \gamma^{-1}$  в направлении скорости частицы. Ширина линии когерентного тормозного излучения в мишени определенной толщины определяется конкуренцией двух процессов: уширением из-за многократного рассеяния и сужением благодаря количеству пересекаемых атомных плоскостей. В оптимальном случае излучение квазимонохроматическое, с относительной шириной порядка нескольких процентов. Обычное, некогерентное, тормозное излучение также возникает при взаимодействии заряженной частицы с кристаллом. Оно обусловлено тепловыми колебаниями атомов кристалла и присутствует в качестве некогерентного фона. Из-за своего непрерывного спектра оно может частично дифрагировать на кристаллографических плоскостях.

Излучение в рентгеновском диапазоне может возникать и при равномерном движении частиц в веществе и обуславливаться поляризацией среды движущимся зарядом. Примерами такого излучения являются параметрическое рентгеновское излучение, подробно рассматриваемое в следующих главах, и рентгеновское переходное излучение.

Переходное излучение возникает при пересечении границы между средами с различными диэлектрическими свойствами. Представим себе механизм генерации следующим образом: при приближении заряженной частицы в вакууме к плотной среде, в ней наводятся заряды, которые образуют электрические диполи с исходной частицей.

Поля этих диполей изменяются и, при входе частицы в среду, исчезают. Это изменяющееся поле и является источником излучения.

Рентгеновское переходное излучение релятивистских частиц сосредоточено в основном в области углов  $\theta \leq 1/\gamma$  по отношению к вектору скорости частицы. Полные потери энергии на переходное излучение  $W = e^2 \omega_p \gamma / 3$ , где  $\omega_p = (4\pi Z n_e e^2 / m)^{1/2}$  – плазменная частота среды, то есть частота колебаний электронной подсистемы твердого тела около положения равновесия,  $n_e$  – концентрация электронов в среде,  $Z$  – заряд ядра,  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона. Они растут линейно с энергией частицы. Спектр сосредоточен преимущественно в области частот  $\omega \leq \gamma \omega$  и убывает  $\sim \omega^{-4}$  при больших частотах. Типичный выход фотонов на электрон составляет величину порядка постоянной тонкой структуры, то есть доли процента. Для повышения интенсивности переходного излучения увеличивают число границ, набирая стопки фольг. В таких мишенях при совпадении периода структуры с когерентной длиной рентгеновского переходного излучения  $l_{coh} \approx 2\pi\gamma/\omega_p$  могут возникать резонансы. При генерации переходного излучения на границе кристалла оно может продифрагировать в нем при выполнении условия Брэгга.

Существенным фактором, требующим учета при рассмотрении характеристик излучения, является многократное рассеяние излучающих электронов в среде. При замене скорости частицы  $\vec{v}$  на ее проекцию на первоначальное направление  $v \cos \theta_s$ , когерентная длина с учетом многократного рассеяния может быть записана в виде

$$L_{coh} = \frac{c}{\omega (1 - \beta n \overline{\cos \theta_s})},$$

где  $\overline{\cos \theta_s} \approx 1 - \overline{\theta_s^2}/2$ ,  $\overline{\theta_s^2} = q l_{coh}$  – средний квадрат угла многократного рассеяния на когерентной длине,  $q = \frac{1}{2} \left(\frac{E_s}{E}\right)^2 \cdot \frac{1}{X_0}$  – среднеквадратический угол многократного рассеяния на единице пути,  $E_s = mc^2 \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \simeq 21,2$  МэВ – характерная энергия процесса многократного кулоновского рассеяния,  $E$  – энергия электрона,  $A$  – массовое число вещества,  $X_0$  – радиационная длина вещества, которую удобно оценивать по практической формуле ([162], с. 166):

$$X_0 \text{ (г/см}^2\text{)} = \frac{716,4 A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}.$$

Многokrатное рассеяние начинает влиять на характеристики генерируемого излучения, когда средний квадрат угла многократного рассеяния становится больше характерного угла излучения  $\theta_{ph}^2 = \gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega^2$ .

Поглощение фотонов также оказывает влияние на процессы излучения. Поглощение характеризуется длиной поглощения  $L_a = 2/\omega \text{Im}(\varepsilon)$ , где  $\text{Im}(\varepsilon)$  – мнимая часть диэлектрической проницаемости. В итоге излучение формируется на эффективной длине, наименьшей из набора длин, характеризующих радиационные процессы:

$$L_{eff} = \min(L, L_a, L_{coh}),$$

где  $L$  – толщина мишени вдоль траектории заряженной частицы.

Важную роль в процессах генерации рентгеновского излучения заряженными частицами в кристаллах играет дифракция рентгеновских лучей [68, 196]. Направление дифрагированной волны определяется условием Брэгга  $2d \sin \theta_B = n\lambda$  или в векторном виде  $(\vec{k} + \vec{\tau})^2 \approx k^2$ , где  $d$  – межплоскостное расстояние,  $\theta_B$  – угол скольжения,  $\lambda$  – длина волны рентгеновского излучения,  $n = 1, 2, \dots$  – порядок отражения,  $\vec{k}$  – волновой вектор,  $\vec{\tau}$  – вектор обратной решетки кристалла. Угол отклонения дифрагированного луча от падающего равен удвоенному углу Брэгга  $2\theta_B$ .

Случай, когда интенсивность дифрагированной волны оказывается много меньше интенсивности падающей, носит название кинематической дифракции. Он реализуется при дифракции на кристаллах малых размеров и описывается кинематической теорией Лауэ. В кристаллах высокой степени совершенства периодичность строго сохраняется по всему объему, поэтому дифракция рентгеновских лучей представляет собой сложный процесс многократного перерассеяния из падающей волны в дифрагированную и обратно. Такой процесс дифракции получил название динамического, его теория была построена Дарвином и Эвальдом. Реальные кристаллы представляют собой промежуточный случай и, как правило, интенсивность рассеяния рентгеновского излучения в них рассматривается по кинематической теории с введением соответствующих поправок.

Для упрощения решения задач дифракции часто применяют построение сферы Эвальда в обратном пространстве. Дифракционное отражение существует, когда по крайней мере два узла обратной решетки в точности ложатся на сферу, построенную радиусом  $\vec{k}$ , равным  $\lambda^{-1}$  – модулю волнового вектора в вакууме. Один из них

отвечает падающей волне (отражению (000)), другой – отражению (hkl), где hkl – индексы Миллера. В динамической теории это построение несколько меняется, так как коэффициент преломления рентгеновского излучения немного отличается от единицы. Следовательно, точки (000) и (hkl) лежат уже не на сфере Эвальда, а вблизи нее. Для возникновения отражений в динамической теории не требуется выполнения столь сильного условия, как уравнение Брэгга. Отстояние узлов обратной решетки от сферы характеризуется отклонением от точного выполнения условия Брэгга  $\alpha_B = (2\vec{k}\vec{\tau} + \tau^2)/k^2$ . Для узла, лежащего близко к сфере,  $\alpha_B \rightarrow 0$ , и отражение в этом направлении будет сильнее по сравнению с узлами, характеризуемыми другими значениями отстройки.

Природных совершенных кристаллов крайне мало. Подавляющее большинство кристаллов представляют собой агломераты из совершенных кристалликов малых размеров (блоков), разориентированных на некоторый угол  $\delta$ , называемый интервалом (или параметром) мозаичности, а сами такие кристаллы носят, соответственно, название мозаичных. Угловая ширина рентгеновского рефлекса определяется интервалом мозаичности кристалла и лежит в диапазоне от  $\sim 10^{-4}$  у кремния до  $\sim 10^{-2}$  у графита. Потребности электронной промышленности привели к разработке методов выращивания кристаллов высокой степени совершенства – Si, Ge, GaAs, дифракция в которых имеет существенно динамический характер.

Для непоглощающих совершенных кристаллов существует конечная область углов, при которых коэффициент отражения, то есть отношение потока дифрагированного излучения к потоку падающего излучения, строго равен единице, а вне этой области резко спадает. Эта область называется "столиком" Дарвина. В этой области глубина проникновения излучения в кристалл резко уменьшается и достигает своего минимального значения примерно в середине "столика" Дарвина. Глубина проникновения рентгеновского излучения в кристалл при динамической дифракции называется длиной первичной экстинкции и составляет обычно несколько микрон, в то время как вдали от угла Брэгга глубина проникновения лимитируется длиной поглощения и составляет величины порядка десятков микрон. В мозаичных кристаллах наблюдается явление вторичной экстинкции, которое обусловлено экранированием блоков, лежащих в глубине кристалла, верхними блоками, находящимися в параллельном положении. Еще одним динамическим эффектом, обусловленным когерентностью

падающей и дифрагированной волн в совершенном кристалле, является эффект аномального прохождения (эффект Бормана). В условиях дифракционного отражения возникают стоячие волны, узлы которых могут приходиться на атомные плоскости, что приводит к ослаблению взаимодействия и позволяет излучению проходить большие расстояния в объеме кристалла без заметного уменьшения амплитуды.

Наконец, выбором угла ориентации кристалла относительно падающего пучка рентгеновских лучей можно реализовать ситуации, когда условие Брэгга будет выполняться не для одной, а сразу для нескольких дифрагированных волн. Таким образом возникает многоволновая дифракция [139]. В частности, здесь известны эффекты просветления и окольного возбуждения рефлексов, запрещенных симметрией решетки. Также в условиях многоволновой дифракции может усиливаться эффект аномального прохождения.

Итак, варианты условий генерации квазимонохроматического рентгеновского излучения быстрыми заряженными частицами в кристаллах весьма многообразны, параметры процессов могут существенно менять их спектрально-угловые характеристики, радиационные механизмы могут быть аддитивными или интерферировать. Все вместе вышесказанное делает исследования указанных вопросов весьма привлекательным объектом приложения усилий теоретиков и экспериментаторов как с точки зрения изучения фундаментальных аспектов физики электромагнитного излучения быстрыми заряженными частицами, так и с практической точки зрения создания новых квазимонохроматических источников излучения и методов определения характеристик самих излучающих частиц и исследования свойств вещества.

## ГЛАВА 1

# ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (ПРИ) РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ

---

### 1.1 Развитие исследований ПРИ

Современное состояние естественных наук и технологий постоянно стимулирует поиск новых источников интенсивного электромагнитного излучения в разных диапазонах частот, что в свою очередь способствует развитию теоретических и экспериментальных исследований различных типов электромагнитного излучения заряженных частиц в веществе и во внешних полях. В этом аспекте все более важное значение в последние десятилетия приобретают исследования взаимодействий заряженных частиц с кристаллами. Кроме упомянутой перспективы применения того или иного механизма электромагнитного излучения в качестве источника, анализ излучения позволяет получить важные сведения о свойствах вещества-радиатора, в котором оно формируется. Для этого могут быть использованы обнаруженные и изученные теоретически и экспериментально радиационные механизмы, возникающие при прохождении релятивистских заряженных частиц через ориентированные монокристаллы: когерентное тормозное излучение, излучение при каналировании частиц, параметрическое рентгеновское излучение и др.

В этом ряду именно параметрическое рентгеновское излучение по совокупности своих характеристик является наиболее привлекательным механизмом для создания компактного монохроматического источника поляризованного рентгеновского излучения

с возможностью плавной перестройки частоты. ПРИ генерируется в процессе движения релятивистских заряженных частиц с постоянной скоростью через ориентированный кристалл в условиях динамической дифракции излучаемых фотонов.

Начиная с теоретического предсказания в 1971 году и по настоящее время, возникла весьма обширная библиография публикаций, в той или иной мере посвященных ПРИ. Например, это монографии [1, 2, 17, 108] и обзоры [3, 4, 16, 42, 86, 103], теоретические [5–8] и экспериментальные [9–15] диссертации и литература, цитированная в них. Различные аспекты исследований ПРИ постоянно обсуждаются на международных конференциях по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва), международных конференциях по излучению релятивистских электронов в периодических средах (Томск), International Workshops "Relativistic Channeling and Related Coherent Phenomena"(Frascati), NATO Advanced Research Workshops "Advanced Photon Sources and Their Application"(Армения), а также многих других конференциях и совещаниях.

Обзоры [3, 4, 16, 42] посвящены в основном теории ПРИ и смежных вопросов, экспериментальные же работы, особенно выполненные в последнее десятилетие, систематизированы в меньшей степени. Исходя из этого, ниже будут рассмотрены наиболее, на наш взгляд, интересные эксперименты, выполненные в последние годы. Однако вначале будет уместно вкратце вернуться к первым работам, где было предсказано и обнаружено ПРИ. При изложении в основном будем придерживаться подходов обзора [3].

Характер преломления и поглощения фотонов в кристалле кардинально отличается от случая аморфной среды, так как вследствие периодического расположения рассеивателей излучение испытывает дифракцию. М.Л. Тер-Микаэлян рассмотрел задачу об излучении релятивистской заряженной частицы, пролетающей с постоянной скоростью через трехмерную периодическую среду (кристалл), в рамках теории возмущений [17]. Было показано, что при выполнении определенных интерференционных условий возникает излучение, названное "резонансным". Одним из характерных свойств этого излучения является зависимость частоты испускаемых квантов от энергии частиц. Дальнейший анализ показал, что в идеальных кристаллах теория возмущений справедлива только для очень тонкой кристаллической пластинки, где динамические эффекты дифракции рентгеновских квантов и преломление несущественны.

В 1971 году В.Г. Барышевский показал [30], что эффекты аномального прохождения и динамической дифракции испущенных частицей рентгеновских фотонов существенно модифицируют сечения электромагнитных процессов в кристаллах. В частности, показатель преломления может превысить единицу и, следовательно, станет возможным выполнение условия Вавилова – Черенкова в рентгеновском диапазоне. В [18] В.Г. Барышевским и И. Д. Феранчуком была решена задача о рентгеновском излучении равномерно движущейся в кристалле быстрой заряженной частицы без использования теории возмущений. В работе были получены выражения для амплитуд поля излучения и рассмотрены физические причины возникновения нового механизма излучения. В [18] было показано, что в таком процессе кванты могут испускаться под большими углами  $\theta \gg 1/\gamma$  относительно направления скорости частицы. На наличие боковых пятен рентгеновского излучения в это же время указали в рамках теории возмущений Г. М. Гарибян и Ян Ши [19].

Такая особенность нового типа излучения является наиболее характерной чертой, отличающей его от других механизмов излучения. Этот факт был использован позднее для экспериментального обнаружения этого физического явления. Детальный анализ излучения, проведенный в [27–29] в рамках как классической, так и квантовой теории, позволил сделать вывод, что рассматриваемое излучение имеет физическую общность с излучением Вавилова – Черенкова, только в рентгеновском диапазоне частот. В.Г. Барышевским и И. Д. Феранчуком этот новый радиационный механизм был назван параметрическим рентгеновским излучением (ПРИ). Отметим, что, помимо термина "параметрическое рентгеновское излучение", рассматриваемое излучение именовалось различными авторами "резонансным", "динамическим", "квазичеренковским", "дифрагированным рентгеновским", "поляризационным" [4], однако в настоящее время устоялось название "параметрическое рентгеновское излучение" и, соответственно, в международной литературе "parametric x-rays" или "parametric x-ray radiation" (PXR).

Необходимо отметить, что, несмотря на достаточно полное теоретическое описание механизма образования ПРИ и его основных свойств (см., напр., обзоры [3, 4, 16]), экспериментально это излучение было обнаружено лишь спустя почти пятнадцать лет после предсказания его существования. В 1985 году оно было обнаружено в экспериментах, выполненных группой сотрудников

Белорусского государственного университета (г. Минск) и НИИ ядерной физики Томского политехнического института (ныне политехнического университета) на томском синхротроне СИРИУС [20–23]. Для обнаружения ПРИ как раз и было использовано его наиболее характерное свойство: возникновение максимумов излучения (рефлексов) под большими углами относительно направления скорости частиц. Расположение рефлексов не зависит от энергии движущегося заряда, а определяется только относительной ориентацией вектора скорости частицы и кристаллографических плоскостей. ПРИ в первых работах наблюдалось в алмазной мишени толщиной 350 мкм на плоскостях (100) и (110) в геометрии предельно асимметричной (переход Брэгга – Лауэ) дифракции с  $2\theta_B = 90^\circ$  при энергии электронов 900 МэВ (рис. 1.1).

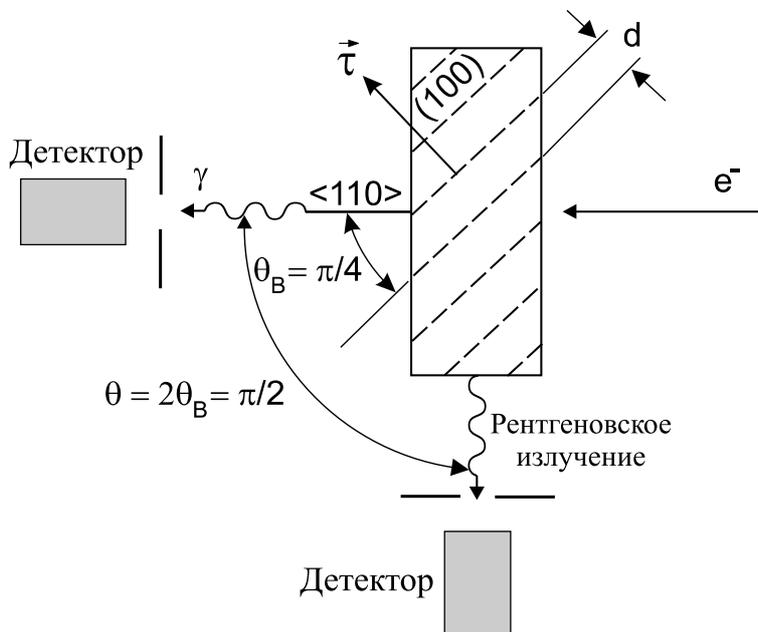


Рис. 1.1. Геометрия первого эксперимента, в котором было обнаружено ПРИ в алмазной мишени. Источник [22]

Пучок с расходимостью 0,1 мрад и монохроматичностью 0,005 направлялся вдоль оси  $\langle 110 \rangle$  мишени. Юстировка экспериментальной схемы производилась выведением мишени в режим осевого  $\langle 110 \rangle$  каналирования по ориентационной зависимости тока квантометра, измеряющего полную энергию тормозного излучения. После совмещения оси пучка и оси  $\langle 110 \rangle$ , детектор ПРИ, размещенный под

углом  $\pi/2$  к пучку, фиксировал рефлексы рентгеновского излучения от плоскостей (100), на которые электроны падали под углом  $\theta_B = \pi/4$ . Были получены линейчатые рентгеновские спектры с максимумами, соответствующими двум порядкам отражений от плоскостей (100), рис. 1.2, а. При повороте кристалла вокруг вертикальной оси на угол  $45^\circ$  направление скорости электронов совпало с осью  $\langle 100 \rangle$ . При такой ориентации детектор зафиксировал линии, соответствующие трем порядкам отражений от плоскостей (110), рис. 1.2, б.

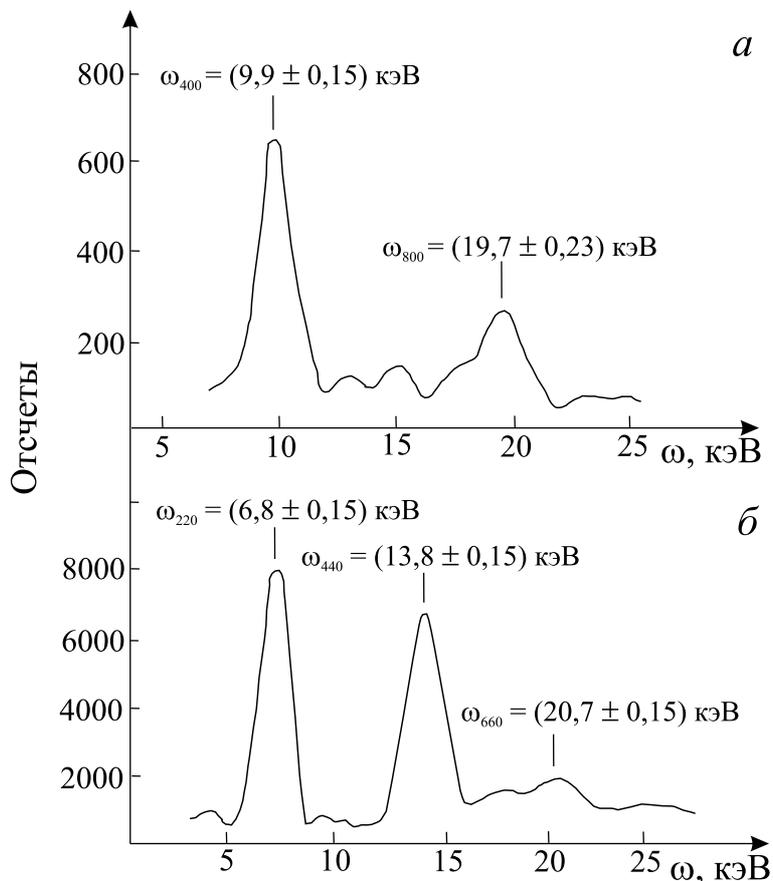


Рис. 1.2. Экспериментальные спектры ПРИ электронов в алмазе: а – рефлексы от плоскостей (100); б – рефлексы от плоскостей (110). Источники [21, 22]

Также были определены квантовые выходы излучения в рефлекс  $N_{ph} \approx 10^{-8}$  фотон/электрон. Положения линий ПРИ и выходы излучения хорошо совпали с теоретическими оценками. Для проверки

измерялись спектры при энергии электронов  $E = 600$  МэВ в той же геометрии. Положения пиков не изменились, то есть частота фотонов ПРИ, как и ожидалось, не зависит от энергии электронов. Она определяется только типом и ориентацией кристаллической мишени. Поворот мишени на угол  $25$  мрад, так же как сдвиг детектора в горизонтальной плоскости на  $5^\circ$ , приводил к исчезновению пиков. Совокупность свойств излучения, характерных для ПРИ, позволила сделать определенный вывод о его первом надежном наблюдении. Наблюдение тонкой структуры углового распределения в [23] окончательно подтвердило факт экспериментального обнаружения параметрического рентгеновского излучения.

Вторым ускорителем, где была получена генерация ПРИ, был синхротрон АРУС (Ереван) [24]. Группой томских и армянских физиков на выведенном электронном пучке с энергией  $4,5$  ГэВ на алмазной мишени (110) в геометриях  $2\theta_B = 60^\circ$  и  $2\theta_B = 70^\circ$  было зафиксировано излучение соответственно с энергией  $11,3$  и  $9,2$  кэВ. Фактически это был первый эксперимент, продемонстрировавший возможность перестройки энергии параметрического рентгеновского излучения с помощью поворота мишени.

Следует остановиться также на эксперименте, выполненном в Харькове на линейном  $2$  ГэВ ускорителе электронов ХФТИ [25]. Он был особенно интересен в связи с получением особо жесткого ( $\omega = 350 \pm 12$  кэВ) параметрического рентгеновского излучения. Излучение генерировалось электронами с энергией  $900$  МэВ в кремниевой мишени толщиной  $30$  мкм, ориентированной так, чтобы условия Брэгга реализовывались для плоскостей  $(2\bar{2}0)$ . Разориентация кристалла на угол  $\sim 2/\gamma$  приводила к исчезновению спектрального максимума. Экспериментально измеренная спектральная плотность излучения составляла  $0,3$  квант/ $e^- \cdot \text{МэВ} \cdot \text{ср}$ , что превысило теоретически рассчитанную величину.

Анализ этого эксперимента, проведенный в [31], показал, что интенсивность наблюдаемого пика может быть объяснена вкладами трех механизмов излучения в кристалле: ПРИ, дифрагированным тормозным излучением (ДТИ) и "сверхсветовым тормозным" излучением (СТИ). Под СТИ в [31] понимается тормозное излучение, вследствие дифракции распространяющееся в кристалле с фазовой скоростью меньшей, чем скорость генерирующих его электронов. Оценки показывают, что в условиях эксперимента [25] вклады всех трех механизмов сравнимы по величине и их учет

приводит к хорошо согласующемуся с экспериментом расчетному значению спектральной плотности  $N^t = N_{\text{ПРИ}}^t + N_{\text{ДТИ}}^t + N_{\text{СТИ}}^t \simeq 0,28 \div 0,32$  квант/ $e^- \cdot \text{МэВ} \cdot \text{ср}$ . Таким образом, первый харьковский эксперимент [25] существенно отличается от томских и ереванского экспериментов, где вкладом в рефлекс других, помимо ПРИ, механизмов можно было пренебречь.

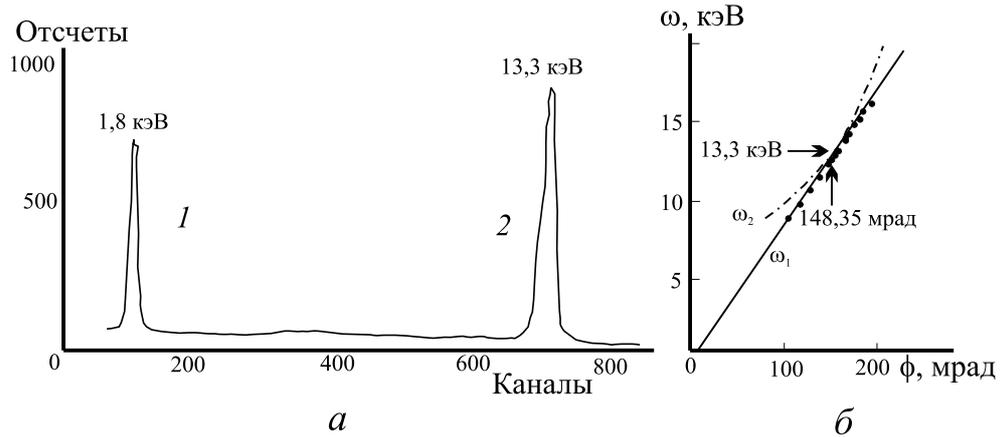


Рис. 1.3. Результаты исследования излучения электронов с энергией 24 МэВ в монокристалле кремния: *a* – рентгеновский спектр излучения в рефлекс (1 – пик ХРИ кремния 1,8 кэВ, 2 – пик ПРИ 13,3 кэВ); *б* – зависимость энергии в максимуме ПРИ от величины угла между направлением скорости электрона и плоскостью (111) монокристалла кремния. Источник [26]

Укажем еще на один интересный ранний харьковский эксперимент на линейном 40 МэВ ускорителе ЛУЭ-40 [26], где впервые было получено ПРИ на низкоэнергетическом пучке с энергией всего 24 МэВ (рис. 1.3, *a*) и впервые была экспериментально продемонстрирована плавная перестройка частоты ПРИ (зависимость  $\omega_1(\phi)$ , рис. 1.3, *б*). На этом же рисунке для сравнения показана зависимость частоты в рефлексе от угла поворота кристалла (кривая  $\omega_2(\phi)$ ), обусловленная гипотетической дифракцией рентгеновского фона ускорителя с непрерывным спектром. Хорошо видно, что вклад в рефлекс дает исключительно ПРИ. Следует отметить, что достигнутый диапазон перестройки частоты составлял  $\pm 4$  кэВ относительно центральной частоты 13,3 кэВ или более 30%. Измеренная монохроматичность ПРИ составила  $13,300 \pm 0,362$  кэВ ( $< 3\%$ ).

Первоначально экспериментальные исследования ПРИ были в основном сосредоточены на изучении его фундаментальных свойств: спектры, монохроматичность, поляризация, интенсивность в различных мишенях и геометриях, связь с другими типами излучений, и географически сосредоточены на ускорителях СССР. С начала 1990-х годов география экспериментов с ПРИ начала расширяться на другие страны, имеющие в своем распоряжении ускорители на высокие энергии. Не претендующий на полноту перечень мировых ускорительных центров, где проводились и проводятся в настоящее время программы изучения ПРИ, приведен в табл. 1.1. Вклад в экспериментальные исследования ПРИ (помимо упомянутого выше обнаружения эффекта) внесли и сотрудники НИИ ядерных проблем БГУ, что будет более подробно изложено ниже. Отметим заодно, что эти исследования в мире развиваются как с участием физиков из СНГ, так и "самостоятельно".

Таблица 1.1

**География экспериментов по исследованию ПРИ**

СТРАНА	УСКОРИТЕЛИ
Армения	Синхротрон 4,5 ГэВ – ЕрФИ Ереван
Беларусь	Коллаборации с НИИ ЯФ Томск, ИФВЭ Протвино, МАМІ Mainz; эксперименты на 100 кэВ электронном микроскопе
Германия	80 MeV S_DALINAC – Darmstadt, 855 MeV МАМІ Microtron – Mainz, 50 MeV ELBE LINAC – Rossendorf
Канада	230 MeV LINAC – Saskatchewan Accelerator Lab
Россия	Синхротрон СИРИУС 900 МэВ – НИИ ЯФ Томск, протонный синхротрон У-70 70 ГэВ – ИФВЭ Протвино, нуклотрон (12,6 ГэВ протоны, 6 ГэВ/А ионы) – ОИЯИ Дубна
США	60 MeV LINAC – Rensselaer Polytechnical Institute, 200 MeV LINAC – BNL Accelerator Facility, 100 MeV LINAC – Naval Postgraduate School
Украина	Линейные ускорители 2 ГэВ и 40 МэВ – ХФТИ Харьков
Япония	1,3 GeV Synchrotron – Tokyo University, 300 MeV LINAC – Tohoku University, 150 MeV REFER electron ring – Hiroshima University, 8 GeV Spring-8 Synchrotron – Kamigori, Kyoto University 100 MeV LINAC, 45 MeV LINAC – Hokkaido University, 100 MeV LEBRA Facility – Nihon University

## 1.2 Качественное описание ПРИ

Параметрическое рентгеновское излучение, возникающее при равномерном движении релятивистской заряженной частицы через кристалл, обусловлено пространственно-периодической зависимостью диэлектрической проницаемости мишени. Можно наглядно пояснить механизм генерации ПРИ следующим образом. Как известно (напр. [34]), показатель преломления однородной среды в рентгеновском диапазоне при высоких частотах, превышающих характерные атомные частоты, имеет следующий вид:

$$n(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2},$$

где  $\omega_p$  – плазменная частота среды. Очевидно, в рентгеновском диапазоне в аморфном веществе всегда  $n < 1$  и выполнение условия Вавилова – Черенкова

$$1 - vn(\vec{k}, \omega) \cos \theta = 0 \quad (1.1)$$

невозможно ни при каких энергиях частицы. Однако в кристалле при выполнении условий дифракции показатель преломления  $n(\vec{k}, \omega)$  фотонов может превысить единицу. В этих случаях условие (1.1) может выполняться для определенного набора углов и частот. Этот факт открывает возможность генерации рентгеновского излучения по механизму Вавилова – Черенкова. Частота излучения в этом случае определяется параметрами кристалла и не зависит от энергии частицы.

Согласно [108], на качественном уровне процесс генерации ПРИ может быть представлен с помощью метода эквивалентных фотонов (напр. [190]), который часто применяется для описания радиационных процессов с участием быстрых частиц. Пусть ультрарелятивистский ( $E \gg mc^2$ ) электрон влетает в кристалл, произвольно ориентированный относительно скорости электрона  $\vec{v}$ . Известно, что собственное электромагнитное поле релятивистской заряженной частицы можно представить в виде суперпозиции псевдофотонов, близких по свойствам к реальным фотонам с волновым вектором  $\vec{k} \simeq \omega\vec{v}/v^2$ . Их угловое распределение имеет вид полого конуса с раствором  $\Delta\theta \sim \gamma^{-1}$  и минимумом в направлении вектора скорости частицы. Спектральное распределение псевдофотонов

$$N(\omega) d\omega = \frac{e^2}{\pi\omega} \ln\left(\eta \frac{E}{\omega}\right) d\omega, \quad (1.2)$$

где  $\omega$  – частота псевдофотона,  $\eta$  – величина порядка единицы,  $h = c = 1$ . Электромагнитное взаимодействие релятивистского электрона с кристаллом в этом случае может рассматриваться как взаимодействие с ним пучка фотонов с угловым разбросом  $\Delta\theta$  и спектром (1.2), рис. 1.4. Поскольку спектр (1.2) непрерывен, для каждого вектора обратной решетки кристалла  $\vec{\tau}$  найдутся псевдофотоны, которые будут дифрагировать на соответствующей системе плоскостей, то есть для них будет выполняться условие Брэгга:

$$\vec{k}' = \vec{k} + \vec{\tau}; \quad \frac{\omega}{c} \vec{n} = \frac{\omega \vec{v}}{v^2} + \vec{\tau}. \quad (1.3)$$

В итоге возникнет пространственная дифракционная картина, аналогичная картине, возникающей при дифракции полихроматического пучка рентгеновского излучения [32].

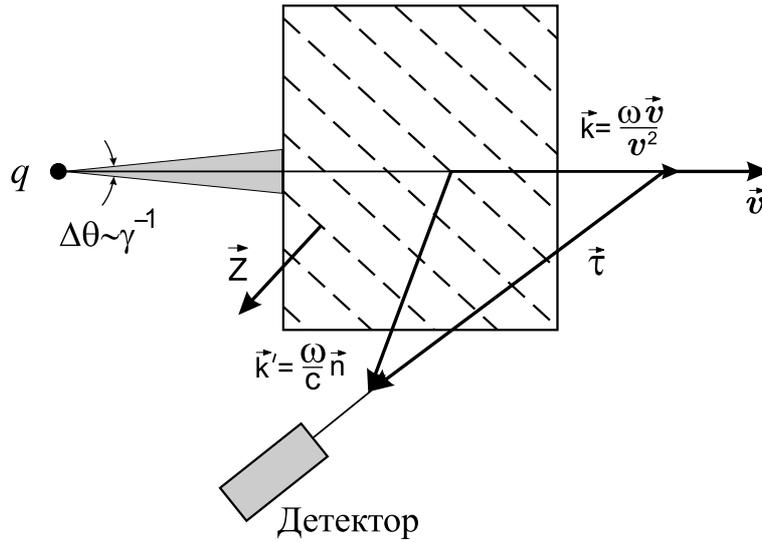


Рис. 1.4. Трактовка процесса излучения как когерентного рассеяния псевдофотонов. Источник [108]

Формула (1.3) выражает тот факт, что трансформация начального волнового вектора  $\vec{k}$  псевдофотона в волновой вектор  $\vec{k}'$  описывает реальный фотон с частотой  $\omega$ , испущенный в направлении, параллельном единичному вектору  $\vec{n}$ . Из (1.3) также следует, что

когерентный процесс невозможен в аморфном веществе в силу  $\vec{\tau} = 0$ . Если при дифракции внешнего излучения частота и скорость падающих фотонов вполне определены, в случае радиационного процесса соотношение (1.3) должно рассматриваться как уравнение спектра испущенных фотонов. Для определенной скорости частицы и при  $\vec{\tau} \neq 0$  частотный спектр получается из решения квадратного уравнения, следующего из (1.3):

$$\frac{\omega^2}{v^2\gamma^2} + 2\frac{\omega}{v^2}(\vec{v}\vec{\tau}) + \tau^2 = 0.$$

В результате можно выделить две ветви в спектре когерентного излучения заряженной частицы в кристалле:

$$\omega_{1,2} = \gamma^2 \left\{ -(\vec{v}\vec{\tau}) \pm \sqrt{(\vec{v}\vec{\tau})^2 - \frac{v^2\tau^2}{\gamma^2}} \right\}.$$

Для высоких энергий ( $\gamma \gg 1$ ) эти решения можно переписать следующим образом:

$$\omega_1 \approx 2(\vec{v}\vec{\tau})\gamma^2 \approx \frac{4\pi}{l}\gamma^2 c; \quad \omega_2 \approx \frac{v^2\tau^2}{2|(\vec{v}\vec{\tau})|} = \frac{\pi\tau v}{\sin\theta_B}; \quad \sin\theta_B = \frac{|(\vec{v}\vec{\tau})|}{v\tau}.$$

Таким образом, длина волны фотонов в первой ветви ( $\lambda_1 = 2\pi c/\omega_1$ ) существенно ( $\sim \gamma^2$ ) меньше постоянной решетки, так как  $l = d/\cos\theta_1 \approx d$ , в то время как длина волны во второй ветви такого же порядка величины, как расстояние между кристаллографическими плоскостями, соответствующими вектору  $\vec{\tau}$ .

В каждой ветви фотоны испускаются внутри конусов с малыми углами раствора, оси которых направлены различным образом (рис. 1.5, а):

$$\cos\theta_1 = \frac{(\vec{v}\vec{n})}{v} = \frac{c}{v} + \frac{(\vec{v}\vec{\tau})}{v\omega_1} \approx 1; \quad \cos\theta_2 = \frac{c}{v} + \frac{(\vec{v}\vec{\tau})}{v\omega_2} \approx 1 - \sin^2\theta_B; \quad \theta_2 \approx 2\theta_B.$$

Первая ветвь соответствует резонансному излучению [17], которое представляет собой результат интерференции переходного излучения, возникающего на периодических неоднородностях среды. В релятивистском случае оно испускается под малыми углами относительно вектора скорости  $\vec{v}$ . Длина волны фотонов существенно меньше постоянной решетки и уменьшается с ростом энергии частицы

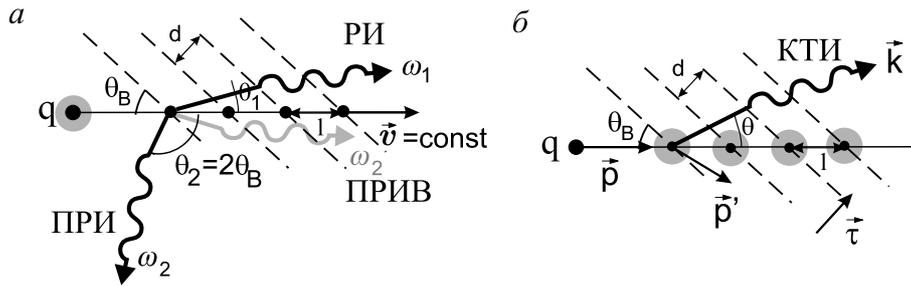


Рис. 1.5. Формирование излучений: *a* – резонансного (РИ) как результат интерференции псевдофотонов поля частицы, рассеянных на малые углы, и параметрического рентгеновского (ПРИ) как результат интерференции псевдофотонов, испытавших зеркальное отражение от плоскостей (ПРИВ – ПРИ, излучаемое "вперед", рассмотрено в параграфе 2.4); *б* – когерентного тормозного (КТИ) как результат рассеяния псевдофотонов поля атома заряженной частицей. Источник [108]

как  $\sim \gamma^2$ . Вторая ветвь – это ПРИ, которое испускается под большими углами относительно  $\vec{v}$ , частота излучения и углы его вылета определяются значением постоянной решетки и ориентацией кристалла и практически не зависят от энергии частицы. Учет эффектов преломления приводит к тому, что фотонам ПРИ, испускаемым в боковой максимум, соответствуют фотоны ПРИ, излучаемые под малыми углами к скорости частицы (ПРИ "вперед") [81]. Это явление аналогично маятниковому эффекту в динамической теории дифракции рентгеновских лучей [68] и не может быть объяснено в рамках теории возмущений [17]. В отличие от резонансного излучения, ПРИ "вперед" не зависит от энергии заряженной частицы.

С точки зрения рентгеновской дифракции резонансное излучение соответствует малоугловой дифракции жесткой части спектра псевдофотонов, в то время как ПРИ – это брэгговская дифракция псевдофотонов рентгеновской частоты. Таким образом, ПРИ представляет собой пространственный набор рентгеновских рефлексов, каждый из которых соответствует определенной системе кристаллографических плоскостей с вектором обратной решетки  $\vec{\tau}$ .

Испускание рентгеновских фотонов под большими углами к скорости частицы – характерное свойство ПРИ. Фотоны, испускаемые в направлениях  $\vec{k}_B = \frac{\omega_B \vec{v}}{v^2} + \vec{\tau}$ , образуют узкие пучки с угловой расходимостью  $\Delta\theta \sim m/E$ . Их частоты сосредоточены в узком

интервале  $\Delta\omega/\omega_B \sim m/E$  вблизи величин

$$\omega_B^{(n)} = \frac{\pi c n}{d \sin \theta_B}, n = 1, 2, \dots; \quad \vec{\tau} = \frac{2\pi n}{d} \vec{Z}, \quad (1.4)$$

определяемых соответствующими векторами  $\vec{\tau}$ ,  $d$  – расстояние между кристаллографическими плоскостями,  $\vec{Z}$  – единичный вектор, перпендикулярный кристаллографическим плоскостям (рис. 1.4).

В зависимости от ориентации  $\vec{\tau}$  относительно базовой плоскости при нормальном падении пучка на кристалл, ПРИ может быть направлено как под углом меньшим  $\pi/2$  относительно  $\vec{v}$ , так и под углом большим  $\pi/2$ . Эти варианты называются соответственно геометрией Лауэ и геометрией Брэгга, по терминологии, принятой в рентгеновской дифрактометрии. Отметим, что вклад в рефлекс могут также вносить дифрагированные тормозное и переходное излучения.

Рассмотрим кратко фундаментальное различие между механизмами формирования ПРИ и когерентного тормозного излучения. Как указывалось в [17], тормозное излучение испускается из-за рассеяния заряженной частицей псевдофотонов электромагнитного поля атомов (рис. 1.5, б). ПРИ, в свою очередь, возникает из-за рассеяния псевдофотонов электромагнитного поля частицы атомными электронами. Тормозное излучение всегда сопровождается изменением импульса падающей частицы и его спектр определяется законами сохранения:

$$\vec{p} - \vec{p}' - \hbar \vec{k} = \vec{u} + \vec{\tau}; \quad E - E' - \hbar\omega = 0.$$

Когда  $\vec{\tau} = 0$ , каждый из атомов среды получает минимальный импульс  $\vec{u}$ , что соответствует возникновению обычного некогерентного тормозного излучения Бете–Гайтлера [17]. Когда  $\vec{\tau} \neq 0$  ( $\vec{u}$  может быть нулевым), момент передается кристаллу как целому и законы сохранения определяют спектр когерентного тормозного излучения [17]. Эта система уравнений имеет единственное решение:

$$\omega_n = \frac{\vec{v}\vec{\tau}}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta} = \frac{2\pi n}{d} \frac{v \sin \theta_B}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}.$$

Кинематически когерентное тормозное излучение может быть испущено на произвольный угол  $\theta$ . Однако, при высокой энергии частицы, его основная интенсивность сосредоточена при малых  $\theta \sim \gamma^{-1}$ , что приводит к  $\omega_n \sim \gamma^2 \frac{c}{d}$ . Аналогичный результат был получен для резонансного излучения. Для  $\gamma \sim 1$  когерентное тормозное излуче-

ние может выходить под большими углами и интерферировать с ПРИ, см. гл. 6.

Приведенный выше качественный анализ определяет кинематику образования ПРИ, когда взаимодействие частицы и испускаемого фотона с кристаллом можно учесть в рамках теории возмущений. Этот подход справедлив только для тонких (толщиной  $L_0$ , меньшей длины первичной экстинкции) кристаллов либо для толстых "идеально мозаичных" кристаллов, состоящих из тонких блоков, повернутых друг относительно друга на некоторый угол, определяемый параметром мозаичности  $\delta$ . Для детального исследования спектра и углового распределения ПРИ в толстых кристаллах необходимо рассматривать взаимодействие испускаемых рентгеновских квантов с кристаллом с учетом их преломления и дифракции. Динамические эффекты для ПРИ становятся существенными при условии  $kL_0 |n - 1| \geq 1$ , то есть уже при использовании мишеней толщиной  $L_0 \geq 10^{-4} - 10^{-3}$  см.

Ограничения на толщину кристалла также обусловлены многократным рассеянием заряженной частицы в мишени. Как уже говорилось выше, типичная угловая ширина пучка псевдофотонов определяется параметром  $\gamma^{-1}$ . Таким образом, отклонения траектории частицы, обусловленные многократным рассеянием, не будут влиять на спектр псевдофотонов при условии:

$$\overline{\theta_s^2(L_0)} < \gamma^{-2}; \quad L_0 < \left( \frac{mc^2}{E_s} \right)^2 X_0 \approx 5,8 \cdot 10^{-4} X_0.$$

В итоге у многих кристаллов динамические эффекты начинают проявляться раньше, чем начинает влиять многократное рассеяние. Таким же образом оценивается и влияние мозаичности, то есть  $\delta < \gamma^{-1}$ .

Теория ПРИ в толстом кристалле, когда важны эффекты, обусловленные преломлением испускаемых рентгеновских квантов, была построена в работах [18, 29, 32]. Следует отметить, что расчеты в рамках классической и квантовой электродинамики приводят к эквивалентным результатам в силу условия  $\hbar\omega \ll E$ .

### 1.3 Основные результаты кинематической теории ПРИ

Планирование наших и многих других известных экспериментов по исследованиям ПРИ, а также первоначальная интерпретация

полученных результатов основывались на характеристиках ПРИ, предсказанных и теоретически изученных в рамках кинематической модели [5, 6, 29, 32, 33]. В международной литературе эта модель довольно часто именуется моделью Феранчука–Ивашина (FI model), так как ее наиболее известное изложение содержится в [33]. Рассмотрим кратко основные результаты, полученные в рамках этой модели.

Согласно [32, 33], дважды дифференциальное распределение излучения в рентгеновском рефлексе в кристалле произвольной толщины  $L$  (мозаичность кристалла  $\delta$  считается достаточно малой,  $\delta \ll \theta_s$ ) при феноменологическом учете влияния многократного рассеяния частиц можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 N_\tau}{\partial \omega \partial \Omega} = \left( \frac{\partial^2 N_\tau}{\partial \omega \partial \Omega} \right)_{\text{ПРИ}} + \left( \frac{\partial^2 N_\tau}{\partial \omega \partial \Omega} \right)_{\text{ДТИ}}, \quad (1.5)$$

где ДТИ – дифрагированное тормозное излучение.

Выпишем далее сечение для геометрии Лауэ:

$$\left( \frac{\partial^2 N_\tau}{\partial \omega \partial \Omega} \right)_{\text{ПРИ}} = \frac{e^2 \omega L_a}{2\pi} \cdot |g_\tau(\omega_B)|^2 \frac{\theta_x^2 \cos^2 2\theta_B + \theta_y^2}{(\theta_x^2 + \theta_y^2 + \theta_{ph}^2)^2} \cdot \left(1 - e^{-\frac{L}{L_a}}\right) \cdot \delta(q); \quad (1.6)$$

$$\left( \frac{\partial^2 N_\tau}{\partial \omega \partial \Omega} \right)_{\text{ДТИ}} = \frac{e^2 \omega L_a}{2\pi} \cdot |g_\tau(\omega_B)|^2 \frac{\overline{\theta_s^2} (\cos^2 2\theta_B + 1)}{2(\theta_x^2 + \theta_y^2 + \theta_{ph}^2)^2} \cdot \left(1 - e^{-\frac{L}{L_a}}\right) \cdot \delta(q), \quad (1.7)$$

где  $q = 2 \sin^2 \theta_B (\omega - \omega_B) + \omega_B \theta_x \sin 2\theta_B$ ,  $\omega_B = \tau/2 \sin \theta_B$ .

Выражения записаны в системе координат, где ось  $Z$  направлена вдоль вектора  $\omega_B \vec{v} + \vec{\tau}$ , определяемого точным выполнением условия Брэгга, ось  $X$  лежит в плоскости векторов  $\vec{v}$  и  $\vec{\tau}$ , ось  $Y$  перпендикулярна этой плоскости (рис. 1.6). Применены следующие обозначения:  $g_0, g_\tau$  – фурье-компоненты диэлектрической восприимчивости кристалла;  $L_a = 1/|\omega g_0''|$  – длина поглощения излучения в кристалле;  $\overline{\theta_s^2} = (E_s^2/E^2) \cdot (L/X_0)$  – среднеквадратичный угол многократного рассеяния, где  $E_s = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} \simeq 21,2$  МэВ,  $E$  – энергия частицы,  $L = L_0/\cos \theta_B$ ,  $X_0$  – радиационная длина вещества мишени;  $\theta_{ph} = (|g_0'| + \gamma^{-2} + \overline{\theta_s^2})^{1/2}$  – характерный угол, определяющий расходимость излучения в рефлекс,  $\gamma$  – лоренц-фактор частицы,  $\theta_{x,y} = \left( \vec{k} - \vec{k}_B \right)_{x,y} / \omega_B$ . Выражение (1.6) отлично от нуля даже при

равномерном движении частицы в кристалле и определяет собственно ПРИ. Излучение (1.7) обусловлено многократным рассеянием частицы на атомах кристалла и может определяться как дифрагированное тормозное излучение.

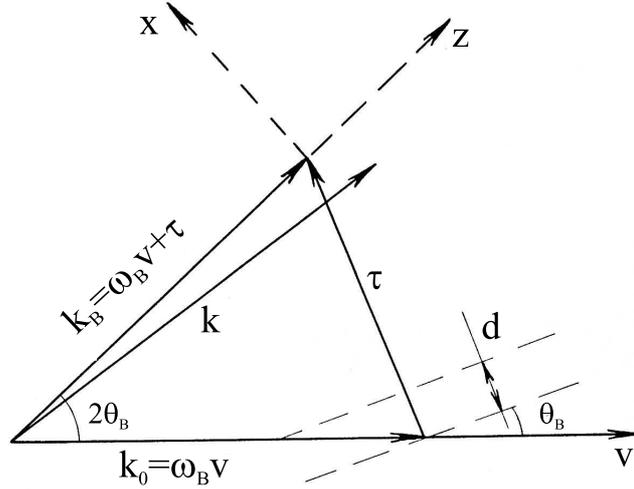


Рис. 1.6. Система координат для описания углового распределения в рефлексе ПРИ

Как показывает анализ формул (1.6) и (1.7), интенсивность излучения обоих типов возрастает вблизи таких углов и частот, когда знаменатель имеет минимальное значение и аргумент  $\delta$ -функции стремится к нулю, то есть при  $\theta_{x,y} \rightarrow 0$ ,  $\omega \rightarrow \omega_B$ . Эти условия означают, что волновой вектор испускаемого фотона совпадает с одним из дифракционных направлений  $\omega_B \vec{v} + \vec{\tau}$ , а частота излучения сосредоточена вблизи значений (1.4).

Таким образом, спектрально-угловое распределение ПРИ представляет собой некоторый пространственный набор рентгеновских рефлексов (сходный с рентгенограммой), причем интегральное количество фотонов, испускаемых в определенный рефлекс, зависит от ориентации кристалла относительно пучка и параметров кристалла. Кроме того, каждый из рефлексов обладает некоторой тонкой структурой как в частотном, так и угловом распределении, также определяемой параметрами пучка заряженных частиц и кристаллической мишени.

Число фотонов, испускаемых в данный рефлекс и регистрируемых детектором с угловым радиусом  $\theta_D$  (реальная экспериментальная

ситуация), получается после интегрирования выражений (1.6) и (1.7) и записывается следующим образом:

$$N_{\text{ПРИ}} = \sum_{n=1} \frac{e^2}{8} \cdot \frac{\omega_B^{(n)}}{\sin^2 \theta_B} \cdot |g_\tau(\omega_B^{(n)})|^2 \cdot L_a(\omega_B^{(n)}) \cdot \left(1 - e^{-\frac{L}{L_a}}\right) \times \\ \times (1 + \cos^2 2\theta_B) \left( \ln \left( \frac{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2}{\theta_{ph}^2} \right) - \frac{\theta_D^2}{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2} \right); \quad (1.8)$$

$$N_{\text{ДТИ}} = \sum_{n=1} \frac{e^2}{8} \cdot \frac{\omega_B^{(n)}}{\sin^2 \theta_B} \cdot |g_\tau(\omega_B^{(n)})|^2 \cdot L_a(\omega_B^{(n)}) \cdot \left(1 - e^{-\frac{L}{L_a}}\right) \times \\ \times (1 + \cos^2 2\theta_B) \frac{\overline{\theta_s^2} \theta_D^2}{(\theta_D^2 + \theta_{ph}^2) \theta_{ph}^2}. \quad (1.9)$$

Суммирование здесь ведется по всем гармоникам ПРИ (1.4). Поскольку  $g_\tau \sim \omega^{-2}$ , то вклад различных гармоник в полную интенсивность  $\sim n^{-3}$  ( $n$  – порядок рефлекса) и, как следствие, значение  $N$  определяется в основном величиной

$$N_0 = \frac{e^2}{8} \cdot \frac{\omega_B}{\sin^2 \theta_B} \cdot |g_\tau(\omega_B)|^2 \cdot L_a(\omega_B) \cdot \left(1 - e^{-\frac{L}{L_a}}\right) \cdot (1 + \cos^2 2\theta_B), \quad (1.10)$$

соответствующей вкладу первой гармоники.

Таким образом, интегральное число фотонов, регистрируемых детектором в рефлексе, можно записать как

$$N = N_0 (\xi_1(E, \theta_D) + \xi_2(E, \theta_D)); \quad (1.11)$$

$$\xi_1(E, \theta_D) = \ln \left( \frac{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2}{\theta_{ph}^2} \right) - \frac{\theta_D^2}{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2}; \quad (1.12)$$

$$\xi_2(E, \theta_D) = \frac{\overline{\theta_s^2} \theta_D^2}{\theta_{ph}^2 (\theta_D^2 + \theta_{ph}^2)}. \quad (1.13)$$

Очевидно, что величина  $N_0$  определяется параметрами кристалла и его ориентацией, а функции  $\xi_1$  (1.12) и  $\xi_2$  (1.13) зависят

от условий регистрации и характеристик пучка и незначительно изменяются в зависимости от типа кристалла и рассматриваемого рефлекса. Анализируя численные значения величины  $N_0$  для различных кристаллов, рефлексов и углов наблюдения, можно выбрать оптимальные условия при планировании эксперимента.

Значительный интерес представляет исследование интенсивности излучения в дифракционных направлениях как функции от энергии заряженных частиц. Эти зависимости можно получить, изучая функции  $\xi_{1,2}(E, \theta_D)$ . Спектрально-угловое распределение ПРИ имеет зависимость порогового типа, так же как у излучения Вавилова – Черенкова в однородной среде. Однако, вследствие существенной дисперсии показателя преломления кристалла зависимость интегральной интенсивности ПРИ от энергии частицы является относительно плавной. Она различна в областях  $E \ll E_0$  и  $E \gg E_0$ , где пороговая энергия

$$E_0 = \left( \frac{m^2 + E_s^2 \frac{L}{X_0}}{|g'_0|} \right)^{1/2}. \quad (1.14)$$

Для ориентировки отметим, что значение пороговой энергии  $E_0$  для "чистого" ПРИ (без учета вклада ДТИ) составляет  $E_0^{\text{ПРИ}} = mc^2 / \sqrt{|g'_0|} \approx 50$  МэВ. Итак, при  $E \ll E_0$  квантовый выход ПРИ  $N_{\text{ПРИ}} \sim (E/E_0)^{-4}$ , а в области энергий  $E \gg E_0$   $N_{\text{ПРИ}} \sim \ln(E/m)$ . В реальном эксперименте регистрируется суммарная интенсивность ПРИ и ДТИ, причем зависимость последнего от энергии определяется функцией  $\xi_2(E, \theta_D)$  (1.13). Из-за множителя  $\overline{\theta_s^2}$  функция  $\xi_2(E)$  спадает с уменьшением энергии только как  $E^{-2}$ . В результате, при определенной энергии  $E_D$ , интенсивность ДТИ может стать больше интенсивности ПРИ. Сложение этих функций приводит к тому, что их суммарная интенсивность имеет достаточно сложную немонотонную зависимость от энергии частицы (рис. 1.7). Экспериментальные исследования этих зависимостей представляют большой интерес для правильного понимания процессов формирования ПРИ. Также укажем еще на одну характерную особенность ПРИ: его интегральная интенсивность не выходит на насыщение, даже когда угловая апертура детектора  $\theta_D$  много больше угла выхода излучения  $\theta_{ph}^2 = |g'_0| + \gamma^{-2} + \overline{\theta_s^2}$ .

Угловое распределение ПРИ получается после интегрирования (1.6) по частоте  $\omega$ , что приводит к следующему результату:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial \theta_x \partial \theta_y} = \sum_{n=1} \frac{e^2}{4\pi} \omega_B^{(n)} L_a \left( \omega_B^{(n)} \right) \cdot \left( 1 - e^{-\frac{L}{L_a}} \right) \times$$

$$\times \frac{\left| g_\tau \left( \omega_B^{(n)} \right) \right|^2}{\sin^2 \theta_B} \frac{\theta_x^2 \cos^2 2\theta_B + \theta_y^2}{\left( \theta_x^2 + \theta_y^2 + \theta_{ph}^2 \right)^2}, \quad (1.15)$$

где углы вылета фотонов определены следующим образом:

$$\theta_{x,y} = \frac{\left( \vec{k} - \vec{k}_B \right)_{x,y}}{\omega_B}.$$

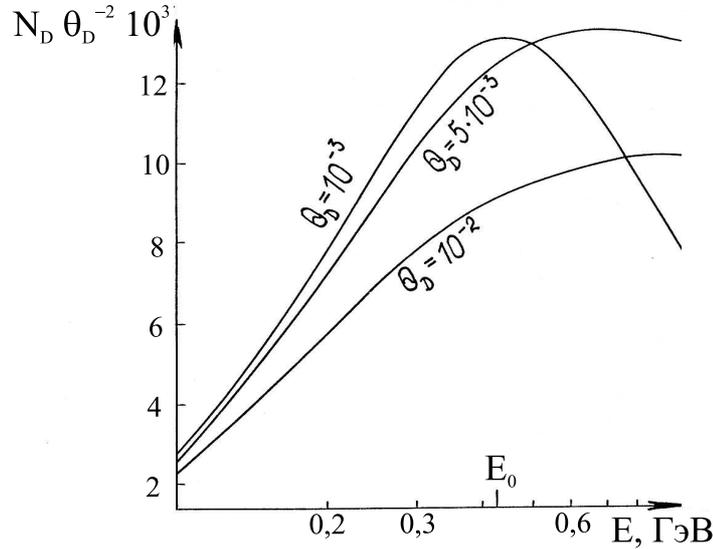


Рис. 1.7. Зависимость интенсивности ПРИ от энергии электронного пучка (мишень – алмаз (400);  $\theta_B = 45^\circ$ ;  $L=800$  мкм)

Рассматривая, как и выше, только основную гармонику излучения, можно записать (1.15) в безразмерном виде, вводя нормированные угловые координаты и амплитуду излучения:

$$I(x, y) = \frac{1}{N_0} \cdot \frac{\partial^2 N}{\partial x \partial y}; \quad x, y = \frac{\theta_{x,y}}{\theta_{ph}}.$$

В итоге угловое распределение фотонов в рефлексе ПРИ в новых переменных описывается удобной для интерпретации

экспериментальных результатов универсальной функцией, зависящей только от величины брэгговского угла и не связанной с другими параметрами кристалла:

$$I(x, y) = \frac{x^2 \cos^2 2\theta_B + y^2}{(x^2 + y^2 + 1)^2}. \quad (1.16)$$

На рис. 1.8 приведены объемные изображения и линии постоянного уровня для функции (1.16) при  $\theta_B = 45^\circ$  и  $\theta_B = 9^\circ$ .

Качественной особенностью углового распределения ПРИ является обращение в нуль интенсивности излучения точно в направлении, совпадающем с вектором  $\vec{k}_B$ . Отметим еще некоторые особенности углового распределения, предсказанные теоретически [32] и в дальнейшем полученные экспериментально [23]. При малых углах  $\theta_B$  угловое распределение ПРИ имеет вид симметричного кратера или воронки. При увеличении  $\theta_B$  распределение начинает преобразовываться и при  $2\theta_B = 90^\circ$  превращается в два пика, симметрично расположенных по обе стороны от плоскости дифракции, задаваемой векторами  $\vec{v}$  и  $\vec{r}$ . Такое поведение углового распределения отражает тот факт, что при малых  $\theta_B$  вклады  $\pi$  и  $\sigma$  поляризаций одинаковы, а при  $2\theta_B = 90^\circ$  ПРИ становится полностью  $\sigma$ -поляризованным, а  $\pi$ -поляризация отсутствует.

Изучение поляризации ПРИ удобно производить, измеряя зависимость распределения интенсивности излучения от азимутальной угловой переменной, определяемой соотношениями:

$$\theta_x = \theta \cos \varphi; \quad \theta_y = \theta \sin \varphi,$$

тогда

$$I(\varphi) = \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \varphi} = \frac{1}{\pi} [(\cos^2 \varphi \cos^2 2\theta_B + \sin^2 \varphi) \xi_1(E, \theta_D)], \quad (1.17)$$

где  $\xi_1(E, \theta_D)$  приведено в (1.12). При угле излучения  $2\theta_B = 90^\circ$

$$I(\varphi) \sim \sin^2 \varphi. \quad (1.18)$$

Отмеченные особенности угловых распределений ПРИ, как будет показано ниже, получили многочисленные экспериментальные подтверждения.

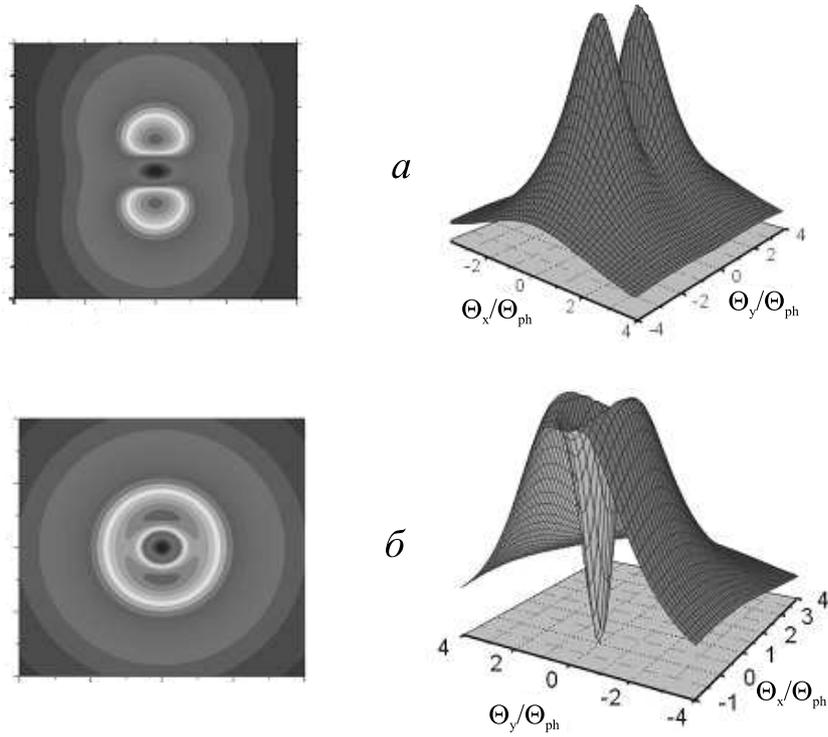


Рис. 1.8. Тонкая структура угловых распределений рефлексов ПРИ:  
*a* – распределение при  $\theta_B = 45^\circ$ ; *б* – распределение при  $\theta_B = 9^\circ$

В эксперименте во многих случаях измеряются одномерные угловые распределения суммарного излучения (ПРИ+ДТИ). Эти выражения можно получить, интегрируя общие формулы (1.6) и (1.7) по частоте и одной из угловых переменных. Следует указать, что наличие ДТИ несколько "смазывает" тонкую структуру угловых распределений излучения, наблюдаемых в экспериментах, поскольку спектральная плотность тормозных фотонов, в отличие от псевдофотонов, не обращается в нуль для волновых векторов, направление которых совпадает с направлением скорости частицы. Вследствие этого и плотность дифрагированных тормозных квантов не равна нулю в случае  $\theta_{x,y} \rightarrow 0$ .

Итак,

$$I(\theta_y) = \frac{1}{N_0} \frac{\partial N}{\partial \theta_y} = \frac{(1 + \cos^2 2\theta_B) \left( \theta_y^2 + \frac{1}{2} \overline{\theta_s^2} \right) + \theta_{ph}^2 \cos^2 2\theta_B}{(\theta_y^2 + \theta_{ph}^2)^{3/2}}. \quad (1.19)$$

Согласно (1.19), для любых значений  $\theta_B$  в этом распределении

имеется два максимума с угловым расстоянием между ними:

$$\begin{aligned} \Delta\theta_y &= 2\sqrt{2} (1 + \cos^2 2\theta_B)^{-1/2} \times \\ &\times \left[ \left( 1 - \frac{1}{2} \cos^2 2\theta_B \right) \theta_{ph}^2 - \frac{3}{4} (1 + \cos^2 2\theta_B) \overline{\theta_s^2} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.20)$$

В распределении по другой переменной

$$I(\theta_x) = \frac{1}{N_0} \frac{\partial N}{\partial \theta_x} = \frac{(1 + \cos^2 2\theta_B) \left( \theta_x^2 + \frac{1}{2} \overline{\theta_s^2} \right) + \theta_{ph}^2}{(\theta_x^2 + \theta_{ph}^2)^{3/2}} \quad (1.21)$$

указанное расщепление имеет место только для

$$\cos 2\theta_B > \frac{\theta_{ph}^2 + \frac{3}{2} \overline{\theta_s^2}}{2 \left( \theta_{ph}^2 - \frac{3}{4} \overline{\theta_s^2} \right)},$$

причем его величина равна

$$\begin{aligned} \Delta\theta_x &= 2\sqrt{2} (1 + \cos^2 2\theta_B)^{-1/2} \times \\ &\times \left[ \left( \cos^2 2\theta_B - \frac{1}{2} \right) \theta_{ph}^2 - \frac{3}{4} (1 + \cos^2 2\theta_B) \overline{\theta_s^2} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Глубина провала в угловом распределении зависит от соотношения между углом излучения  $\theta_{ph}$  и среднеквадратичным углом многократного рассеяния  $\overline{\theta_s^2}$  и, например, для  $I(y)$  определяется соотношением:

$$\begin{aligned} \left( \frac{I_{min}}{I_{max}} \right)_y &= \frac{[\theta_{ph}^2 \cos^2 2\theta_B + \frac{1}{2} (1 + \cos^2 2\theta_B)] \overline{\theta_s^2}}{\theta_{ph}^3} \times \\ &\times \frac{[3\theta_{ph}^2 - \frac{3}{2} (1 + \cos^2 2\theta_B) \overline{\theta_s^2}]^{3/2}}{[2\theta_{ph}^2 - (1 + \cos^2 2\theta_B) \overline{\theta_s^2}] \cdot (1 + \cos^2 2\theta_B)}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Спектральное распределение обоих видов излучения в рефлекс получается после интегрирования (1.6) и (1.7) по углам. Его также можно записать в безразмерном виде, удобном при сравнении экспериментальных результатов с теорией:

$$I(u) = \frac{1}{N_1} \frac{\partial N}{\partial u} = \frac{1 + \left( u^2 + \frac{\overline{\theta_s^2}}{2\theta_{ph}^2} \right)}{(1 + u^2)^{3/2}}, \quad (1.24)$$

где  $N_1 = \frac{\pi}{2}N_0$  и  $u = \frac{\omega - \omega_B}{\omega_B \theta_{ph}} \text{tg} \theta_B$ .

Как показывает анализ (1.24), в спектральном распределении также может возникать расщепление при достаточно малых углах Брэгга  $\theta_B < \pi/8$ . Однако это расщепление экспериментально можно наблюдать только в случае малого многократного рассеяния, так как с учетом ДТИ расстояние между максимумами спектрального распределения определяется формулой

$$\Delta u = 2\sqrt{2} (1 + \cos^2 2\theta_B)^{-1/2} \cdot \left[ \cos^2 2\theta_B - \frac{1}{2} - \frac{3}{4} \frac{\overline{\theta_s^2}}{\theta_{ph}^2} (1 + \cos^2 2\theta_B) \right]^{1/2}$$

и стремится к нулю для  $\theta_s \cong \theta_{ph}$ . Универсальные спектральные распределения в рефлексе ПРИ при различных  $\theta_B$  приведены на рис. 1.9.

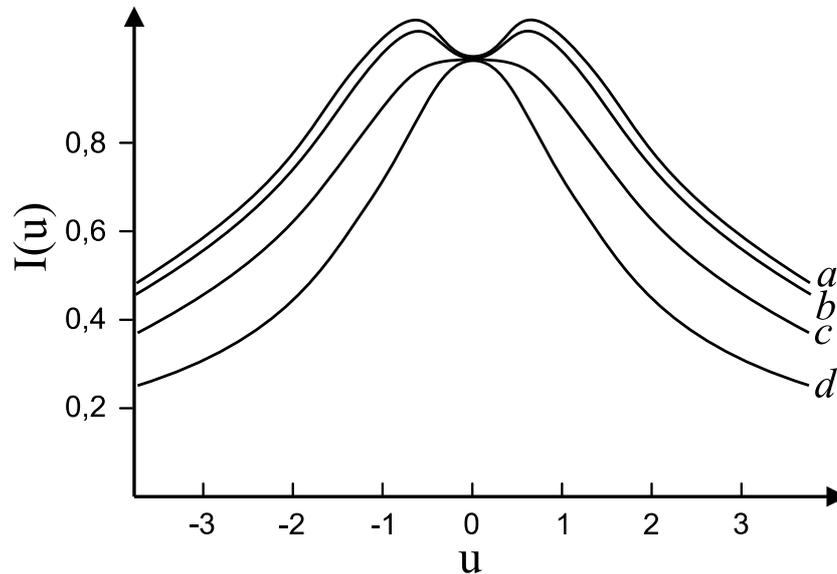


Рис. 1.9. Универсальное спектральное распределение в рефлексах ПРИ: а)  $\theta_B = 5^\circ$ ; б)  $\theta_B = 15^\circ$ ; в)  $\theta_B = 30^\circ$ ; д)  $\theta_B = 45^\circ$

Приведенные формулы справедливы для геометрий генерации по Брэггу и Лауэ, однако были реализованы экспериментальные ситуации, когда выход излучения осуществляется под углом  $2\theta_B = 90^\circ$  через боковую грань кристалла. Этот переходный случай носит название

предельно асимметричной дифракции (ПАД, или переход Брэгга–Лауэ). Формула для спектрально-угловой плотности ПРИ в этом случае выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial^2 N_\tau}{\partial \omega \partial \Omega} \right)_{\text{ПРИ}} &= \frac{e^2 \omega L}{2\pi} \exp \left( -\omega_B^{(\tau)} g_0'' Z_0 \right) \frac{\theta_y^2 + \frac{1}{2} \overline{\theta_s^2}}{(\theta_x^2 + \theta_y^2 + \theta_{ph}^2)^2} \times \\ &\times |g_\tau|^2 \delta \left( \omega - \omega_B^{(\tau)} + \omega_B^{(\tau)} \theta_x \right) \end{aligned} \quad (1.25)$$

и отличается от (1.6) предельным переходом  $L_a \rightarrow \infty$ . Физический смысл этого перехода состоит в том, что для указанной геометрии фотоны, испускаемые на всей длине траектории частицы в кристалле, распространяются перпендикулярно направлению ее скорости  $\vec{v}$  и, независимо от толщины кристалла, проходят в нем путь, равный расстоянию от выходной грани кристалла до траектории частицы. Поглощение излучения на этом пути учитывает множитель  $\exp \left( -\omega_B^{(\tau)} g_0'' Z_0 \right)$ . Обозначив поперечный размер пучка через  $d$ , а также учитывая наличие ДТИ, получим полное число квантов в рефлексе в случае переходной геометрии Брэгга–Лауэ  $N_{B-L}$ , соответствующее определенному порядку отражения  $n$ :

$$\begin{aligned} N_{B-L}^{(n)} &= \frac{e^2}{4} \cdot \frac{L}{dg_0''} \cdot \left| g_\tau \left( \omega_B^{(n)} \right) \right|^2 \cdot \left( 1 - e^{-\omega_B^{(n)} dg_0''} \right) \times \\ &\times \left( \ln \left( \frac{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2}{\theta_{ph}^2} \right) - \frac{\theta_D^2}{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2} + \frac{\overline{\theta_s^2} \theta_D^2}{(\theta_D^2 + \theta_{ph}^2) \theta_{ph}^2} \right). \end{aligned} \quad (1.26)$$

В заключение еще раз отметим, что рассмотренная кинематическая модель применима к реальным экспериментальным ситуациям, если параметр мозаичности кристаллической мишени  $\delta$  и угловой разброс пучка  $\Delta\psi$  удовлетворяют условию  $\delta \sim \Delta\psi \leq m/E$ . Наличие существенной мозаичности мишени и/или разброса пучка приводит к эффектам, аналогичным возникающим при многократном рассеянии, то есть к уширению спектрального и углового распределений, а также к "замыванию" провала в угловом распределении в тех ситуациях, где он присутствует. Качественно это можно легко увидеть из простого геометрического построения. Сделать количественную оценку влияния присутствия этих экспериментальных факторов можно в случае  $\delta, \Delta\psi \lesssim \theta_{ph}$  и предположении однородных распределений, добавив их к выражению для характерного угла вылета фотонов ПРИ,

$(\theta_{ph}^2)_{exp} = (\theta_{ph}^2)_{theor} + \delta^2 + \Delta\psi^2$ . Для точного количественного учета потребуется вычислить свертки функций, описывающих спектральное и угловое распределение ПРИ с соответствующими функциями распределения. Например, для описания мозаичной структуры реальных кристаллов принято использовать распределение Гаусса:

$$W(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta}} \exp\left(-\frac{\varphi^2}{2\delta^2}\right).$$

Наконец, с практической точки зрения важно представлять, каков потенциал того или иного механизма генерации рентгеновского излучения для получения интенсивных пучков излучения. Сравнение эффективностей генерации и спектральных распределений излучений различного происхождения по сложным точным формулам весьма затруднительно. В [63] были получены упрощенные формулы, позволяющие сравнить характеристики различных механизмов генерации с точностью до порядка величины. Такими характеристиками являются количество фотонов, испущенных в частотном интервале  $\Delta\omega$  в конус с раствором  $\Delta\theta$ , и диапазон энергий частицы, где этот механизм наиболее эффективен. Воспроизведем ниже некоторые из этих соотношений, при получении которых было принято  $\gamma \gg 1$ ,  $\hbar = c = 1$ ,  $\omega \sim 10 \dots 1000$  кэВ.

- Тормозное излучение в аморфном веществе (ТИ)

$$N_{ТИ}(\omega_0) = \frac{16}{3} \sigma_0 n_A \frac{\ln(183Z^{-1/3}\mu^{1/2})}{\mu} \frac{\Delta\omega}{\omega_0} L_{eff} f(U_L \Delta\theta);$$

$$U_L = E(m^2 + E_s^2 L/X_0)^{-1/2}.$$

Здесь  $\sigma_0 = Z^2 e^6 / m^2$ ;  $e^2 = 1/137$ ;  $L_{eff} = \min(L, L_a)$  – эффективная толщина мишени; функция  $f(x) = x^2$  при  $x \leq 1$  и равна единице при  $x > 1$ ;  $\mu$  – учитывает эффект поляризации среды и определяется следующим образом:

$$\mu = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \gamma^2.$$

- Когерентное тормозное излучение в кристалле (КТИ)

$$N_{КТИ}(\omega_0) = \frac{16 \sigma_0 n_A L_{eff}}{\mu d \omega_0^2} \gamma^2 \Delta\omega;$$

$$\theta_0 = \gamma^{-1} \sqrt{\frac{2\gamma^2 \tau_{\parallel}}{\omega^2} - 1},$$

где  $d$  – среднее расстояние между атомами в кристалле;  $\tau_{\parallel}$  – проекция вектора обратной решетки кристалла на направление скорости частицы. Формула дает количество фотонов, испускаемых в направлении  $\theta_0$  в конус с углом раствора  $\Delta\theta \geq \gamma^{-1} \Delta\omega/\omega_0$ .

- Синхротронное излучение (СИ)

$$N_{\text{СИ}}(\omega_0) = \frac{P_{\omega}}{\omega_0} \Delta\omega f(\gamma\Delta\theta_{\perp}) T \frac{\Delta\theta_{\parallel}}{2\pi} \approx 1,63 e^2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \gamma f(\gamma\Delta\theta_{\perp}) \frac{\Delta\theta_{\parallel}}{2\pi};$$

$$T = \frac{2\pi E}{eH}; \quad \omega_0 \leq \omega_m \simeq 0,44 \frac{eH}{m} \gamma^2,$$

где  $H$  – проекция магнитного поля на направление, перпендикулярное траектории частицы;  $\theta_{\perp}$  – угол между импульсом фотона и плоскостью орбиты;  $P_{\omega}$  – спектральная плотность мощности излучения;  $\Delta\theta_{\parallel} = (\gamma^{-2} + \theta_D^2)^{1/2}$  – угол излучения, где  $\theta_D$  – угловая апертура детектора. Формула дает количество фотонов, испущенных частицей за время одного оборота в магнитном поле. Подчеркнем, что синхротронные источники имеют преимущество в интегральной интенсивности излучения перед другими источниками в силу больших (несколько сотен миллиампер) эффективных токов.

- Переходное излучение (ПИ)

$$N_{\text{ПИ}}(\omega_0) = \frac{e^2}{\pi} \left[ \left( 1 + \frac{2\omega_0^2}{\omega_m^2} \right) \ln \left( 1 + \frac{\omega_m^2}{\omega_0^2} \right) - 2 \right] \frac{\Delta\omega}{\omega_0} f(U_L \Delta\theta);$$

$$\omega_0 \leq \omega_m = \gamma\omega_p.$$

По этой формуле определяется число фотонов, излученных в толстой мишени, где интерференция излучения, порожденного на входной поверхности, и излучения, испущенного на выходной поверхности, не учитывается. Если мишень набрана из большого количества тонких мишеней (фольг), что создает одномерную периодическую среду, рассматривают резонансное переходное излучение.

- Резонансное излучение (РИ)

$$N_{\text{РИ}}(\omega_0) = e^2 N |\varepsilon - 1|^2 f(\sqrt{\gamma \Delta\omega/\omega_0}) f(U_L \Delta\theta) \Theta(\omega_0 \Delta\theta - |\omega_0 - \omega_d|);$$

$$\omega_d = 2\pi\gamma^2/d,$$

где  $N$  – количество фольг,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость материала фольги,  $\Theta(x) = 1$  при  $x \geq 0$  и  $\Theta(x) = 0$  при  $x < 0$ .

- Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ)

$$N_{\text{ПРИ}}(\omega_0) = \frac{e^2}{2} |g_\tau(\omega_0)|^2 \omega_0 L_{eff} |\ln \theta_{ph}| \times \\ \times f\left(\frac{\Delta\theta}{\theta_{ph}}\right) f\left(\sqrt{\frac{\Delta\omega}{\theta_{ph} \omega_0}}\right) \Theta(\omega_B \Delta\theta - |\omega_0 - \omega_B|).$$

Численные оценки квантового выхода  $N(\omega_0)$  и оптимальной энергии электронов  $E_{\text{опт}}$  в [63] были сделаны для следующих, типичных для рентгеновского анализа, параметров излучения:  $\omega_0 = 10$  кэВ;  $\Delta\omega/\omega_0 = 10^{-3}$ ;  $\Delta\theta = 10^{-3}$ . В качестве материала мишени был использован кристалл  $^{137}\text{W}$  ( $\omega_p = 2,1 \cdot 10^6$  см $^{-1}$ ;  $L_{eff} = 10^{-2}$  см;  $n_A = 3,2 \cdot 10^{22}$  см $^{-3}$ ;  $X_0 = 0,35$  см;  $d = 3,16 \cdot 10^{-8}$  см;  $Z = 74$ ). Результаты оценок, показывающие, что ПРИ – один из наиболее эффективных механизмов генерации квазимонохроматического остронаправленного мягкого рентгеновского излучения, приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2

**Сравнительная оценка эффективности механизмов генерации рентгеновского излучения**

Радиационный механизм	$N(\omega_0)$ , фот./ $e^-$	$E_{\text{опт}}$ , МэВ
ТИ	$1,2 \cdot 10^{-8}$	500
КТИ	$1,7 \cdot 10^{-7}$	0,2
СИ*	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^3$
ПИ	$1,0 \cdot 10^{-9}$	125
РИ**	$1,6 \cdot 10^{-7}$	50
ПРИ	$1,3 \cdot 10^{-5}$	50

\*  $H = 10^5$  Гс    \*\*  $N = 100$ ;  $d = 10^{-4}$  см

## ГЛАВА 2

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ПАРАМЕТРИЧЕСКИМ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

---

Библиография публикаций, посвященных параметрическому рентгеновскому излучению и смежным вопросам, в настоящее время насчитывает, видимо, более нескольких сотен наименований. В связи с этим рассмотрим в данной главе только экспериментальные работы, публикации о которых появились в последние примерно десять лет, с выделением тех из них, где получены наиболее интересные, на наш взгляд, результаты. Здесь уместно отметить, что под термином "ПРИ" ниже будет подразумеваться полное рентгеновское излучение в рефлекс, а не только строго его квазичеренковская составляющая. Несмотря на то что в определенных условиях вклад "истинного" ПРИ в излучение в рефлекс может даже не являться доминирующим, тем не менее другого общепринятого (может быть даже более адекватного) названия для таких ситуаций еще не выработано, поэтому будем придерживаться исторически сложившейся терминологии с указанным выше допущением.

Экспериментальные задачи, решаемые в последние годы, можно весьма условно (поскольку в каждом эксперименте, как правило, исследуется несколько характеристик излучения) разбить на несколько групп:

- изучение тонкой структуры спектров, угловых распределений и поляризационных характеристик ПРИ, определение величины выхода излучения в конкретный рефлекс;

- исследование характеристик ПРИ в зависимости от энергии электронов, влияния многократного рассеяния;
- исследование ПРИ нерелятивистских частиц;
- поиск ПРИ, выходящего под малыми углами к направлению скорости пучка;
- исследование ПРИ в геометрии обратного отражения, учет динамических эффектов.

## 2.1 Исследования квантового выхода ПРИ

Поскольку совокупность физических характеристик ПРИ указывает на его возможное использование в качестве квазимонохроматического рентгеновского источника с плавно перестраиваемой энергией, количественно доминирующая часть экспериментов была направлена на оптимизацию условий генерации ПРИ.

В работах [35, 36] был детально исследован квантовый выход ПРИ в зависимости от энергии электронов и толщины кремниевой мишени в геометрии Лауэ. Толщина мишени варьировалась от 0,2 до 5,0 мм, а энергия пучка – от 200 до 1100 МэВ. Был получен квантовый выход излучения  $\sim 10^{-5}$  фотонов/ $e^-$  и построены экспериментальные зависимости спектральной ширины линий ПРИ и его интенсивности от толщины мишени для рефлексов (220) и (440). При этом было констатировано, что кинематическая теория ПРИ [33] не применима для условий этих экспериментов в силу большого вклада многократного рассеяния и предложена своя, так называемая "некогерентная" модель учета многократного рассеяния. Суть ее состоит в исключении многократного рассеяния из процесса генерации ПРИ, то есть принимается  $\theta_s = 0$ , а многократное рассеяние моделируется введением угловых флуктуаций пучка электронов.

Эксперимент [37], поставленный на ускорителе S-DALINAC, интересен в первую очередь тем, что ПРИ в алмазной мишени толщиной 55 мкм на плоскостях (111) было получено при низких энергиях электронов от 3,5 до 9,1 МэВ. Считая, что рентгеновское излучение в рефлекс не является в этом случае полностью черенковским, авторы предлагают назвать его когерентным рентгеновским излучением (СХР) или ПРИ типа В (PXR type В), склоняясь при этом ко второму названию. Измеренные спектры излучения, зависимость его частоты и интенсивности от угла поворота мишени хорошо совпадают с известными характеристиками ПРИ. С другой

стороны, интенсивность наблюдаемого излучения зависит от энергии пучка пропорционально  $E^2$ , хотя модель Феранчука–Ивашина [33] предсказывает ниже пороговой энергии  $E_0 = mc^2 |g'_0|^{-1/2}$  ( $\sim 100$  МэВ для этого случая) падение интенсивности, пропорциональное  $\sim E^4$ . Результаты [37] подтверждают, что ПРИ существует в некотором модифицированном виде и в нерелятивистских случаях и сохраняет при этом многие из своих характеристик.

К этой же мысли приходят авторы [38, 39] – первые за пределами бывшего СССР начавшие экспериментально исследовать ПРИ. На пучке электронов с энергией 90 МэВ ими на кристаллах кремния были получены спектры ПРИ, содержащие рефлекс вплоть до восьмого порядка. Кроме того, они детально исследовали ПРИ в пиролитическом графите (см. также [44]). Сравнение эксперимента и существующей на то время теории показало, что описание процесса излучения в мозаичных кристаллах является недостаточным, хотя мозаичные кристаллы являются интересными объектами для генерации ПРИ. В этих мишенях может быть получен больший выход излучения, чем в монокристаллах, что может быть использовано при построении источника рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией.

Плавная перестройка энергии излучения с помощью вращения мишени относительно оси пучка при неподвижном детекторе изучалась, в частности, в работах [40–42, 45]. Экспериментально подтверждено, что зависимость энергии излучения в рефлекс от угла ориентации кристалла  $\varphi$  описывается следующим из кинематической модели соотношением [42]:

$$\hbar\omega = mc^2\tau \sin \varphi / (1 - \cos \theta + mc^2/2E_e^2),$$

где  $\theta$  – угол наблюдения излучения. Измерения выполнялись на тонком (17 мкм) кристалле кремния в геометрии Лауэ на семействе плоскостей (110). При малых углах  $\sin \varphi \approx \varphi$  и зависимость энергии когерентного излучения от угла падения заряженных частиц на плоскости кристалла становится весьма близкой к линейной функции (рис. 2.1, а). С другой стороны, зависимость интенсивности излучения от угла поворота мишени представляет собой довольно сложную кривую (рис. 2.1, б), что требует дополнительного учета при проектировании перестраиваемых источников.

Зависимость величины квантового выхода излучения в рефлекс от энергии пучка заряженных частиц вызывает двойкий интерес.

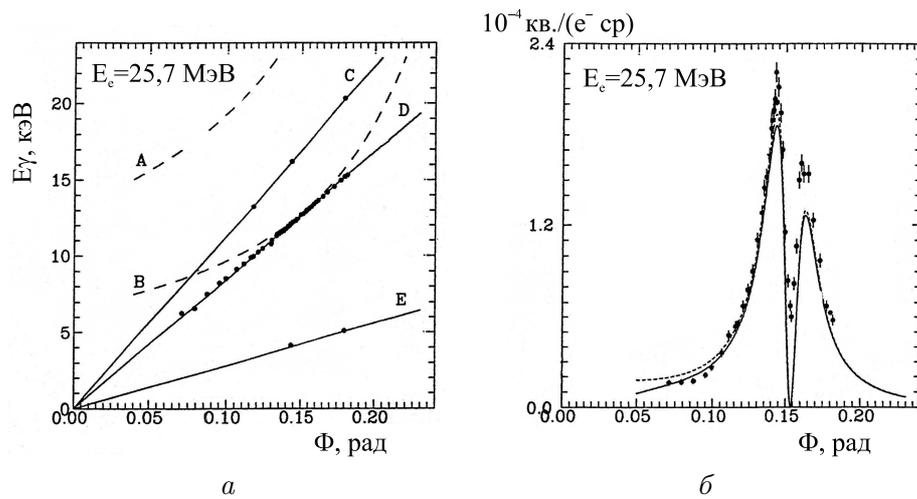


Рис. 2.1. Зависимости: *a* – энергий пиков ПРИ первого, второго и третьего порядков (соответственно линии E, D и C) от угла поворота кристалла, кривыми A и B представлены расчеты дифракции некогерентного рентгеновского излучения на плоскостях (220) и (111); *б* – квантового выхода ПРИ от угла поворота мишени. Источник [40]

С одной стороны, исследование формирования этой зависимости важно для правильного понимания механизма генерации излучения. С другой стороны, достаточно доступные для широкого применения источники излучения на базе ПРИ могут по очевидной причине быть спроектированы только на ускорителях низких энергий. Если поведение  $N_{\text{ПРИ}} \sim \ln(E/m)$  (1.14) энергетической зависимости выше пороговой энергии  $E_0$  было измерено и подтверждено еще в ранних экспериментах [48, 49], то изучение ее поведения вблизи и ниже порога, в силу наличия там нескольких конкурирующих по интенсивности механизмов излучения в рефлекс, остается актуальным вплоть до настоящего времени (напр. [37, 40, 43]).

Поскольку формальных ограничений на углы  $\theta_B$  между направлением движения пучка заряженных частиц и рабочей системой плоскостей мишени не существует, при постановке экспериментов по исследованию ПРИ выбор этих углов диктовался соображениями технического порядка, а именно наличием у ускорителя окон или каналов для вывода излучения, направлений с относительно меньшим уровнем фона, возможностью размещения оборудования и т. п. В связи

с этим первые эксперименты [21–23] были выполнены в не самой простой для интерпретации геометрии предельно асимметричной дифракции (или перехода Брэгга–Лауэ), где излучение выходило через боковую грань кристалла под углом  $2\theta_B = 90^\circ$  к оси пучка. В последующих экспериментах изучались особенности генерации ПРИ как в геометрии Брэгга, так и в геометрии Лауэ, каждая из которых имеет свои особенности. Например, в геометрии Лауэ в общем случае сильнее проявляется влияние многократного рассеяния заряженных частиц. В этой связи первое наблюдение в предельном случае геометрии Брэгга  $\theta_D = 180^\circ$  (рис. 2.2) [46], несомненно, заслуживает упоминания. В этой работе были подтверждены особенности спектральных и угловых распределений, следующие из кинематической модели, для мишеней из кремния толщиной 12,5 мкм и алмаза толщиной 50 мкм. Измерения были проведены при энергиях электронов от 30 до 87 МэВ на плоскостях (111), (220) и (311) кремния и (111) и (220) алмаза. Измерения же квантового выхода дали величину, большую расчетной ровно в два раза для всех исследованных случаев. Авторы [46] предполагают, что это расхождение может быть проявлением динамических эффектов. Действительно, в [191] было показано, что только приближение динамической теории дифракции, учет дифрагированного переходного излучения (ДПИ) и интерференции ПРИ и ДПИ позволяет адекватно рассчитать интенсивность излучения в случае геометрии Брэгга. Другие упрощенные подходы не дают удовлетворительной интерпретации таких экспериментов.

Так, например, в эксперименте [47], также выполненном в геометрии Брэгга под углом  $2\theta_B = 36^\circ$  на толстых (0,25 и 3,0 мм) кремниевых мишенях, расхождение в экспериментально измеренных и рассчитанных соотношениях интенсивностей рефлексов различных порядков относится на счет именно поглощения излучения в мишени. В данном случае, однако, теоретические значения интенсивности оказываются завышенными в 3–5 раз. С другой стороны, поскольку величина тока пучка не обсуждается, возможно, в этом эксперименте присутствовали наложения импульсов ввиду относительно большого времени формирования детектирующего тракта, что в спектре ПРИ в принципе могло проявляться искажением соотношения интенсивностей рефлексов различных порядков.

Несмотря на то что ПРИ, по своей спектрально-угловой плотности, является наиболее интенсивным механизмом генерации рентгеновского квазимонохроматического излучения релятивистскими заряженными

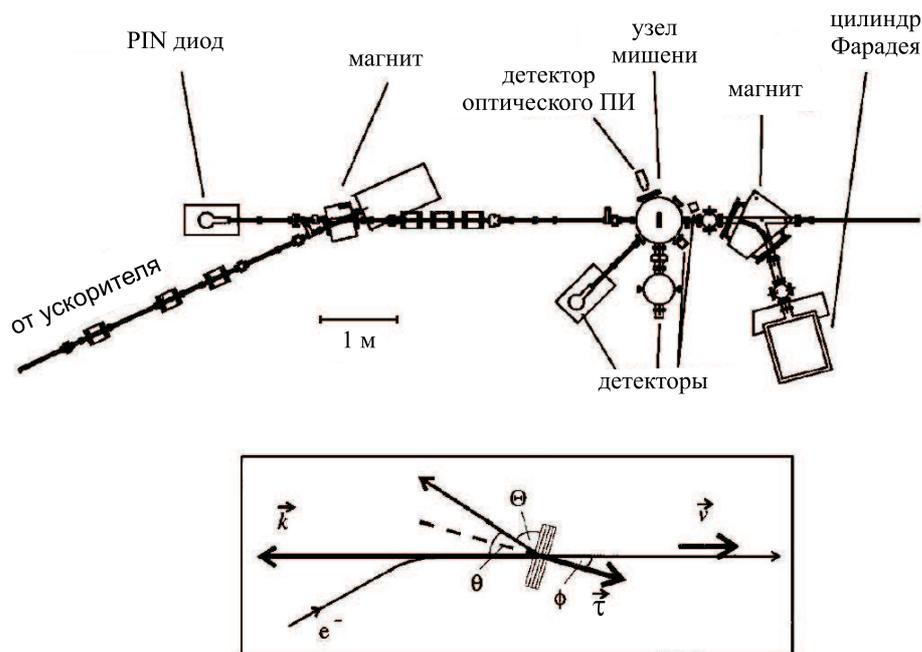


Рис. 2.2. Схема эксперимента по наблюдению ПРИ под углом  $\theta_D = 180^\circ$  относительно направления скорости пучка на плоскостях (220) кристалла кремния толщиной 12,5 мкм в предельном случае геометрии Брэгга. Источник [46]

частицами [63], тем не менее его типичный квантовый выход  $\sim 10^{-5}$ – $10^{-6}$  квантов/ $e^-$  при токах, доступных на ускорителях на высокие энергии, не способен обеспечить потоков излучения, необходимых во многих возможных научных и технологических приложениях. По указанной причине вопросы повышения квантового выхода излучения, как с помощью оптимизации генерации, так и предложения усложненных мишеней, постоянно находятся в фокусе внимания экспериментальных групп. Последний по времени цикл работ [50–54, 85] по поиску оптимального материала для мишени-радиатора ПРИ был выполнен на линейном ускорителе Rensselaer Polytechnic Institute (США). Анализ выражений для спектрально-угловой плотности ПРИ, аналогичных (1.6)–(1.7), привел авторов к выводу, что по совокупности характеристик максимальный квантовый выход ПРИ может быть получен из кристалла LiF в силу его малого поглощения и достаточно высокого значения диэлектрической восприимчивости. Кроме того, мишень из LiF способна обеспечить высокое отношение сигнал/шум из-

за малой величины его эффективного атомного номера  $Z$ . Отметим, однако, что LiF на конечной стадии анализа сравнивался не с алмазом (наилучшим, как было определено еще в первых экспериментах, радиатором ПРИ), а с пиролитическим графитом – объектом активного изучения в настоящее время [55]. Тем не менее перечень материалов, используемых для наблюдения ПРИ (алмаз, пиролитический графит, кварц, кремний, германий, арсенид галлия, вольфрам, бериллий), пополнился сейчас еще одним пунктом (рис. 2.3). Параметры некоторых кристаллов, применяемых для генерации ПРИ, могут быть найдены в приложении. Попутно заметим, что, в связи с лавинообразным ростом интереса к наноструктурам, в последнее время появляются предложения по использованию нанотрубок и фуллеритов в качестве возможных радиаторов когерентного рентгеновского излучения, в частности ПРИ [69, 70].

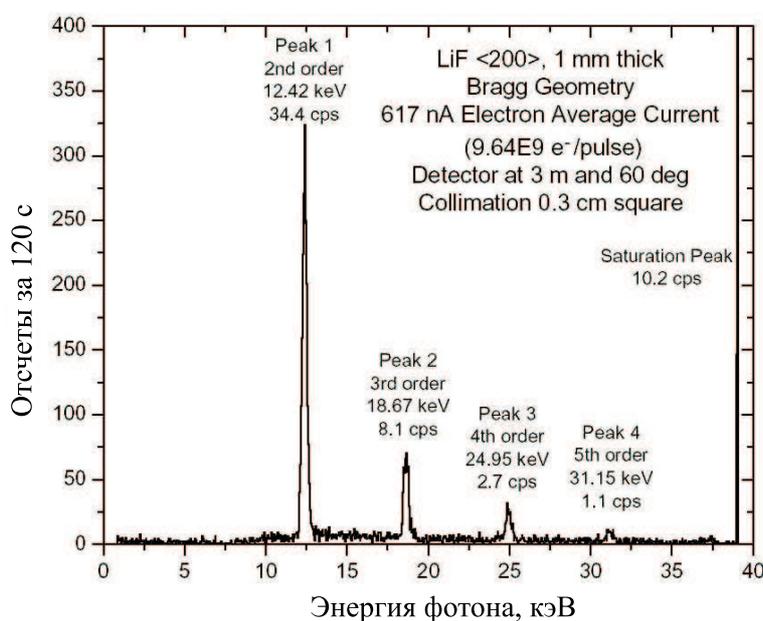


Рис. 2.3. Спектр ПРИ на системе плоскостей (200) кристалла LiF толщиной 1,0 мм в геометрии Брэгга. Источник [54]

Поскольку выбор оптимального материала мишеней достаточно невелик и практически исчерпывается приведенным выше списком (в силу того, что необходимы кристаллы высокой степени совершенства с малым  $Z$  и, желательно, с относительно простой кристаллической структурой), а повышение интенсивности с ростом толщины довольно

быстро насыщается, актуальной темой становится разработка и исследование комбинированных многослойных мишеней, где к естественной периодичности кристаллов добавляется искусственно созданная периодичность слоев. При генерации в таких структурах в рефлексе к ПРИ могут добавляться дифрагированные излучения, генерируемые по другим механизмам.

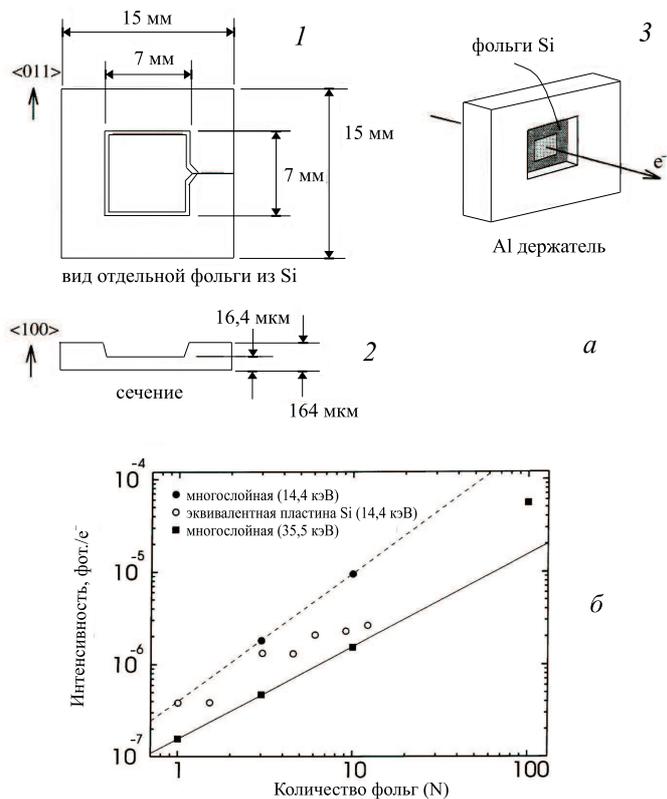


Рис. 2.4. Дизайн и экспериментальная апробация многослойной мишени: *a* – вид сверху (1) и сечение (2) кремниевой мембраны для построения многослойной мишени. Конструкция мишени в сборе показана на виде (3); *б* – зависимость интенсивности рентгеновского излучения из многослойной кремниевой мишени как функция количества слоев. Источник [56]

Интересным в этом смысле является эксперимент [14, 56], где было предложено заменить фольги тонкими кристаллами кремния в многослойной мишени для генерации резонансного переходного излучения (рис. 2.4, *a*). В этом случае переходное излучение, рождающееся

на границах мишеней и направленное по оси пучка, также может испытывать дифракцию и выходить под углом Брэгга, то есть в том же направлении, что и ПРИ, генерируемое в этих мишенях. Суммарное излучение было названо авторами "самодифрагированным рентгеновским излучением". В эксперименте, проведенном на выведенном пучке электронов с энергией 900 МэВ синхротрона Института ядерных исследований Токийского университета на мишенях, содержащих одну, три, десять и сто мембран, были получены остронаправленные ( $\sim 2$  мрад) и квазимонохроматические (3,5% для 14,4 кэВ и 2,3% для 35,5 кэВ) пучки рентгеновского излучения. Интенсивность излучения как функция числа мембран показана на рис. 2.4, б.

Интенсивность излучения с энергией 14,4 кэВ хорошо аппроксимируется функцией  $N^{1,4}$ . Интенсивность излучения с энергией 35,5 кэВ возрастает линейно только до  $N=10$ , при  $N=100$  его величина гораздо больше, чем следует из линейного закона. Для сравнения с выходом излучения из монолитной мишени авторы приводят на этом же рисунке экспериментальные значения квантового выхода ПРИ, измеренные при различных толщинах мишеней  $W$  (пустые кружки) и приведенные в шкалу  $N$  как  $N = W/16$  мкм. Эта процедура, вообще говоря, является не вполне правомерной, что и видно по разбросу точек.

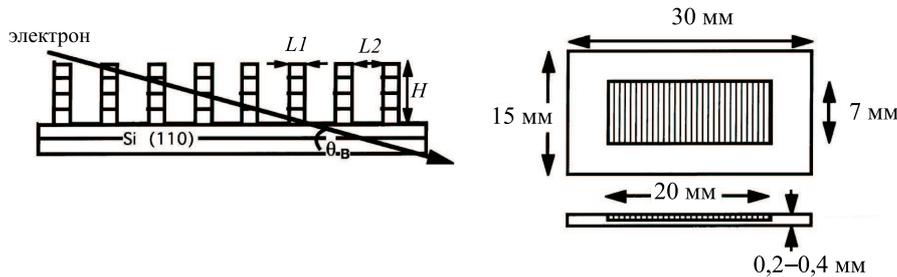


Рис. 2.5. Схема функционирования и чертеж многослойной монокристаллической мишени. Источник [59]

Заметим также, что эксперимент [58], выполненный на тех же самых мишенях, но на пучке с энергией 150 МэВ (то есть не обеспечивающем условий резонанса переходного излучения), также дал повышение выхода излучения, хотя теперь уже и не такое существенное. Тем не менее квантовый выход рентгеновского излучения в рефлекс, полученный в экспериментах [14, 56], является рекордным, и в силу этого разработки различного типа комбинированных мишеней заслуживают пристального внимания.

В частности, предложенная в [57] кремниевая мишень, изготовленная методами микроэлектроники (в этом случае анизотропным травлением) (рис. 2.5), позволяет существенно снизить трудозатраты и повысить точность изготовления по сравнению с мишенью [56]. Применение технологий микроэлектроники позволит изготавливать многослойные монокристаллические структуры для применения в низкоэнергетическом диапазоне, где толщина мишени с точки зрения требования минимизации влияния многократного рассеяния электронов должна быть порядка когерентной длины тормозного излучения  $L_{Br}$ , то есть единицы микрон.

Мишень из GaAs, аналогичная показанной на рис. 2.5, с параметрами:  $L1 = 14$  мкм,  $L2 = 28$  мкм,  $H = 100$  мкм, количество элементов – 300, изготовленная методом микролитографии, была применена на пучке с энергией 500 МэВ [59]. В этом случае так же, как и в эксперименте [56], было получено значительное ( $\sim 5 - 6$  раз) превышение выхода излучения по сравнению с выходом из монокристаллической пластины аналогичной толщины, несмотря на то что эффективное количество участвующих в процессе излучения элементов  $N_{eff} = (H/L1) ctg\theta_0$  (обозначения по рис. 2.5, слева) было всего порядка двадцати.

Еще одним вариантом искусственной структуры, в которой возможна генерация излучения по параметрическому механизму, являются рентгеновские зеркала, то есть искусственные многослойные структуры с толщинами слоев порядка длины волны рентгеновского излучения (несколько ангстрем). Возможность генерации излучения в зеркале, состоящем из расположенных на кремниевой подложке трехсот пар слоев W толщиной  $5 \text{ \AA}$  и  $V_4C$  толщиной  $7 \text{ \AA}$ , подтверждена экспериментально на пучке с энергией 500 МэВ [60], однако имеет скорее академический интерес в силу трудности изготовления таких зеркал [193]. Кроме того, их толщина недостаточна для использования на релятивистских пучках.

В нерелятивистской же области энергий, где и требуются тонкие (доли микрона) мишени, применение рентгеновского зеркала в качестве радиатора излучения могло бы стать конкурирующим с другими вариантами мишеней решением при условии возможности его изготовления на полимерной подложке, так как изготовление мишеней субмикронной толщины из естественных кристаллов тоже сталкивается с существенными технологическими трудностями.

Наряду с оптимизацией мишеней средством повышения величины потока рентгеновского излучения является увеличение эффективного количества заряженных частиц, проходящих через радиатор. Если в линейных ускорителях большие величины тока, как правило, не являются проблемой, то для значительно более компактных (при той же энергии) циклических ускорителей получение сильных токов затруднительно. В работах [61, 62] предлагается использовать многократное прохождение пучком мишени бетатрона на энергию 35 МэВ для повышения среднего тока. Моделирование и последующая экспериментальная проверка показали, что пучок приемлемого качества сохраняется даже после  $\sim 200$  проходов электронов через тонкую  $(10^{-4}-10^{-5}) \cdot X_0$  внутреннюю мишень бетатрона. Таким образом, при повышении тактовой частоты до возможных 1 кГц эффективный ток может достигать величин до 1 мА при исходном токе  $\sim 10$  нА.

Эта идея была реализована в [200]. Компактный 35 МэВ бетатрон с радиусом равновесной орбиты 245 мм и тактовой частотой 50 Гц мог генерировать перестраиваемое квазимонохроматическое (8–10 %) рентгеновское излучение на плоскостях (220) кремниевой мишени толщиной 43 мкм, плоскостях (200) мишени из пиролитического графита толщиной 400 мкм и в рентгеновском зеркале (310 пар  $W$  и  $B_4C$ ,  $d = 14,86 \text{ \AA}$ ). Отношение сигнал/фон достигало 9 и квантовый выход составил  $\sim 0,03$  фотон/электрон·ср. К сожалению, в такой установке все же не удалось получить поток рентгеновского излучения, необходимый в медицинских применениях, на что, собственно, рассчитывали авторы этих работ [201].

Выше уже обсуждалось несколько экспериментов, в которых для повышения выхода рентгеновского излучения в рефлекс использовались разного рода комбинированные мишени, что позволяло одновременно "включать" несколько механизмов излучения быстрых заряженных частиц в веществе. В работах [89, 90] пошли несколько иным путем: были найдены экспериментальные условия, обеспечивающие интерференцию двух когерентных процессов излучения в кристалле, ПРИ и когерентного тормозного излучения (КТИ). Основная часть интенсивности КТИ сосредоточена в направленном вперед конусе с углом раствора  $\sim 1/\gamma$ , угловое распределение ПРИ определяется  $\theta_{ph}^2 = \gamma^{-2} + |g'_0| + \overline{\theta_s^2}$  в брэгговском направлении. Следовательно, при достаточно низких энергиях частицы углы вылета фотонов ПРИ и КТИ становятся большими и, соответственно, при малых углах ориентации мишени  $\theta_B$  эти излучения могут интерферировать.

В [89] впервые наблюдалась такая интерференция при энергиях электронов 15 и 25 МэВ на плоскостях (220) кремниевой мишени толщиной 30 мкм. Ее проявление выразилось в асимметрии угловых распределений излучения в рефлекс. В выполненной недавно работе [90] (рис. 2.6) были получены сходные экспериментальные результаты, для интерпретации которых была разработана собственная теоретическая модель. Подчеркивается, что интерференционный член зависит от знака частицы, поэтому угловое распределение излучения позитронов должно значительно отличаться от наблюдаемого распределения излучения электронов.

В теоретической работе [91], где подробно рассмотрено излучение электронов и позитронов в условиях интерференции ПРИ и КТИ, перестройка спектрально-углового распределения излучения, зависящая от знака заряда, сводится к тому, что асимметрия угловых распределений излучения электронов и позитронов также будет противоположной, то есть максимумы поменяются местами. Кроме того, здесь же предсказывается резкое преобразование распределения поляризации суммарного излучения.

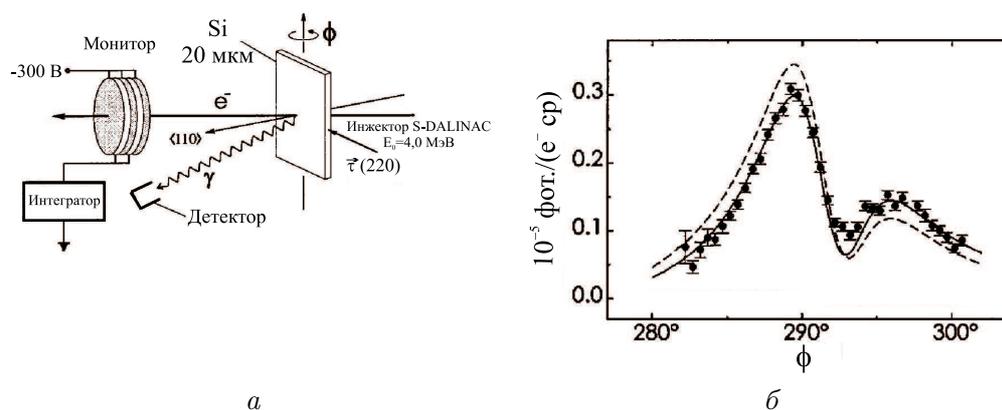


Рис. 2.6. Схема эксперимента (а) и угловое распределение (б) излучения, генерируемого на плоскостях (220) кремния электронами с энергией 4 МэВ. Пунктирная линия соответствует расчетному распределению ПРИ, точечной линией представлено распределение КТИ, сплошной линией показан расчет с учетом интерференции КТИ и ПРИ. Источник [90]

## 2.2 Монохроматичность ПРИ

Одна из важнейших особенностей ПРИ – высокая степень его монохроматичности. Естественная ширина линии ПРИ, определяемая длиной волнового пакета фотона в мишени

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_B} \sim \frac{c}{L_{eff}\omega_B \sin^2 \theta_B}$$

( $L_{eff}$  – эффективная длина формирования ПРИ) [8], может быть очень малой, до единиц и даже долей миллиэлектронвольт, то есть в относительном выражении  $\sim 10^{-7}$ – $10^{-8}$ . Это значение может быть даже меньше ширины брэгговского отражения (столика Дарвина) [68]

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_B} \sim \frac{|g_T|}{\sin^2 \theta_B},$$

определяющей естественную ширину и форму линий других типов излучения в рефлекс, в частности ДТИ. Задача измерения естественной ширины линии ПРИ состоит из двух частей: надо обеспечить условия минимального уширения линий и применить физический процесс, обеспечивающий требуемую точность измерения. Уширение линии определяется дисперсией  $\Delta\theta_D$  углов наблюдения  $\theta_D$ , которая обуславливается поперечными размерами пучка и пространственным разрешением детектора; начальным угловым распределением электронного пучка; угловым разбросом, обусловленным многократным рассеянием электронов в мишени, а также несовершенством структуры кристалла и его мозаичностью. В работах [64–66] измерения проводились методом критического поглотителя, суть которого состоит в помещении перед детектором излучения поглощающей фольги с подходящей энергией К-края. Регистрируемая в этом случае интенсивность излучения определяется сверткой исследуемой линии излучения с резко (в пределах порядка единиц эВ) меняющейся аппаратной функцией. Коэффициент поглощения по разные стороны К-края изменяется в 6–8 раз. В работах [64, 65] измерения проводились с помощью медной фольги (ширина К-края  $\sim 5$  эВ) на низкоэнергетическом пучке 6,8 МэВ на кристалле алмаза толщиной 55 мкм и рефлексе с энергией фотонов 8,98 кэВ. Полученное значение ширины линии оказалось равным 48 эВ, что объясняется большим многократным рассеянием электронов низкой энергии. В работе [66] измерения проводились

на пучке 855 МэВ микротрона МАМІ, где этот фактор уширения практически отсутствует. Схема эксперимента и изображения угловых распределений ПРИ, зарегистрированные без и при наличии критического поглотителя, изображены на рис. 2.7. Мишенью служил кристалл кремния толщиной 124 мкм с базовой плоскостью (100), расположенный таким образом, что детектор на ПЗС матрице с пространственным разрешением 22 мкм мог регистрировать после его поворота на  $+12^\circ$  рефлекс с энергией  $\sim 5$  кэВ от плоскостей (111), а после поворота на  $-23^\circ$  рефлекс с энергией  $\sim 8$  кэВ от плоскостей (220). Поглотителями служили титановая фольга толщиной 8 мкм и никелевая фольга толщиной 6 мкм с энергиями К-края соответственно 4996 и 8332 эВ. Пространственные распределения ПРИ записывались без поглотителя (рис. 2.7, б, 1) и с критическим поглотителем (рис. 2.7, б, 2). Граница темной тени в левой части распределения показывает, где энергия квантов ПРИ точно совпадает с энергией К-края поглотителя. В результате тщательной обработки данных с учетом всех геометрических факторов для энергий ПРИ, равной 4996 эВ и 8332 эВ, были получены значения ширин линий 1,2 эВ и 3,5 эВ.

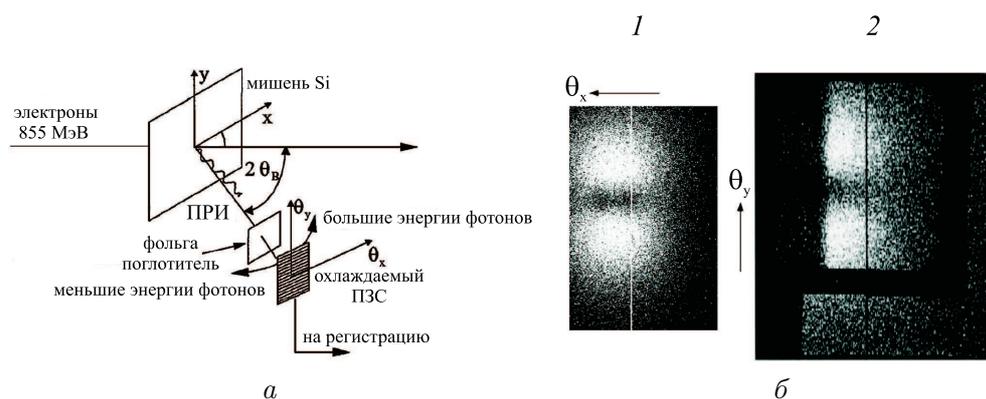


Рис. 2.7. Эксперимент по измерению ширины линии ПРИ методом критического поглотителя: *a* – схема эксперимента; *б* – двумерное пространственное распределение рефлекса (220) без поглотителя (1) и с критическим поглотителем (2). Источник [66]

В [67] описана еще более тонкая экспериментальная работа по измерению ширины линии ПРИ на высокоэнергетичном пучке в геометрии обратного отражения  $\theta \simeq \pi/2$ , то есть в условиях минимизации геометрических вкладов в уширение линий. Для

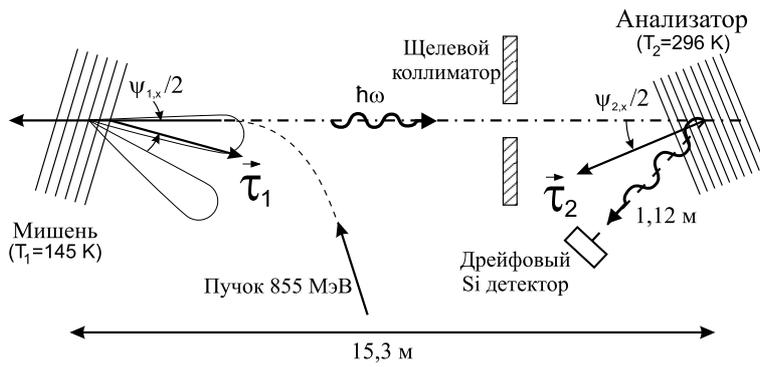


Рис. 2.8. Двухкристальная установка для измерения ширины линий ДТИ и ПРИ в геометрии обратного рассеяния. Источник [67]

детектирования излучения с высоким энергетическим разрешением в этом случае был применен кристалл-дифракционный спектрометр, где в качестве анализатора использовался монокристалл кремния. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.8.

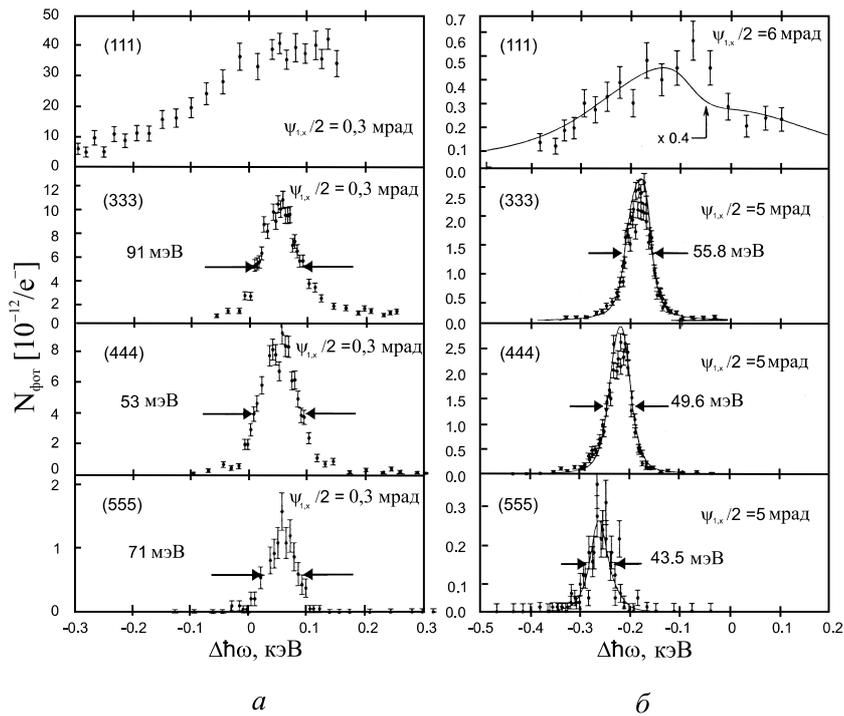


Рис. 2.9. Результаты измерения формы линий ДТИ (а) и ПРИ (б) для различных порядков отражения. Источник [67]

Предварительно были измерены угловые распределения дифрагированного тормозного излучения и ПРИ. Было установлено, что в условиях эксперимента максимумы углового распределения ДТИ и ПРИ находятся под углами относительно брэгговского направления соответственно  $1/\gamma = 0,6$  мрад и  $\theta_{ph} = \sqrt{\gamma^{-2} + |g'_0|} = 5,33$  мрад. Впоследствии форма линии измерялась как в максимуме ДТИ на угле 0,3 мрад, где вклад ПРИ минимален, и на угле 5 мрад, где ПРИ доминировало. Измеренные спектры приведены на рис. 2.9. Из них можно заключить, что линии ПРИ заметно уже линий ДТИ.

Несмотря на то что были получены весьма впечатляющие результаты, естественные ширины линий, рассчитанные для этой экспериментальной ситуации, все же значительно меньше измеренных. Это указывает на то, что многократное рассеяние электронов в условиях рассматриваемого эксперимента все равно остается доминирующим фактором уширения линий ПРИ. В этом случае остается либо работать с более легкими кристаллами, то есть алмазом или LiH, или пытаться достичь естественной ширины линий ПРИ, используя тяжелые релятивистские частицы, в первую очередь протоны высоких энергий, для которых вклад многократного рассеяния будет значительно меньшим. Попутно можно отметить, что рассмотренная работа была проведена на экспериментальном уровне, который, согласно [92, 108], можно классифицировать как "ПРИ высокого разрешения".

### 2.3 Угловые распределения ПРИ

Угловое распределение ПРИ имеет ряд характерных особенностей, отличающих его от других типов излучения релятивистских заряженных частиц в кристаллах (см. рис. 1.7, формулы (1.15)–(1.16)). В частности, интенсивность ПРИ обращается в ноль точно в брэгговском направлении. При малых углах Брэгга оно имеет вид воронки, а при  $2\theta_B = 90^\circ$  распадается на два пика, симметрично расположенных по обе стороны от плоскости, задаваемой векторами  $\vec{v}$  и  $\vec{\tau}$ .

Соответственно, попытки измерения угловых распределений ПРИ были предприняты сразу после его экспериментального обнаружения в силу необходимости дополнительного аргументирования того факта, что обнаружено было именно ПРИ. Первое прямое измерение было сделано с помощью двухкоординатного рентгеновского детектора,

состоящего из  $16 \times 16$  квадратных ионизационных камер с размером стороны 1,3 см [23]. Разработка и применение такого детектора было по тем временам существенным техническим достижением. Все же, ввиду недостаточного пространственного разрешения установки, тонкой структуры распределения в этом эксперименте измерить не удалось. Однако полученная информация позволила сделать однозначный вывод об асимметрии распределения, характерной для исследуемой геометрии генерации.

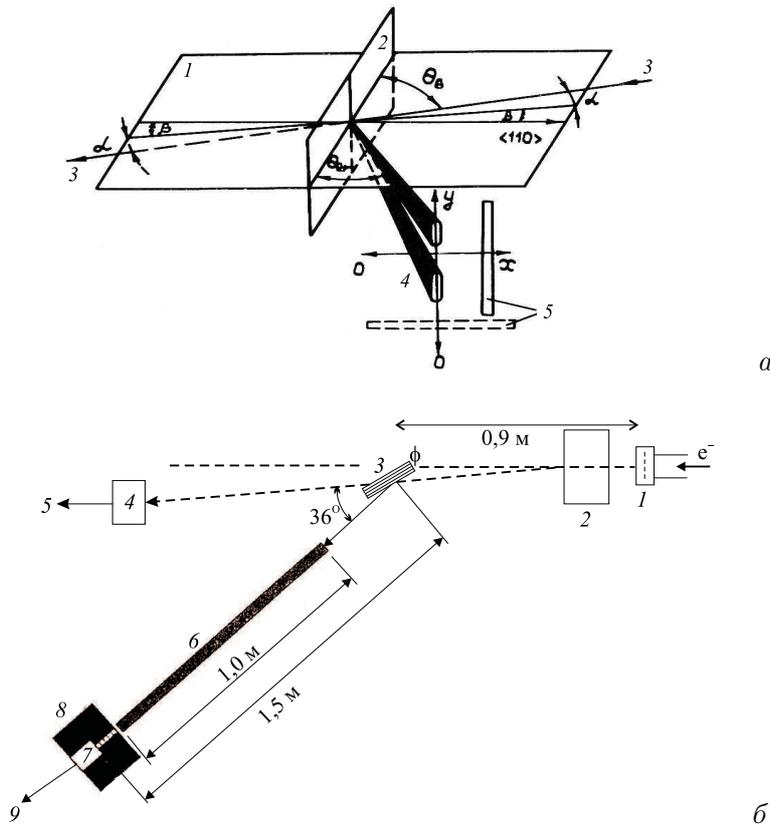


Рис. 2.10. Схемы экспериментов по исследованию угловых распределений ПРИ: *а*) 1 – плоскость (001), 2 – плоскость (110), 3 – электронный пучок, 4 – рефлекс ПРИ (400), 5 – щелевой коллиматор. Источник [71]; *б*) 1 – окно ускорителя, 2 – магнит, 3 – гониометр с мишенью, 4 – поглотитель пучка, 5 – измеритель тока пучка, 6 – труба с гелием, 7 – PIN диод, 8 – свинцовая защита, 9 – многоканальный анализатор. Источник [47]

Первые эксперименты по детальному изучению структуры угловых распределений ПРИ выполнялись совместной группой из Минска и Томска путем сканирования рефлексов сильно коллимированным детектором [111]. Далее долгое время эти измерения производились щелевым (напр. [71, 72]) либо диафрагменным (напр. [47, 73]) коллиматором в зависимости от используемого детектора и целей эксперимента. Кроме того, сканирование углового распределения можно было осуществлять как с помощью перемещения детектора (рис. 2.10, *а* [71]), так и с помощью поворота мишени при неподвижном детекторе (рис. 2.10, *б* [47]). Наконец, благодаря развитию техники регистрации рентгеновского излучения, в последнее время стали применяться различные варианты позиционно-чувствительных детекторов с ПЗС-матрицами, которые позволяют записывать угловое распределение в рефлекс полностью в одном измерении [67, 74], а не строить его из набора разверток-сканов. Это позволяет, с одной стороны, получать более качественные данные, а с другой – значительно экономить ресурсы (пучковое и рабочее время и т.п.). Пример такого распределения в черно-белом варианте, который, к сожалению, не полностью передает информацию о распределении интенсивности, приведен на рис. 2.11 [74].

После подтверждения качественных особенностей и частично количественных характеристик угловых распределений ПРИ, установленных в упомянутых выше (и других) ранних экспериментах, последующие работы изучали более сложные экспериментальные ситуации. В [72] исследовались угловые распределения излучения из радиатора ПРИ с высокой мозаичностью (пиролитического графита) большой ( $\sim 1$  мм) толщины. Было установлено, что кинематическая теория дает только качественное совпадение с результатами измерений, хотя даже сильная мозаичность  $\delta \gg \theta_{ph}$  не приводит к большому размыванию рефлекса. В работе [73] измерения с высоким угловым разрешением и для рефлексов нескольких порядков на кристаллах кремния различной толщины позволили выделить содержание дифрагированных тормозного и переходного излучений в угловых распределениях в рефлексе. Вклады всех типов излучений рассматривались некогерентно, при этом совпадение результатов измерений и расчетов оказалось удовлетворительным. При этом был сделан вывод, что поиск интерференционных эффектов должен быть продолжен. Простой учет многократного рассеяния и расходимости пучка в модифицированной кинематической модели также привел

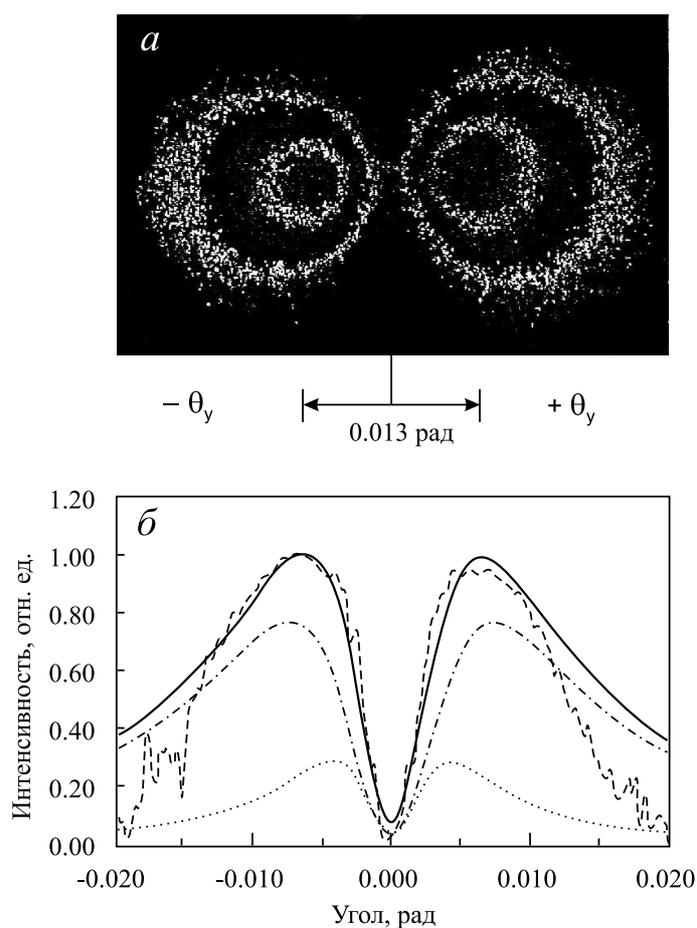


Рис. 2.11. Результаты измерения углового распределения ПРИ двумерным детектором: *a* – угловое распределение ПРИ от плоскостей (022) кристалла кремния толщиной 20 мкм при угле Брэгга  $45^\circ$ ; *б* – распределение интенсивности как функция угла  $\theta_y$ : эксперимент – пунктир, теория – распределение первой гармоники (штрих-пунктир), распределение второй гармоники (точки), суммарный вклад двух гармоник (сплошная линия). Источник [74]

к хорошему совпадению расчетных и измеренных распределений в [47] даже для очень толстого (3 мм) кристалла кремния при низкой энергии электронов, равной 100 МэВ, хотя в этих условиях надежные расчеты должны получаться только методом Монте-Карло.

Наконец, в [74] опубликован эксперимент, где независимо и одновременно было измерено угловое распределение ПРИ с помощью

детектора на ПЗС-матрице, энергия пучка была определена с помощью ВУФ детектора переходного излучения и эффективный угол расходимости пучка был измерен по угловому распределению переходного излучения с помощью оптического детектора. Таким образом, поскольку параметры углового распределения ПРИ зависят от свойств пучка (энергии, расходимости, многократного рассеяния) и диэлектрической восприимчивости кристаллической мишени, независимое измерение всех этих составляющих позволяет провести максимально полное тестирование теоретической модели. Этот весьма тщательно выполненный эксперимент также подтвердил хорошее совпадение ширины теоретических и экспериментальных угловых распределений ПРИ как минимум в диапазоне углов  $|\theta| \leq 1,5\theta_{ph}$  при малых углах многократного рассеяния электронов. Таким образом, можно присоединиться к выводу [73], что угловое распределение ПРИ с точностью 10–15% адекватно описывается кинематической теорией с учетом многократного рассеяния в широком диапазоне энергий электронов.

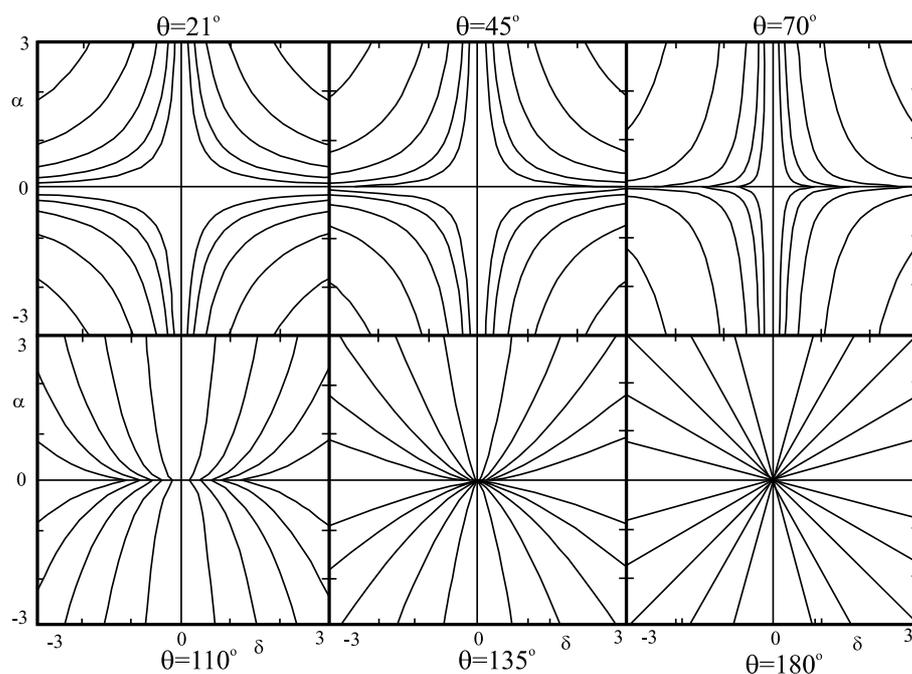


Рис. 2.12. Угловые распределения направления поляризации ПРИ для рефлексов, наблюдаемых под различными углами в передней и задней полусферах. Источник [77]

Согласно теории [29], ПРИ поляризовано. Первые экспериментальные оценки поляризационных характеристик ПРИ при угле наблюдения  $90^\circ$  были сделаны нами [111] при измерениях зависимостей распределения интенсивности излучения от азимутальной угловой переменной (при вращении детектора со щелевым коллиматором) согласно соотношению (1.18). Подробнее эти результаты будут изложены в гл. 3. Далее прямое измерение поляризации ПРИ было выполнено с применением комптоновского поляриметра [75, 76] в трех (одной центральной и двух периферических) локальных областях рефлекса на плоскостях (220) кремния под углом  $2\theta_B = 19^\circ$ . Была установлена высокая ( $\sim 0,8$ ) степень линейной поляризации при внеосевой коллимации в плоскости рассеяния и под углом  $45^\circ$  к ней. Низкая производительность измерений не позволила систематически исследовать поляризационные характеристики ПРИ по этой методике, однако по этим двум измерениям было сделано предположение, что плоскость поляризации ПРИ имеет радиальное распределение относительно направления вылета фотона, что аналогично обычному черенковскому излучению.

Однако анализ (напр. [77]) показывает, что это распределение существенно сложнее. Так, угол поляризации  $\Psi$  (то есть угол между плоскостью поляризации и плоскостью излучения, определяемый вектором скорости электронов  $\vec{v}$  и волновым вектором фотонов ПРИ  $\vec{k}$ ), описываемый в ультрарелятивистском пределе соотношением

$$\Psi = \vec{k} \cdot \arctg \frac{\vec{g} \cdot [\vec{v} \times \vec{k}]}{(\vec{v} \cdot \vec{k}) (\vec{g} \cdot (\vec{v} + \vec{k}))},$$

проявляет разное поведение при наблюдении ПРИ в передней ( $2\theta_B < 90^\circ$ ) и задней ( $2\theta_B > 90^\circ$ ) полусферах (рис. 2.12). Предложение нового экспериментального метода, использующего направленные свойства фотоэффекта в ПЗС-матрице, дало возможность провести подробные исследования свойств поляризации ПРИ [78–80].

Геометрия экспериментов по измерению поляризации ПРИ с помощью ПЗС-поляриметра приведена на рис. 2.13, *a*. Выбор этой геометрии был обусловлен двумя факторами: близостью к геометрии, реализованной в [75, 76], что должно было облегчить сравнение этих экспериментов, и большой энергией ПРИ, что обеспечивало достаточную эффективность поляриметра.

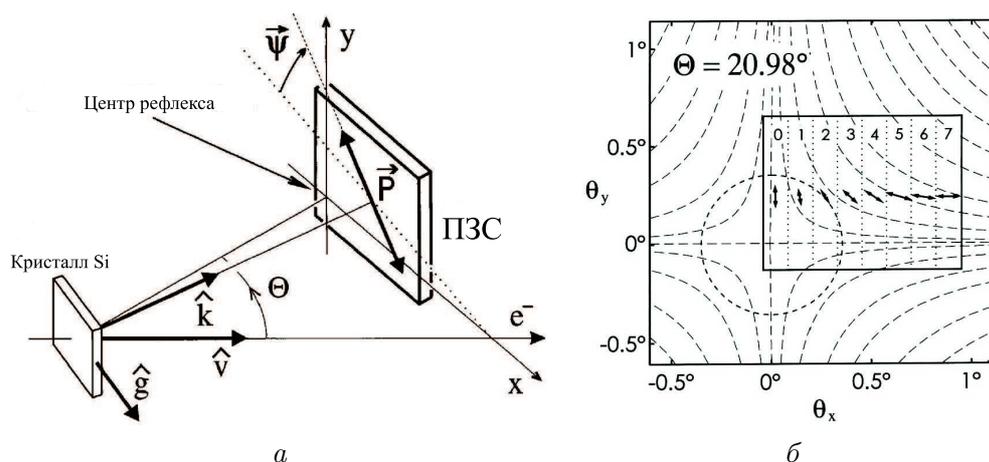


Рис. 2.13. Схема эксперимента по исследованию поляризации ПРИ: *a* – показаны кремниевая мишень, электронный пучок, ПЗС-поляриметр, а также углы и вектора, характеризующие геометрию измерений. Источник [80]; *б* – измеренное и рассчитанное (ср. рис. 2.12, левый верхний квадрант) угловое распределение направления поляризации ПРИ. Прямоугольник показывает расположение ПЗС-поляриметра относительно рефлекса. Измерения были проведены в восьми (0–7) прилегающих областях, жирные стрелки отображают направление поляризации. Источник [79]

Тщательно выполненный сложный эксперимент [78–80], подтвердивший "гиперболическое" распределение поляризации ПРИ в передней полусфере, к сожалению, не получил дальнейшего продолжения, хотя авторы выражали желание сделать измерения рефлексов и под другими углами, особенно в направлении  $2\theta_B = 90^\circ$ , ошибочно заявляя, что этого ранее еще никто не делал. В целом все эксперименты подтвердили высокую степень поляризации (в пределе стопроцентную) при сильной коллимации детектора и выбора периферийной части рефлекса за пределами  $\theta_{ph}$ , обозначенного, в частности, кругом на рис. 2.13, *б* для эксперимента [78–80].

## 2.4 Динамические эффекты в ПРИ

Теория Барышевского и Феранчука определяет ПРИ как квазичеренковское излучение в рентгеновском диапазоне, возникающее в условиях динамической дифракции электромагнитного

поля быстрой заряженной частицы, что делает эффективный показатель преломления среды большим единицы. В некоторых экспериментальных ситуациях (например, в рассмотренных выше симметричных геометриях, излучении вдали от полос поглощения и т. п.) кинематическое приближение дает неплохое согласие с экспериментами, однако в определенных случаях (наблюдение ПРИ под малыми углами к скорости частиц (ПРИ "вперед", ПРИВ) или в геометрии обратного отражения [67]) кинематический подход принципиально неприменим. Так, согласно кинематическим теориям, фотонов, испускаемых вперед по черенковскому механизму, не существует. Согласно динамическому подходу [81], каждому фотону с частотой  $\omega$ , испущенному на большой угол (в рефлекс), соответствует фотон той же самой частоты, испускаемый "вперед", в малый угол  $\theta \leq 1/\gamma$  относительно направления скорости частиц. Частота этого фотона не зависит от энергии частицы, в отличие от механизма резонансного излучения [17], когда частота фотонов пропорциональна  $\gamma^2$ , и наличием которого пытались объяснить расхождение теории и эксперимента в [37].

Таким образом, наблюдение рефлекса ПРИВ могло бы подвести черту под дискуссией о его происхождении как разновидности излучения Вавилова–Черенкова в рентгеновском диапазоне. К сожалению, такой эксперимент сопряжен с существенными техническими трудностями, и история поиска ПРИВ насчитывает уже почти двадцать лет, начиная с неудачного эксперимента [87] и заканчивая уже современной попыткой [82]. Детальный теоретический анализ [29, 32, 81] позволил определить параметры экспериментальной установки, необходимые для наблюдения пика ПРИВ. В первую очередь, это требование к высокому разрешению детектора. Основная трудность – недостаточное энергетическое разрешение рентгеновских детекторов ( $\Delta\omega \geq 120\text{--}150$  эВ) по сравнению с шириной линий спектра ПРИ. Регистрация такими детекторами приводит к усреднению вклада ПРИВ на фоне широкополосных вкладов тормозного и переходного излучений в суммарный наблюдаемый сигнал. Таким образом, такой эксперимент может быть поставлен только с использованием рентгеновской техники высокого разрешения, а именно кристалл-дифракционных спектрометров, применение которых в ускорительном зале требует весьма большого экспериментального искусства. Недавно были опубликованы результаты двух экспериментов [83, 84], в которых было объявлено о наблюдении ПРИВ. Поскольку это лишь первая

информация о полученных результатах, однозначное признание факта наблюдения ПРИВ будет дано позже, после тщательной теоретической интерпретации результатов этих сложных экспериментов.

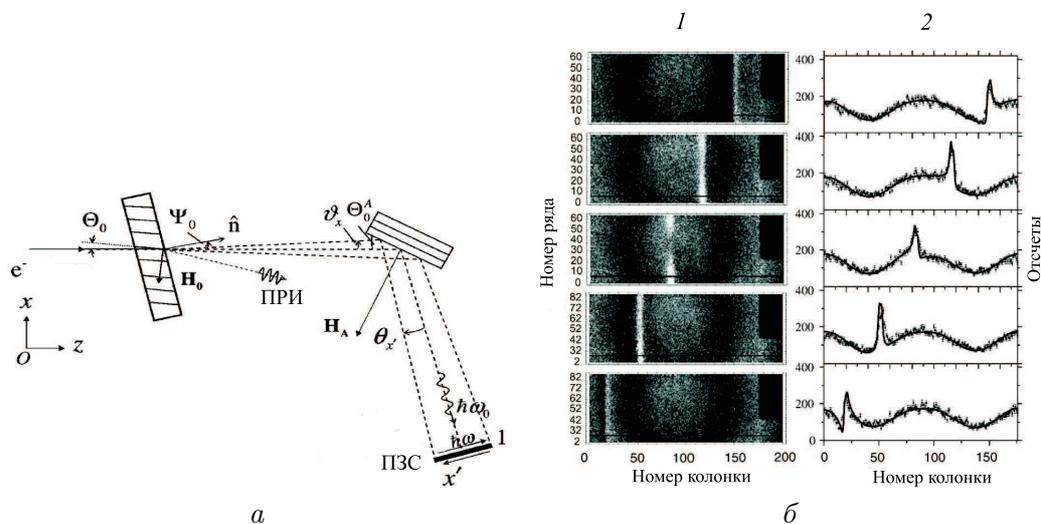


Рис. 2.14. Эксперимент по наблюдению ПРИВ на микротроне МАМІ: *a* – схема эксперимента; *б* – результаты измерений. 1 – двумерные распределения интенсивности излучения по поверхности ПЗС-детектора при различных углах поворота мишени относительно пучка; 2 – точками представлены одномерные распределения интенсивности, взятые из 50-го ряда ПЗС-матрицы и отфильтрованные с помощью энергетического окна, соответствующего отражению анализатора, сплошной линией представлены результаты предварительного расчета по динамической теории. Источник [83]

Эксперимент [83] (рис. 2.14, *a*) был проведен на электронном пучке микротрона МАМІ (Mainz, Германия). Электроны с энергией 855 МэВ (ток 70 нА) генерировали ПРИВ с энергией 12,556 кэВ при падении под углом Брэгга, равным  $9,059^\circ$  на плоскости  $(11\bar{1})$  кремниевой мишени толщиной 56 мкм. Кристалл-монокроматор представлял собой плоский кремниевый кристалл, размещенный на расстоянии 5,5 м от мишени. Идущее вперед излучение отражалось от плоскостей  $(333)$  в брэгговской геометрии под углом  $28,219^\circ$  и детектировалось двумерным позиционно-чувствительным детектором на базе ПЗС-матрицы с размерами пикселя  $150 \times 150$  мкм<sup>2</sup>, расположенным на расстоянии 5,5 м от монокроматора. Эта схема детектирования позволила одновременно

регистрировать энергию излучения с разрешением  $10^{-5}$  и его угловое распределение в диапазонах  $\Delta\theta_x = \pm 1,4$  мрад горизонтально и  $\Delta\theta_x = \pm 0,45$  мрад вертикально.

Результаты измерений приведены на рис. 2.14, б. Основной особенностью приведенных спектров являются структуры интерференционного типа, возникающие в направлении брэгговского отражения анализатора и перемещающиеся при вращении мишени.

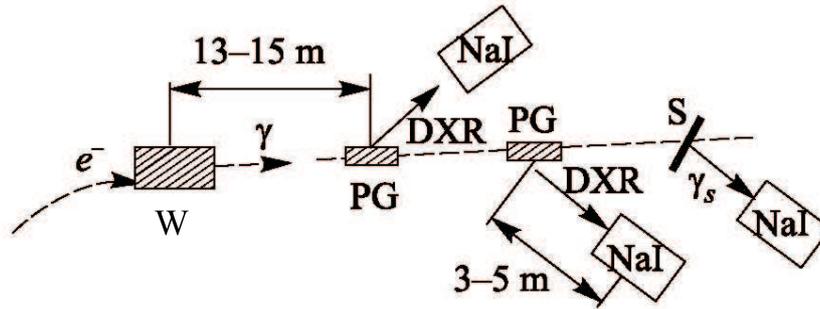


Рис. 2.15. Схема эксперимента по наблюдению ПРИВ на синхротроне СИРИУС: W – мишень из вольфрама; PG – анализаторы из пиролитического графита; NaI – спектрометры на основе NaI(Tl); S – комптоновский рассеиватель; DXR – дифрагированное рентгеновское излучение. Источник [84]

Авторы [83] интерпретируют эти структуры как проявление регистрации ПРИВ, однако признают, что результаты эксперимента не однозначны и требуют подробного теоретического анализа. Это связано с тем, что, помимо ПРИВ, пикообразная структура может формироваться при интерференции переходного излучения, возникающего на входной и выходной поверхностях тонкой мишени. Добавим также, что ПРИВ имеет характерный угол излучения [81, 8]

$$\theta_{ph} \approx \frac{1}{\sqrt{3}} \left( \gamma^{-2} + |g'_0| \right)^{1/2},$$

равный в рассматриваемом случае  $\sim 0,6$  мрад и поэтому сравнимый с угловой апертурой детектора. Исходя из этого, зарегистрированное двумерное распределение интенсивности, вероятно, должно было бы иметь вид фрагмента концентрической структуры, а не быть линейной, как на рис. 2.14, б.

Авторы работы [84], также посвященной поиску ПРИВ, подвергают сомнению факт обнаружения излучения в эксперименте [83] и

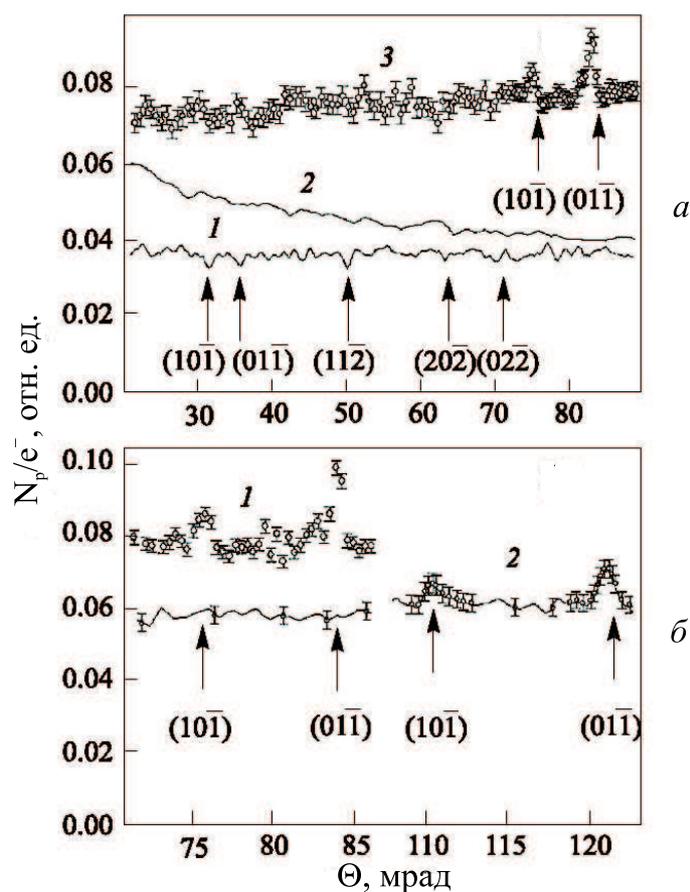


Рис. 2.16. Ориентационные зависимости: а)  $\omega = 95$  кэВ – кривая 1;  $\omega = 40$  кэВ – кривая 2;  $\omega \geq 0,5$  МэВ – кривая 3; б)  $\omega = 40$  кэВ – кривая 1;  $\omega = 28,3$  кэВ – кривая 2. Источник [84]

предлагают собственную методику поиска ПРИВ с использованием толстой мишени из вольфрама. Применение такой мишени по их словам позволяет избежать интерференции переходного излучения, увеличить ширину линий ПРИВ и работать с более жесткими фотонами. Это требование немаловажно, так как расстояния между мишенью и схемой детектирования достаточно велики (рис. 2.15) и поглощение в воздухе мягких квантов значительно ухудшает отношение сигнал/фон. Однако в ситуации с толстой мишенью, изготовленной из материала с большим  $Z$ , сильно возрастает многократное рассеяние и, как следствие, фон тормозного излучения. Эксперимент, показанный на рис. 2.15, реализует методику измерения зависимости интенсивности излучения

вперед в узком спектральном диапазоне как функции угла поворота кристалла. В процессе измерений одновременно регистрировался выход фотонов с энергиями 28, 40, 67, 95 и 97 кэВ. Комптоновский спектрометр, состоящий из рассеивателя S и детектора, измерял выход фотонов с энергией большей 0,5 МэВ для контроля вклада излучения при плоскостном каналировании и для ориентирования мишени относительно пучка. К сожалению, энергетическое разрешение примененных кристалл-дифракционных спектрометров было не велико, порядка одного процента, то есть на уровне стандартного ППД детектора (напр. [88]), но с точки зрения регистрации в узком спектральном интервале их применение является оправданным в силу высокой спектральной яркости ПРИ.

В измеренных ориентационных зависимостях для энергий 28 и 40 кэВ (рис. 2.16) хорошо заметны максимумы, положения которых зависят от условий Брэгга для фотонов различных энергий. Поскольку толщина кристалла (410 мкм) существенно превышает длины поглощения соответствующих фотонов (42 и 19 мкм), то можно уверенно считать, что пики в ориентационных зависимостях обусловлены излучением, порождаемым внутри кристаллической мишени. Единственный известный механизм излучения электронов в кристаллах, обладающий такими свойствами, это ПРИ "вперед" [81].

## 2.5 Применение ПРИ

В заключение обзора экспериментов с ПРИ упомянем начальные, не получившие пока развития, эксперименты по генерации ПРИ в мишени, подверженной воздействию ультразвука [104] (теория этого эффекта хорошо разработана в [105, 106]), и по изучению влияния температуры мишени на параметры излучения [107].

Вообще говоря, интерес к исследованиям ПРИ, помимо чисто фундаментального интереса к физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, постоянно поддерживается потенциальной возможностью применения ПРИ в качестве источника перестраиваемого монохроматического рентгеновского излучения. Применение такого источника могло бы быть востребовано в первую очередь для исследований, в которых применяется синхротронное излучение. Поскольку количество синхротронных источников в мире сейчас всего только порядка сорока [101], появление альтернативного, более доступного источника мягкого перестраиваемого рентгеновско-

го излучения определенно вызвало бы активизацию исследований, сдерживаемых в настоящее время ограниченной доступностью и дороговизной синхротронов. Предложения по применению ПРИ простираются от кристаллографии [98–100], медицины (напр. [38]), диагностики пучков заряженных частиц (напр. [126, 150]) до такой экзотической идеи, как калибровка рентгеновских космических телескопов [102]. Подводя итоги обзора, следует констатировать, что, без сомнения, исследования ПРИ, особенно на пучках низких энергий, и в настоящее время продолжают оставаться актуальными как с фундаментальной точки зрения, так и с точки зрения возможного развития высоких рентгеновских технологий.

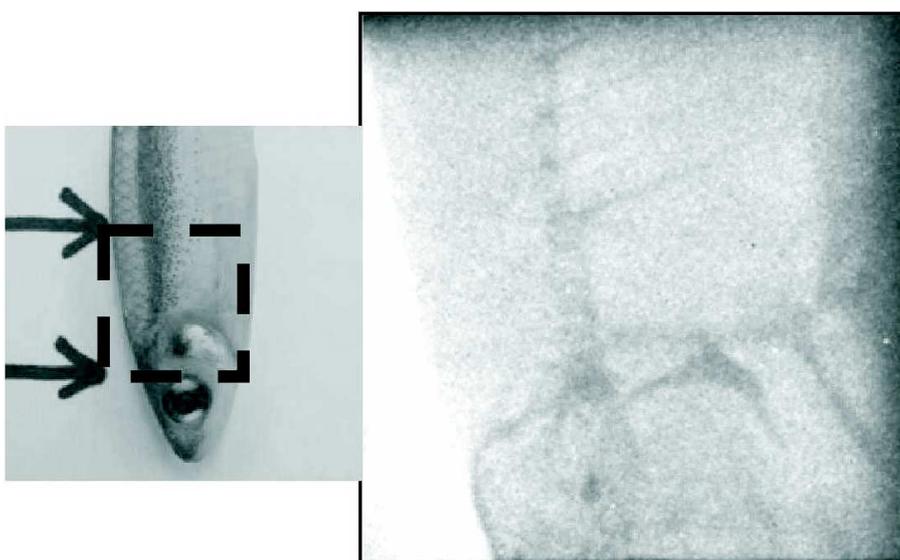


Рис. 2.17. Рентгеновский снимок небольшой рыбы, полученный с помощью ПРИ частотой 16,6 кэВ из мишени LiF (220) на пучке электронов с энергией 60 МэВ при токе 2,6 мкА. Источник [179]

Экспериментальное исследование свойств и характеристик ПРИ в течение двадцати лет позволило достаточно подробно изучить многие фундаментальные аспекты этого излучения и близких к нему механизмов генерации рентгеновского излучения релятивистскими заряженными частицами. Более того, эволюция экспериментальной техники позволяет говорить о развитии такого экспериментального направления, как "параметрическое рентгеновское излучение высокого разрешения".

Однако по ряду причин, в первую очередь из-за недостаточно высокого интегрального выхода излучения, до настоящего времени не было предложено коммерчески доступных реализаций монохроматического перестраиваемого остронаправленного рентгеновского источника. Появление же такого источника было бы весьма существенным фактором развития современных технологий.

Тем не менее совсем недавно появились первые публикации, в которых сообщается уже не только об исследовании физики генерации ПРИ, но и даются примеры его применения, реализованные экспериментально. На рис. 2.17 [179] показан первый в мире рентгеновский снимок, полученный с помощью ПРИ. Детекторный тракт был основан на ПЗС-матрице. Оптимальные условия (16,6 кэВ) для получения снимка этого конкретного объекта были подобраны точной подстройкой частоты ПРИ. Увеличение энергии излучения относительно оптимальной приводит к деградации контраста, а уменьшение – к ухудшению отношения сигнал/шум в детектируемом сигнале.

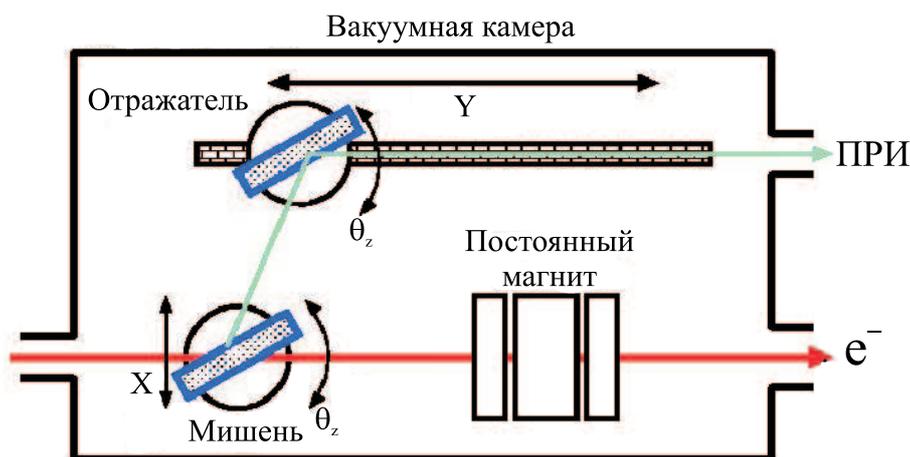


Рис. 2.18. Концепция генератора ПРИ на ускорителе LEBRA. Источник [180]

Оригинальный прототип генератора ПРИ с двухкристалльным выводом излучения реализован на ускорителе LEBRA (Nihon University, Япония) с параметрами: энергия пучка – 125 МэВ; ток пучка импульсный – 100 мА, средний – 25 мкА [180]. Его концепция приведена на рис. 2.18. Такое построение генератора имеет ряд преимуществ перед однокристалльной схемой: при перестройке частоты

источник излучения и его выход находится всегда в одних и тех же точках, причем удаленных от трассы пучка, вблизи которой всегда присутствует существенный фон; применение второго кристалла позволяет отфильтровать гармоники выше рабочей частоты. Генератор ПРИ может перестраиваться в диапазоне 3,95–22,6 кэВ при генерации на мишени Si (111) и в диапазоне 6,46–37,0 кэВ при генерации на мишени Si (220). Толщина мишеней 100 мкм, монохроматичность, измеренная в фокусе,  $\Delta E/E=(5-10)\cdot 10^{-4}$ .

С помощью этого генератора ПРИ были получены не только высококонтрастные рентгеновские изображения объектов различной природы (рис. 2.19), но и записаны спектры рентгеновской флуоресценции нескольких веществ, а также спектры тонкой структуры поглощения рентгеновского излучения (x-ray absorption fine structure – XAFS), рис. 2.20.

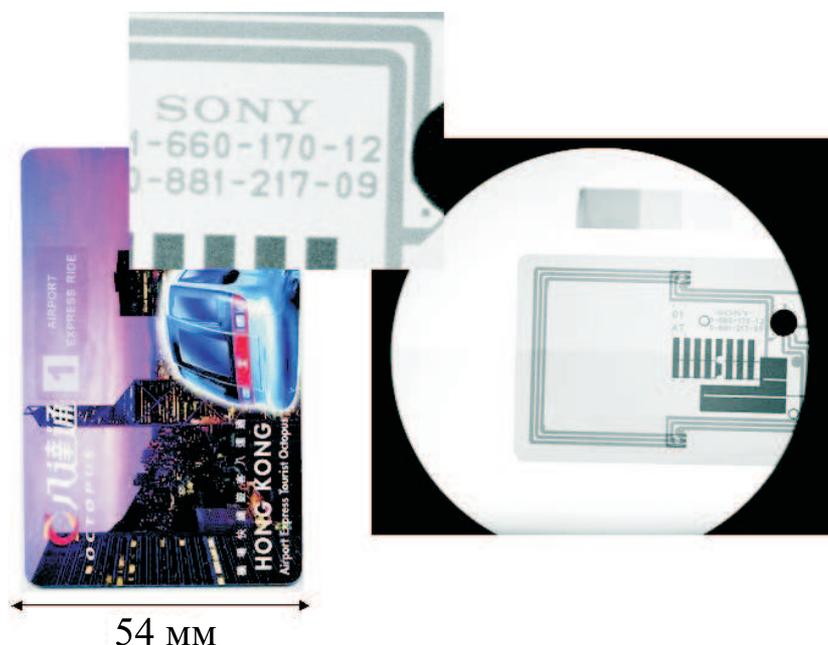


Рис. 2.19. Рентгенограмма смарт-карты, полученная с помощью генератора ПРИ. Источник [180]

Рентгеновская спектроскопия XAFS представляет собой весьма востребованный в современных материаловедении, химии, биологии и экологии высокоинформативный метод изучения тонкой структуры линий рентгеновского поглощения, обусловленной модуляцией

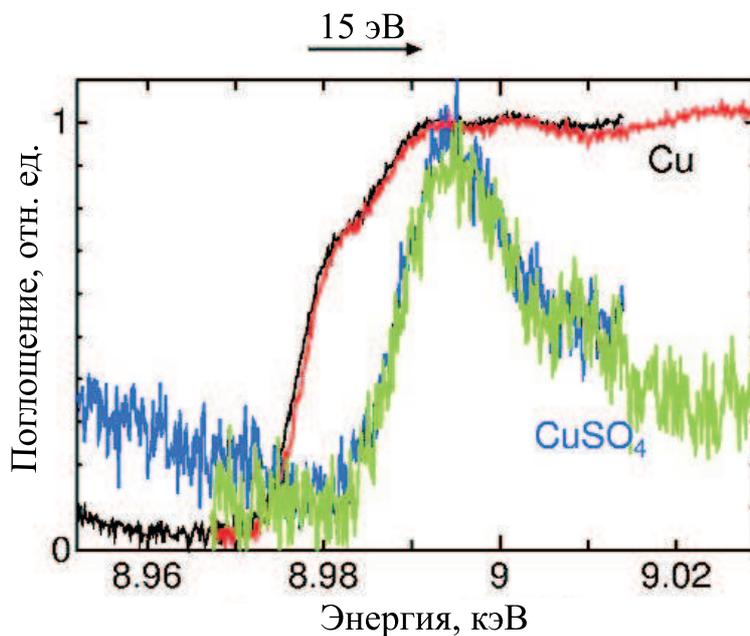


Рис. 2.20. Спектры тонкой структуры К-краев Cu и CuSO<sub>4</sub>, полученные с помощью генератора ПРИ. Источник [180]

вероятности рентгеновского поглощения из-за химического и физического состояния атома [192]. Для измерений XAFS, выполняемых в настоящее время преимущественно на синхротронных рентгеновских источниках, требуется высокая интенсивность, монохроматичность и перестройка частоты излучения, а также остро направленные пучки. Измеренная средняя яркость источника ПРИ на линейном ускорителе LEBRA ( $\sim 10^9$  (фот./с·мрад<sup>2</sup> на уровне 0,1%)) оказалась порядка яркости мощной рентгеновской трубки с вращающимся анодом, а импульсная яркость ( $\sim 10^{12}$  (фот./с·мрад<sup>2</sup> на уровне 0,1%)) сравнима с яркостью синхротрона второго поколения.

Учитывая, что наиболее реальным способом повысить интенсивность источника ПРИ до требуемых в практических приложениях величин представляется повышение тока пучка, что в свою очередь возможно только при понижении энергии частиц, наиболее актуальным направлением исследований сейчас являются эксперименты на пучках низких энергий. В связи с этим важным

представляется изучение влияния многократного рассеяния частиц на процесс генерации и свойства источника, влияние температуры мишени, определение зависимости интенсивности излучения от энергии частиц, выбор оптимального материала и толщины мишени. Кроме того, необходимо экспериментально исследовать и другие возможности повышения интенсивности и спектральной яркости излучения: генерацию в режиме многоволновой дифракции излучаемых фотонов; излучение тяжелых заряженных частиц, поскольку интенсивность излучения пропорциональна квадрату заряда, а многократное рассеяние подавлено; излучение при наличии ультразвука; комбинированное излучение в сложных мишенях. Некоторые из перечисленных проблем будут подробнее освещены в последующих главах.

## ГЛАВА 3

# ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВУХВОЛНОВОЙ ГЕОМЕТРИИ ГЕНЕРАЦИИ

---

### 3.1 Установка для исследования ПРИ на синхротроне СИРИУС

Большая часть первых экспериментальных исследований ПРИ была проведена на пучке синхротрона СИРИУС (НИИ ядерной физики Томского политехнического университета, г. Томск, Россия). Его с полным правом можно назвать "фабрикой экспериментов с ПРИ". Часть экспериментов, выполненных физиками БГУ, также ставилась на этой установке в качестве пользователей. Ниже рассмотрим их подробнее. Схема экспериментальной установки с использованием внутреннего пучка электронного синхротрона СИРИУС приведена на рис. 3.1.

Пучок имел следующие параметры: энергия могла регулироваться в диапазоне 250–900 МэВ; разброс электронов по энергиям составлял  $\pm 0,5\%$ ; угловая расходимость была порядка  $10^{-4}$  рад. Пучок ускоряется до выхода на равновесную орбиту радиусом 423 см, после медленных (длительностью  $\sim 15$  мс) сбросов напряженности ускоряющего СВЧ-поля с частотой 4 Гц электроны начинали двигаться по спирали и попадали на край мишени, расположенной на радиусе 416,5 см. Временные параметры сброса контролировались по форме сигнала датчика синхротронного излучения. Число электронов,

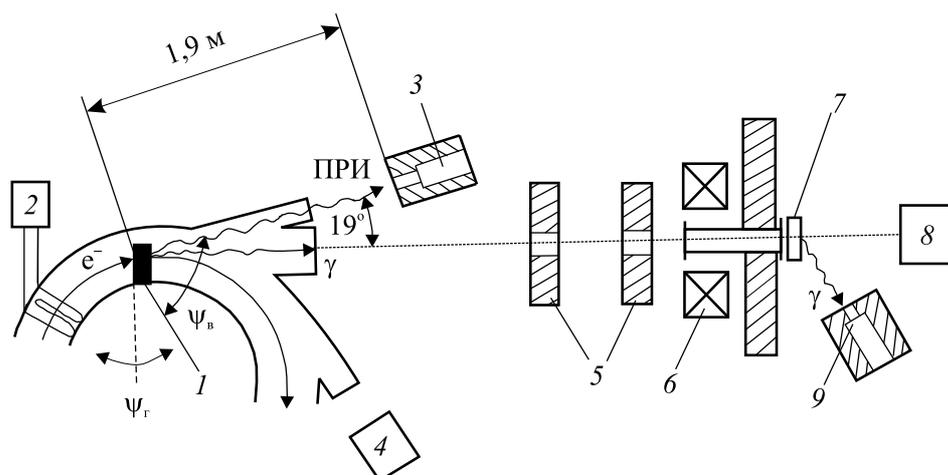


Рис. 3.1. Схема установки: 1 – кристаллическая мишень; 2 – индукционный датчик тока; 3 – детектор ПРИ в защите; 4 – датчик синхротронного излучения; 5 – коллиматоры; 6 – магнит; 7 – рассеиватель; 8 – квантометр; 9 – детектор комптоновского спектрометра в защите

попадающих на мишень за один сброс, выбиралось таким, чтобы не вызывать перегрузки детектора, и составляло  $\sim (10^5-10^6)$  частиц. Характерные размеры пучка на мишени были определены по распределению потемнения поверхности кристалла алмаза после прохождения  $\sim 10^{16}$  электронов и составляли: по горизонтали 0,8 мм, по вертикали 0,65 мм.

Мониторинг тока пучка производился индукционным датчиком тока (погрешность  $\sim 5\%$ ) и датчиком синхротронного излучения (погрешность  $\sim 20\%$ ). Число электронов, прошедших через мишень, определялось с погрешностью  $\sim 20\%$  по регистрируемому гамма-квантометром [188] полному выходу тормозного излучения "вперед" в предположении совпадения радиационных потерь электронов в неориентированном кристалле и аморфной мишени.

Кристаллическая мишень крепилась в двухосевом гониометре с вакуум-плотным вводом в камеру синхротрона, обеспечивающем угловой шаг при вращении вокруг вертикальной оси, равный  $3,6 \cdot 10^{-5}$  рад и вокруг горизонтальной оси  $10^{-5}$  рад. Излучение могло выводиться через окна, расположенные под углами 90, 19, 10, 5 и 0 градусов относительно направления движения электронов.

Ввиду малых угловых расходимостей пучка ПРИ ( $\sim 0,1-1$  мрад),

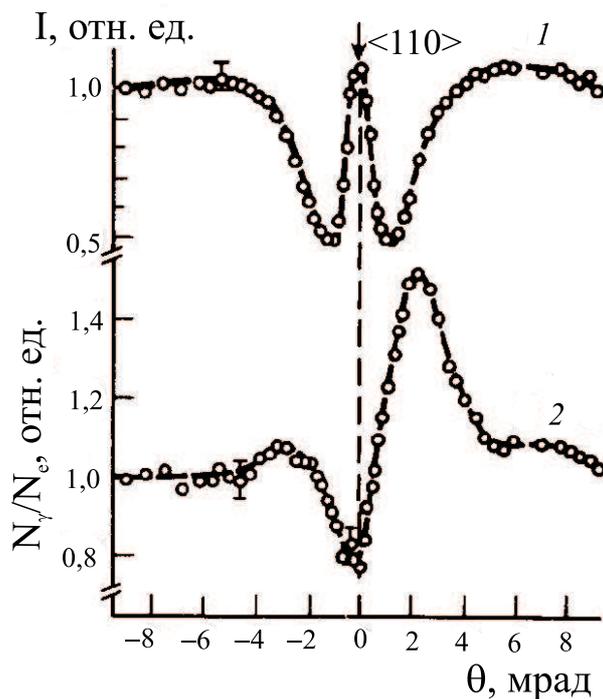


Рис. 3.2. Ориентационные зависимости тормозного излучения (кривая 1) и излучения при каналировании (кривая 2) в геометрии эксперимента [22], приведенной на рис. 1.1

больших расстояний между мишенью и детекторами ( $\sim 2$  м), а также коллимации излучения окнами синхротрона и радиационной защитой детектора ПРИ, проблема установки геометрии эксперимента не была тривиальной. Она решалась в несколько итераций. Первый этап производился в развакуумированной камере ускорителя с помощью луча гелий-неонового лазера, пропущенного по ранее провешенной оси пучка тормозного излучения. Далее юстировка проводилась на пучке по ориентационным зависимостям жесткого тормозного излучения и излучения при каналировании, рис. 3.2. Измерение ориентационной зависимости тока квантометра от угла вращения мишени позволяет с точностью до долей угла Линдхарда совместить базовую ось мишени с осью пучка (кривая 1). Критерием попадания электронов пучка в режим осевого каналирования являлось значительное возрастание выхода излучения в мягкой области спектра ( $\omega \leq 0,01E_e$ ), измеряемого комптоновским спектрометром (кривая 2). Некоторое отличие в углах

выхода излучений может объясняться как небольшой разъюстировкой установки, так и различными механизмами формирования тормозного и каналированного излучений [189]. Наконец, финальная юстировка производилась непосредственно по интенсивности сигнала ПРИ, регистрируемого детектором мягкого рентгеновского излучения.

Для регистрации ПРИ нами в основном использовались газовые пропорциональные счетчики: широкоапертурный отпаянный R<sub>x</sub>XeBe и проточный координато-чувствительный РКД-1. В силу того что большинство экспериментов проводилось при энергиях регистрируемых квантов ПРИ в диапазоне 6–25 кэВ, пропорциональные детекторы имели преимущество перед сцинтилляционными рентгеновскими детекторами за счет своего более высокого спектрального разрешения. Использованный нами несколько раз полупроводниковый Si(Li) детектор из-за крупногабаритного сосуда Дьюара для жидкого азота создавал большие проблемы с его защитой от фонового излучения. Кроме того, его малая площадь чувствительной области не позволяла проводить измерения квантового выхода ПРИ, а низкая нагрузочная способность приводила к необходимости сильно уменьшать рабочий ток пучка, то есть переводить синхротрон в неустойчивый режим работы.

Таким образом, большинство результатов, рассмотренных в текущей главе, было получено с помощью пропорциональных детекторов, основные характеристики которых приведены ниже.

Детектор R<sub>x</sub>XeBe (производство Polon, Польша) предназначен для регистрации рентгеновских квантов в диапазоне 2,3–80 кэВ. Наполнение детектора – ксенон с добавкой Kr+H<sub>2</sub> под давлением 40 мм. рт. ст. Диаметр входного окна из бериллия толщиной 300 мкм – 50 мм. Энергетическое разрешение по линии FeK<sub>α</sub> (6,5 кэВ) – 16 %, по линии MoK<sub>α</sub> (17,5 кэВ) – 11 %. Эффективность регистрации в области мягче 18 кэВ более 80 %. Скорость счета до 5 · 10<sup>4</sup> имп/с.

Детектор РКД-1 предназначен для регистрации спектральных и пространственных распределений рентгеновского излучения в диапазоне энергий 4–17 кэВ. Рабочее окно имеет размеры 2,5 × 10 мм<sup>2</sup>. Рабочая газовая смесь 90 %Xe+10 %CH<sub>4</sub> при атмосферном давлении прокачивается с темпом 1–3 дм<sup>3</sup> в час. Энергетическое разрешение по линии CuK<sub>α</sub> (8,04 кэВ) – 21 %. Эффективность регистрации – не менее 60 % для линии CuK<sub>α</sub> и не менее 12 % для линии MoK<sub>α</sub>. Пространственное разрешение ~150 мкм, скорость счета до 5 · 10<sup>3</sup> имп/с.

Сигналы с детекторов ПРИ регистрировались многоканальным анализатором на базе АЦП в стандарте КАМАК и персональной

ЭВМ. Информация с датчиков тока также оцифровывалась АЦП и фиксировалась в файлах данных для дальнейшей нормировки экспериментальных данных. Программное обеспечение позволяло производить запись, отображение и распечатку информации, а также выполнять минимальную первичную обработку спектров и управлять системой сканирования детектора. Для юстировки мишени относительно пучка по ориентационным зависимостям излучений при каналировании нами использовалась аппаратура, разработанная в НИИ ядерной физики Томского политехнического университета, коротко описанная выше и отображенная на рис. 3.1.

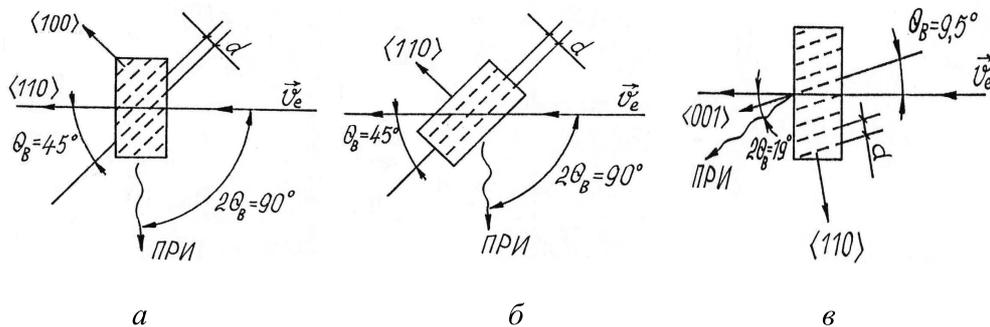


Рис. 3.3. Варианты геометрий экспериментов с ПРИ: *а* – генерация ПРИ в геометрии ПАД на плоскостях (100) алмаза под углом  $2\theta_B = 90^\circ$ ; *б* – генерация ПРИ в геометрии Брэгга на плоскостях (110) алмаза под углом  $2\theta_B = 90^\circ$ ; *в* – генерация ПРИ в геометрии Лауэ на плоскостях (110) кремния под углом  $2\theta_B = 19^\circ$

Исследования ПРИ на синхротроне СИРИУС производились для двух углов наблюдения  $2\theta_B = 90^\circ$  и  $2\theta_B = 19^\circ$  в силу конструкции вакуумной камеры ускорителя, в которой предусмотрен дискретный набор окон для вывода излучений. Окна, расположенные под углами 5 и  $10^\circ$ , нами не использовались, так как под малыми углами относительно направления пучка существенно увеличивается фон тормозного и синхротронного излучения. Кроме того, из-за дополнительного увеличения расстояния между детектором ПРИ и мишенью процедура юстировки значительно усложняется.

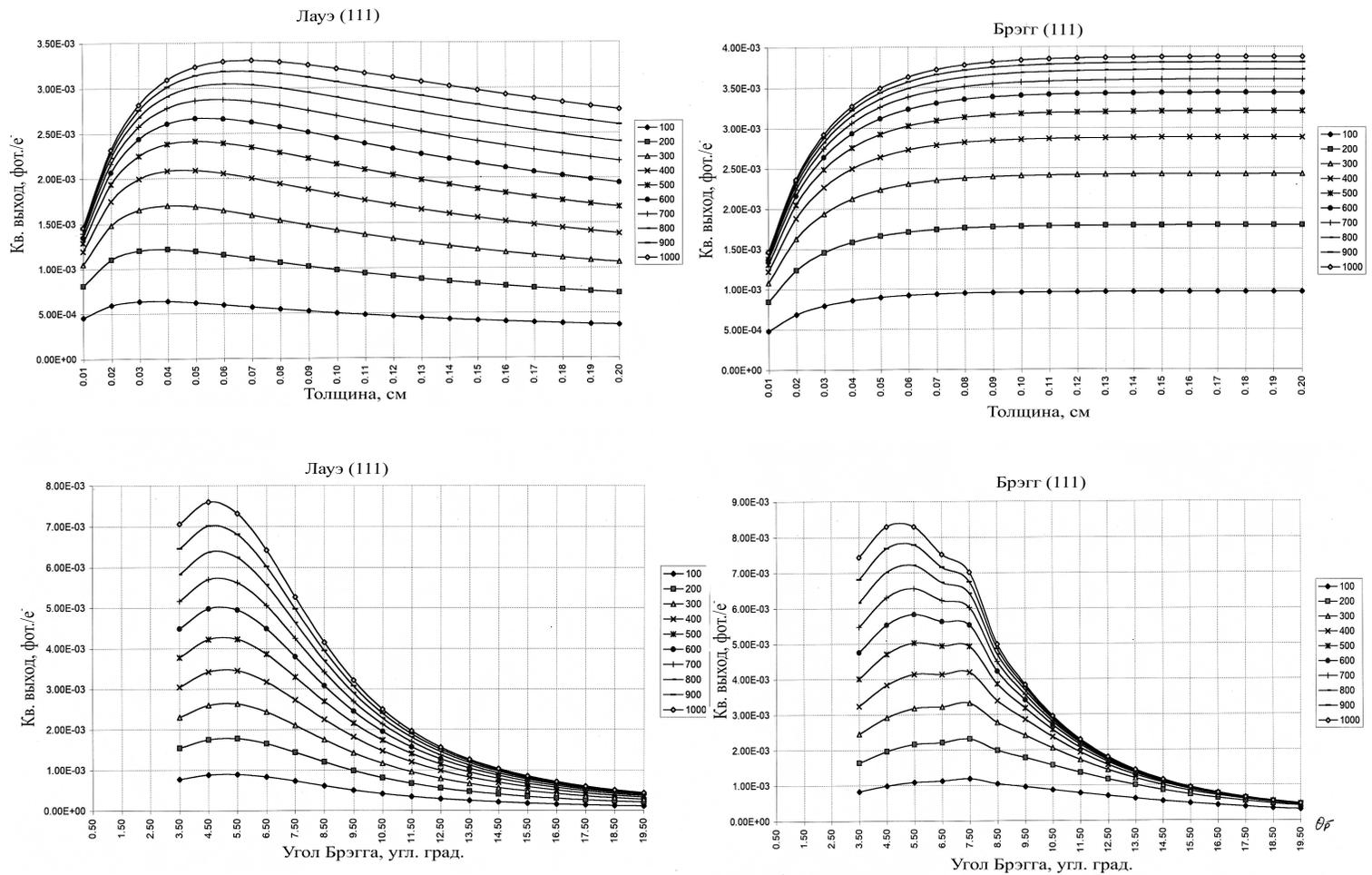


Рис. 3.4. Результаты оценок квантового выхода ПРИ для кристалла кремния как функций угла падения пучка на плоскость (111) в геометриях Брэгга и Лауэ, толщины мишени и энергии электронов в диапазоне 100 ÷ 1000 МэВ

В экспериментах изучалась генерация ПРИ в схемах Брэгга, Лауэ и геометрии предельно-асимметричной дифракции (ПАД, переход Брэгг – Лауэ), особенностью которой является вывод дифрагированного излучения через боковую поверхность кристалла. Примеры реализации этих геометрий приводятся на рис. 3.3.

Согласно результатам теории ПРИ, приведенным в параграфе 1.2, параметры излучения сложным образом зависят от характеристик кристалла, энергии и сорта заряженной частицы, условий эксперимента и могут быть рассчитаны только численно. Появление в свое время работы [33] (модель Феранчука – Ивашина) позволило начать планирование экспериментов с помощью численного расчета по полученным там относительно простым формулам, которые, однако, все равно поддаются только численному анализу.

На их основе нами был сформирован практический алгоритм и разработана программа в среде Windows Excel, позволяющая не только производить планирование экспериментов но, кроме того, и оперативно производить первичную интерпретацию результатов экспериментов. Последнее весьма важно ввиду того, что работы на ускорителе являются дорогостоящими, в обеспечении эксперимента задействовано большое количество специалистов, и эффективность исследований часто может определяться своевременными действиями по коррекции условий эксперимента непосредственно в процессе измерений для получения наиболее убедительных и физически значимых результатов.

В качестве примера работы программы на рис. 3.4 приведены результаты оценок квантового выхода ПРИ для кристалла кремния в геометриях Брэгга и Лауэ как функций угла падения пучка на плоскости (111), толщины мишени и энергии электронов. Алгоритм программы приведен в приложении, с его помощью можно сделать простейшие оценки характеристик ПРИ, пользуясь только обычным калькулятором.

## 3.2 Интенсивность ПРИ

Квантовый выход ПРИ экспериментально определяется по амплитудным спектрам излучения, примеры которых приведены на рис. 3.5. Эти спектры были сняты с помощью широкоапертурного пропорционального детектора РхХеВе, большой размер входного окна которого позволял "захватывать" большую часть рентгеновского излучения в рефлекс.

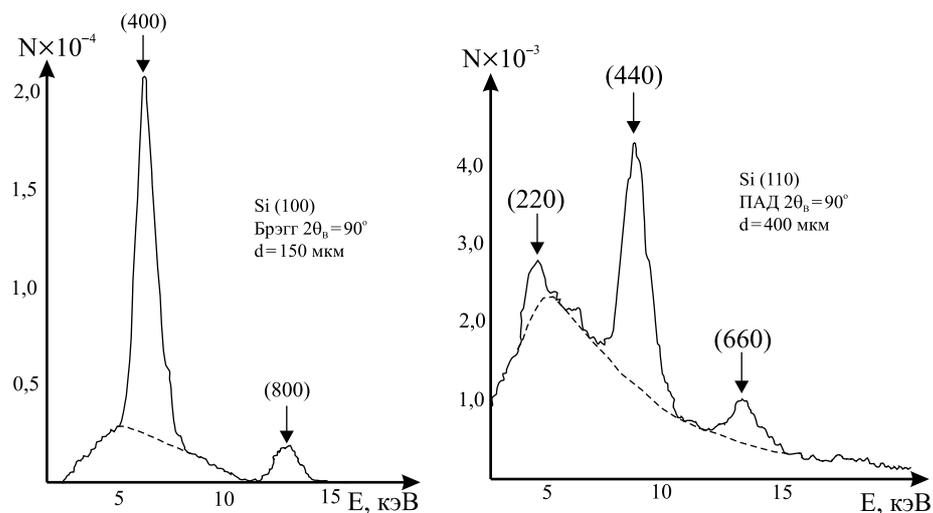


Рис. 3.5. Характерные спектры ПРИ, штриховая линия – фоновая подложка

Спектры накапливались при экспозициях  $10^{11}$ – $10^{12}$  электронов, что обеспечивало их статистическую достоверность в пределах 3–5%. Ток пучка выбирался таким ( $\sim 10^5$  частиц/сброс), чтобы скорость счета детектора во время сброса составляла не более  $10^4$  имп/с и наложение сигналов не приводило к уширению спектральных линий. Положения линий с высокой точностью совпадают со значениями, рассчитанными по практической формуле:

$$\omega_B = \frac{12,39 \cdot \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{2 \cdot a (\text{Å}) \cdot \sin \theta_B} \text{ (кэВ)}.$$

Отчетливо выражены пики, соответствующие генерации ПРИ на кратных системах плоскостей. Отражения от плоскостей (110) и (200) запрещены симметрией решетки, а энергия рефлекса (100)  $\sim 1,6$  кэВ находится ниже порога регистрации детектора. Согласно теории (параграф 1.3), соотношение интенсивностей линий, соответствующих кратным рефлексам, пропорционально  $n^{-3}$  (где  $n$  – порядок отражения), однако в экспериментальном спектре это соотношение может нарушаться. В правом спектре (рис. 3.5) сильно подавлена интенсивность линии, соответствующей мягкому рефлексу (220). Этот факт объясняется тем, что спектральные линии по-разному поглощаются в выходном окне камеры ускорителя, сделанном из бериллиевой фольги толщиной 200 мкм ( $k_{abs}^{220} \approx 0,77$  и  $k_{abs}^{440} \approx 0,96$ ) и

в воздушном промежутке толщиной 60 см между окном и детектором ( $k_{abs}^{220} \approx 0,05$  и  $k_{abs}^{440} \approx 0,65$ ). Также вносит свой вклад некоторое различие эффективности регистрации детектора для фотонов разных энергий. Зарегистрированные ширины спектральных линий соответствуют энергетическому разрешению системы детектирования, равной  $\sim 10\%$ , и существенно превышают теоретически достижимую монохроматичность  $\Delta\omega/\omega = \left(|g'_0| + \gamma^{-2} + \overline{\theta_s^2}\right)^{1/2}$ , имеющую величину порядка  $10^{-3}$  для наших экспериментальных ситуаций.

Обработка экспериментальных спектров ПРИ состояла из следующих процедур: сглаживание, вычитание фона и интегрирование линий. Сглаживание спектров осуществлялось методом скользящего среднего. Фоновые спектры набирались при разориентации мишени на угол  $\theta > \theta_{ph}$ . Однако, поскольку выход рентгеновских фотонов из кристаллической мишени на большие углы зависит от ее ориентации относительно пучка [130], прямое вычитание фонового спектра, набранного при той же, что и спектр ПРИ экспозиции, является не вполне корректным. По этой причине фоновый спектр требовалось подгонять к фоновой линии спектра ПРИ с помощью нормировочной константы. В областях монотонного изменения фона могла применяться более простая и адекватная процедура аппроксимации фоновой линии полиномами. После вычитания фона спектры интегрировались и, после коррекции на поглощение в воздухе и окне ускорителя и с учетом эффективности детектора, определялось количество рентгеновских фотонов, испущенных в каждый рефлекс.

Квантовый выход излучения определялся после нормировки интенсивностей спектральных линий на количество электронов, прошедших через мишень. Оно определялось с помощью гаусс-квантометра по полному выходу энергии тормозного излучения в направлении вперед в конус с углом раствора  $\theta = 1/\gamma$ . Спектры ПРИ накапливались на определенное число  $N$  доз квантометра  $Q$ , после чего количество электронов, проваимодействовавших с мишенью, определялось из соотношения:

$$N_e = \frac{Q \cdot N}{C \cdot (W/N_e)_0},$$

где  $C$  – константа, равная  $1,25 \cdot 10^{-19}$  Кл/МэВ,  $(W/N_e)_0$  – средняя энергия тормозного излучения, испускаемая одним электроном в направлении вперед. Точность определения числа электронов при этом

способе нормировки равна  $\sim 20\%$ . Итоговая точность определения квантового выхода с учетом всех источников погрешностей была оценена как  $\sim 25\text{--}30\%$ .

Для определения оптимальных условий формирования пучков ПРИ с максимальной спектральной и угловой плотностью были произведены измерения квантового выхода излучения для двух углов Брэгга ( $45^\circ$  и  $9,5^\circ$ ) в зависимости от толщины мишени, типа геометрии и энергии электронов. Материалами мишеней служили алмаз, кремний, кварц и арсенид галлия, причем ПРИ в последних двух материалах нами было получено впервые в мире.

Экспериментальное обнаружение ПРИ кварца было осуществлено на комбинированной мишени, состоящей из склеенных между собой кварцевой пластины толщиной 100 мкм и кремниевой пластины толщиной 150 мкм, что позволило одновременно наблюдать рефлекс ( $2\bar{2}40$ ) кварца и рефлексы (220) и (440) кремния (рис. 3.6, а). Эта мишень была разработана для экспериментов по изучению воздействия ультразвука на параметры ПРИ, которые, к сожалению, пока так и не были поставлены.

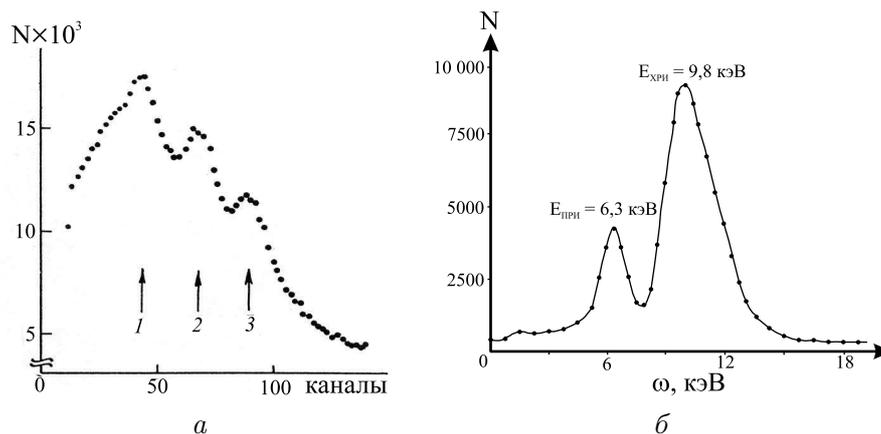


Рис. 3.6. Спектры ПРИ: а – в комбинированной мишени из кремния (1 –  $\omega_{220} = 4,6$  кэВ и 3 –  $\omega_{440} = 9,1$  кэВ) и кварца (2 –  $\omega_{2\bar{2}40} = 7,1$  кэВ); б – от плоскостей (400) арсенида галлия,  $\omega_{400} = 6,3$  кэВ

Существенная особенность арсенида галлия, как материала мишени для генерации ПРИ, – возможность регистрации его характеристического рентгеновского излучения ( $E_{K\alpha}^{Ga} = 9,2$  кэВ и  $E_{K\alpha}^{As} = 10,5$  кэВ) одновременно с ПРИ в геометриях генерации под большими углами Брэгга. Это позволяет получить дополнительный

канал нормировки, то есть более корректно определять число провзаимодействовавших с мишенью электронов по сравнению с измерениями, сделанными с помощью квантометра, и таким образом повысить надежность определения квантового выхода. Методика экспериментов по изучению ПРИ с дополнительной нормировкой по характеристическому рентгеновскому излучению (ХРИ) мишени также впервые была предложена и реализована нами. На типичном спектре (рис. 3.6, б) видны хорошо разрешенные линия ПРИ с энергией  $E_{\text{ПРИ}} = 6,3 \pm 0,6$  кэВ и линия ХРИ GaAs с энергией  $E_{\text{ХРИ}} = 9,8 \pm 1,4$  кэВ. Линия ХРИ имеет несимметричную форму и ширину, превышающую разрешение детектора, так как является суперпозицией двух близко расположенных линий ХРИ галлия и мышьяка. При коллимации детектора интенсивность пика ХРИ значительно уменьшалась, в то время как интенсивность пика ПРИ изменялась незначительно, что обусловлено различными угловыми распределениями излучений: ХРИ, в отличие от ПРИ, излучается изотропно.

Наиболее детально были измерены значения квантового выхода для кристалла кремния трех толщин: 150 и 400 мкм (в геометриях Брэгга, Лауэ и ПАД под углом  $2\theta_B = 90^\circ$  при энергии электронов 900 МэВ) и 1,3 мм (в геометрии Лауэ под углом  $2\theta_B = 19^\circ$  при энергии электронов 300–900 МэВ). В табл. 3.1 сведены результаты измерений энергий и квантовых выходов ПРИ кремниевых мишеней толщиной 150 и 400 мкм детектором с угловым радиусом  $\theta_D$ , равным  $2,7 \cdot 10^{-2}$  рад, и их расчетные значения. Расчеты производились по формулам, приведенным выше в параграфе 1.2, с учетом поглощения излучения в окне камеры синхротрона и в воздушном слое между окном и детектором излучения, а также с учетом эффективности детектора. Кроме того, приведены значения среднеквадратического угла многократного рассеяния и характерного угла вылета фотонов ПРИ. Углы многократного рассеяния рассчитывались, исходя из эффективной длины многократного рассеяния  $L_{ms}$  (подробнее в параграфе 3.4), зависящей от геометрии генерации. Как можно видеть, расчетные значения частот ПРИ совпадают с экспериментально измеренными с точностью до разрешения детектора. Расчетные значения квантовых выходов оказываются несколько завышенными, причем, как правило, их величины совпадают лучше в тех экспериментальных ситуациях, где многократное рассеяние мало, то есть  $(\overline{\theta_s^2})^{1/2} \ll \theta_{ph}$ .

Таблица 3.1

**Результаты измерения частоты и квантового выхода ПРИ  
в кремнии для двух толщин мишени в различных геометриях генерации под углом  $2\theta_B = 90^\circ$**

Геометрия	Рефлекс	$L/\cos\theta_B$ , мкм	$\omega_B^{exp}$ , кэВ	$\omega_B^{theor}$ , кэВ	$N_0^{theor} \cdot 10^7$ , фот./эл.	$N_{abs}^{theor} \cdot 10^8$ , фот./эл.	$N^{exp} \cdot 10^8$ , фот./эл.	$\frac{N_{abs}^{theor}}{N^{exp}}$	$\left(\overline{\theta_s^2}\right)^{1/2}$ мрад	$\theta_{ph}$ , мрад
ПАД	(440)	150	$9,0 \pm 0,6$	9,1	7,7	5,2	$2,9 \pm 0,6$	1,8	0,9	3,6
ПАД	(440)	400	$9,1 \pm 0,6$	9,1	20,1	13,6	$10 \pm 2$	1,4	1,5	3,7
ПАД	(660)	150	$13,5 \pm 0,8$	13,7	0,98	1,5	$0,8 \pm 0,2$	1,9	0,9	2,5
ПАД	(660)	400	$13,5 \pm 0,8$	13,7	2,6	3,9	$1,9 \pm 0,2$	2,1	1,5	2,8
Брэгг	(400)	212	$6,9 \pm 0,6$	6,5	7,8	32,6	$19 \pm 6$	1,7	0,4	4,9
Брэгг	(400)	566	$6,8 \pm 0,6$	6,5	7,8	32,6	$23 \pm 4$	1,4	0,4	4,9
Брэгг	(800)	212	$13,1 \pm 0,7$	12,9	1,4	7,9	$2,0 \pm 0,7$	3,9	0,9	2,6
Брэгг	(800)	566	$13,0 \pm 0,7$	12,9	2,2	12,8	$4,2 \pm 0,9$	3,0	1,1	2,7
Лауэ	(400)	212	$6,3 \pm 0,6$	6,5	7,8	32,8	$6 \pm 2$	5,4	1,1	5,0

Более подробно этот вопрос рассматривается в параграфе 3.4. Таким образом, следует признать, что теория [33] в области ультрарелятивистских энергий электронов и в условиях слабого многократного рассеяния работает весьма удовлетворительно.

Экспериментальное изучение зависимости выхода излучения в рефлекс от энергии частиц имеет большое значение для правильного понимания механизма генерации ПРИ. Эта зависимость имеет вид плавного порога [131], причем ее конкретная форма при экспериментальном измерении существенно зависит от углового размера детектора. Напомним (см. параграф 1.3), что интенсивность собственно ПРИ в области ниже пороговой энергии спадает пропорционально энергии частиц как  $E^{-4}$ . Интенсивность ДТИ, излучаемого в тот же рефлекс, спадает всего лишь как  $E^{-2}$ . Это приводит к тому, что для энергий частиц, меньших определенной энергии  $E_0^D$ , зависящей от угловой апертуры детектора  $\theta_D$ , интенсивность ДТИ становится больше интенсивности ПРИ. В результате суммарная зависимость может иметь вид немонотонной кривой.

Энергетическая зависимость квантового выхода излучения в рефлекс (220) толстого ( $L_0 = 1300$  мкм) кристалла кремния была измерена нами в геометрии Лауэ под углом  $2\theta_B = 19^\circ$ . Энергия электронов варьировалась в диапазоне 300–900 МэВ (рис. 3.7, а). Угловой размер детектора был оценен как равный 9,5 мрад. Пороговое значение энергии электронов  $E_0^{\text{ПРИ}} = m \cdot |g_0'|^{-1/2}$  составляет 323 МэВ в этих условиях. Однако вместо предсказываемой теорией логарифмической зависимости выше  $E_0^{\text{ПРИ}}$  и резкого падения  $\sim E^{-4}$  ниже  $E_0^{\text{ПРИ}}$  наблюдается существенное увеличение выхода излучения в районе 400–600 МэВ. Теоретические оценки выхода ПРИ превышают экспериментально измеренные величины в  $\sim 2,5$ –5 раз, поэтому теоретическая кривая 2 рис. 3.7, а совмещалась с экспериментальными данными делением на коэффициент 2,5. Отметим, однако, что модель [33], построенная в предположении слабого многократного рассеяния, здесь не вполне применима, так как в этом случае  $\overline{\theta_s^2}/\theta_{ph}^2 = 0,7$ –0,9 и многократное рассеяние считать малым не следует. Аналогичные зависимости, полученные другими исследователями на относительно тонких кремнии ( $L_0 = 200$  мкм) [132] и алмазе ( $L_0 = 350$  мкм) [133], также демонстрируют некоторый подъем в области 250–400 МэВ, хотя и в меньшей степени.

Среди возможных причин столь радикального расхождения теории и эксперимента назывались: нагрев мишени, проблемы с нормировкой

при пониженных энергиях пучка, сильное влияние многократного рассеяния.

Нагрев мишени не может быть причиной расхождения в силу того, что, поскольку ультрарелятивистские электроны пролетают мишень, теряя незначительную часть своей энергии, ее нагрев не изменяется в рассматриваемом диапазоне энергий. Кроме того, нагрев мишени мог бы только уменьшить выход обусловленного дифракцией излучения из-за уменьшения фактора Дебая – Уоллера с ростом температуры.

Возможное нарушение корректности нормировки на число частиц при пониженных энергиях также не может быть причиной указанных расхождений, что можно хорошо видеть из приведенной на рис. 3.7, б энергетической зависимости выхода излучения из GaAs мишени. Нормировка при измерении этой зависимости производилась по интенсивности характеристического излучения мишени, регистрируемого одновременно с ПРИ, однако ее ход также качественно совпадает с формой зависимостей, нормированных по интенсивности тормозного излучения.

Строгий учет многократного рассеяния по теории [134] был произведен в [8] при численном расчете рассматриваемой энергетической зависимости, однако опять не удалось получить даже качественного совпадения.

Предположим, что некоторые экспериментальные параметры могли быть по какой-то причине зафиксированы неточно и проанализируем поведение энергетической зависимости, варьируя параметры с целью определить, возможно ли в рамках используемой модели получить хотя бы качественное совпадение формы теоретической кривой с результатами экспериментальных измерений. Поскольку энергетическая зависимость содержится в функциях  $\xi_{1,2}(E, \theta_D)$  (формулы (1.13) и (1.14)), проанализируем их более детально:

$$\xi_1(E, \theta_D) = \ln \left( \frac{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2}{\theta_{ph}^2} \right) - \frac{\theta_D^2}{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2};$$

$$\xi_2(E, \theta_D) = \frac{\overline{\theta_s^2} \theta_D^2}{\theta_{ph}^2 (\theta_D^2 + \theta_{ph}^2)}.$$

Если принять  $x = \frac{\theta_D^2}{\theta_{ph}^2}$  и  $s = \frac{\overline{\theta_s^2}}{\theta_{ph}^2}$ , то общая зависимость излучения в рефлекс от энергии будет выражаться функцией

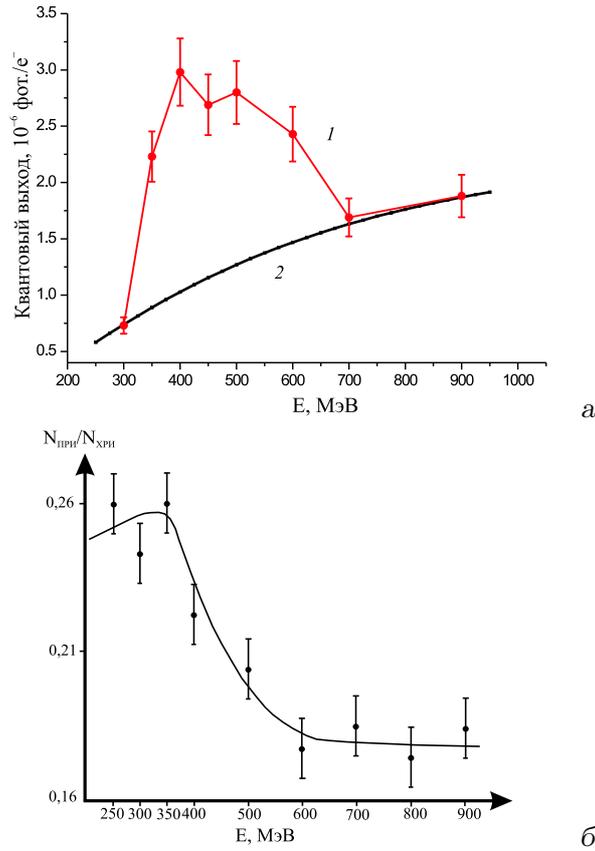


Рис. 3.7. Энергетические зависимости: а – зависимость выхода излучения в рефлекс (220) Si мишени толщиной 1300 мкм. 1 – экспериментальные точки, соединенные плавной кривой, 2 – рассчитанная кривая; б – зависимость выхода излучения в рефлекс (400) GaAs мишени толщиной 400 мкм, нормированная на интенсивность ХРИ

$$F(x, s) = \ln(x + 1) - \frac{x}{x + 1} + \frac{s \cdot x}{x + 1}.$$

Так как  $\overline{\theta_s^2}$  входит в  $\theta_{ph}^2$ , функция является достаточно сложной и ее анализ может быть произведен только численно. Результаты расчетов при различных значениях параметров приведены на рис. 3.8. Как можно видеть, универсальная функция  $F(x, s)$  при некоторых значениях параметров действительно может приобретать вид, качественно схожий с экспериментальными кривыми рис. 3.7. Однако несколько неожиданным выглядит тот факт, что такую

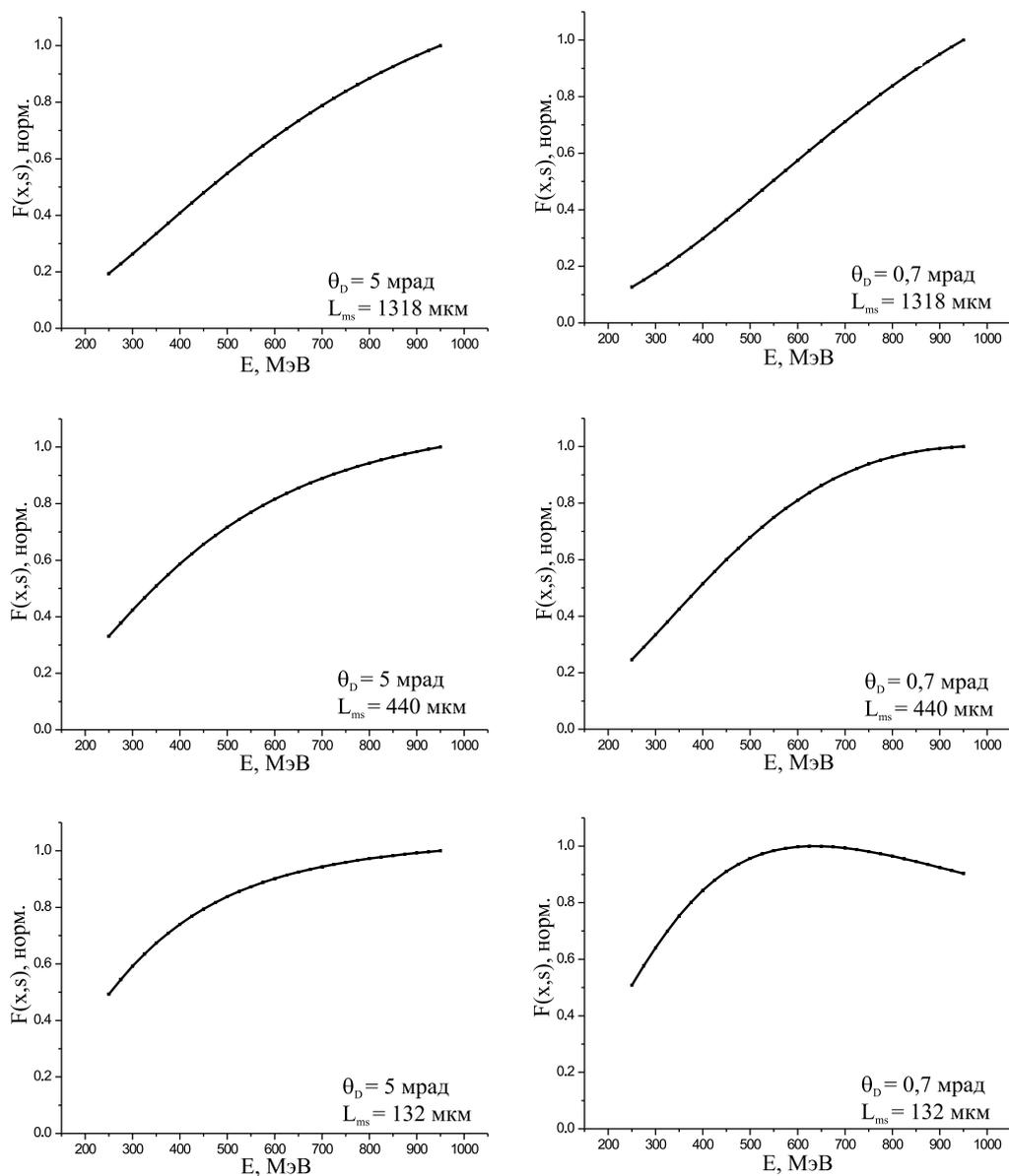


Рис. 3.8. Расчетные нормированные энергетические зависимости генерации ПРИ на кремниевой мишени

форму кривая приобретает не при большом, а, наоборот, при малом многократном рассеянии (то есть при малом значении эффективной длины многократного рассеяния  $L_{ms}$ , равной в рассматриваемой геометрии  $L$ ).

Причиной этого может быть методика постановки экспериментов на внутреннем пучке синхротрона [130]. Сброс электронов на мишень осуществляется уменьшением напряженности высокочастотного поля, в результате чего пучок теряет энергию вследствие синхротронного излучения и, двигаясь по закручивающейся спирали, попадает на край мишени, рис. 3.9. В этом случае, если падение пучка происходит под углом к нормали, часть пучка генерирует ПРИ на клиновидной части (рис. 3.8, б), что соответствует эффективной длине многократного рассеяния, много меньшей, чем определяется номинальной толщиной мишени и, соответственно, принимается при расчетах (рис. 3.8, а). Заметим также, что искомую форму функция приобретает только при угловом размере детектора, много меньшем заявляемого в эксперименте. Это расхождение, вероятно, можно будет объяснить после теоретического решения задачи о генерации ПРИ на клиновидной мишени, где также следует ожидать проявления маятникового эффекта [68]. Тогда же возможно будет получено объяснение расхождений измеренных и расчетных значений квантового выхода ПРИ в табл. 3.1.

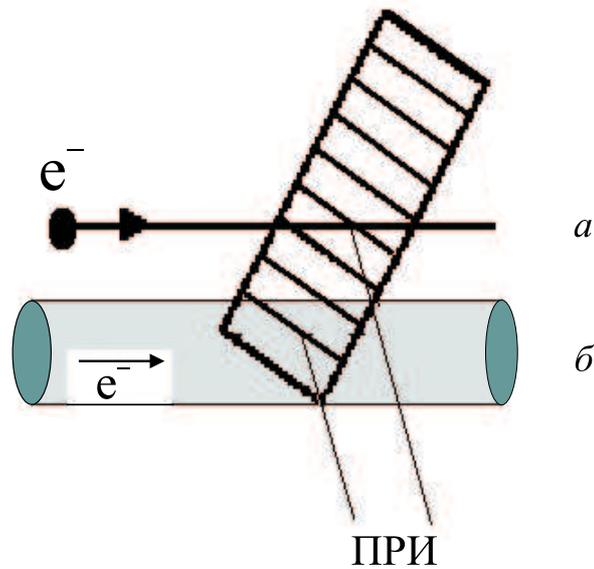


Рис. 3.9. Схема прохождения внутреннего пучка синхротрона через кристаллическую мишень: а – моделированная геометрия; б – экспериментальная геометрия

### 3.3 Угловые характеристики ПРИ

Особенности формы углового распределения ПРИ в определенном рефлексе рассмотрены в параграфе 1.2 (см. рис. 1.6, формулы 1.16–1.24). Напомним, угловое распределение ПРИ изменяется при варьировании угла дифракции от симметричной воронки при  $\theta_B \rightarrow 0$  до двух отдельных пиков в случае  $\theta_B \sim \pi/4$ , когда излучение становится полностью поляризованным вдоль оси, перпендикулярной плоскости дифракции. Присутствие ДТИ изменяет тонкую структуру углового распределения, ввиду того что спектральная плотность тормозных фотонов (в отличие от псевдофотонов) имеет максимум в направлении скорости частицы. Как следствие, плотность дифрагированного тормозного излучения не равна нулю в направлении  $\vec{k}_B$ . Наличие ДТИ уменьшает глубину провала в угловом распределении, а при достаточно большой его интенсивности радикально меняет вид распределения. В этом случае исчезает характерная для "чистого" ПРИ воронкообразная или двугорбая структура. Форма углового распределения сложным образом зависит от характерного угла раствора вылета излучения  $\theta_{ph}$ . Исследование угловых распределений в боковых рефлексах при наличии многократного рассеяния и как функций энергии частиц дает возможность более глубокого понимания процессов генерации рентгеновского излучения частиц в кристаллах.

Измерение расстояния между максимумами распределения или его полуширины не связано с измерением абсолютной интенсивности, поэтому они могут быть определены экспериментально с достаточно высокой точностью. Впервые угловое распределение ПРИ было измерено в [23] с помощью матричного  $16 \times 16$  детектора, состоящего из ионизационных камер с размером стороны 1,3 см. Детектор находился на расстоянии одного метра от мишени. Несмотря на невысокое угловое разрешение 13 мрад, в этом эксперименте была надежно зафиксирована асимметрия распределения ПРИ, а измеренные значения параметров количественно совпали с предсказанными теорией величинами.

С целью повышения углового разрешения измерений нами была реализована методика сканирования, заключающаяся в определении интенсивности излучения в зависимости от пространственного расположения коллимированного детектора. Перемещая детектор в двух взаимно перпендикулярных направлениях с помощью системы позиционирования, можно определять параметры распределения с точностью до угловых размеров коллиматора. При этом работа

детектора в спектрометрическом режиме позволяет дискриминировать фон, то есть получать более качественные картины, а также строить распределения гармоник ПРИ. К сожалению, эта методика требует длительной и трудоемкой *off-line* обработки и не позволяет оперативно извлекать информацию непосредственно в процессе эксперимента.

Модификация этой методики с помощью применения одномерного координатного детектора РКД-1 позволила получать линейные срезы распределения с высоким  $\sim 150$  мкм линейным разрешением, правда, только в мягком (до 10 кэВ) энергетическом диапазоне. Результаты, полученные с помощью РКД-1, подробно рассматриваются в гл. 4. Измерения, описанные ниже, имели своей целью изучение поведения параметров углового распределения в зависимости от энергии частицы и величины многократного рассеяния и выполнялись пропорциональным детектором РхХеВе со целевыми коллиматорами размерами  $4 \times 40$  либо  $2 \times 40$  мм<sup>2</sup>. Возможность дистанционного вращения коллиматора относительно азимутального угла  $\varphi$  позволила измерять азимутальные зависимости интенсивности ПРИ и тем самым определять его поляризацию.

Измеренные нормированные одномерные распределения сравнивались со значениями проинтегрированной по окну детектора универсальной функции распределения излучения в рефлексе с учетом ДТИ [6]:

$$\left(\frac{dN}{d\theta}\right)_{\text{ПРИ+ДТИ}} = \frac{x \cos^2 2\theta_B + y}{(x + y + 1)^2} + \frac{1 + \cos^2 2\theta_B}{2} \cdot \frac{s}{(x + y + 1)^2},$$

$$x, y = \frac{\theta_{x,y}^2}{\theta_{ph}^2}, \quad s = \frac{\overline{\theta_s^2}}{\theta_{ph}^2}, \quad \theta_{x,y} = \frac{(\vec{k} - \vec{k}_B)_{x,y}}{\omega_B}.$$

Сравниваемыми величинами являются ширины распределений на полувысоте (полуширины)  $\Delta\theta_x$  и  $\Delta\theta_y$ , а также величина расщепления между максимумами в одномерном угловом распределении  $\Delta\theta$ .

На рис. 3.10 в качестве примера экспериментальных распределений приводятся вертикальные и горизонтальные одномерные распределения первой гармоники в рефлексе (400) алмазной мишени толщиной 350 мкм в геометрии ПАД при различных энергиях пучка. При сканировании щелью в вертикальном направлении наблюдаются, как и предсказывается теорией, два пика, отстоящих друг от друга на расстоянии  $\Delta\theta$ , зависящем от энергии пучка, и разделяемых

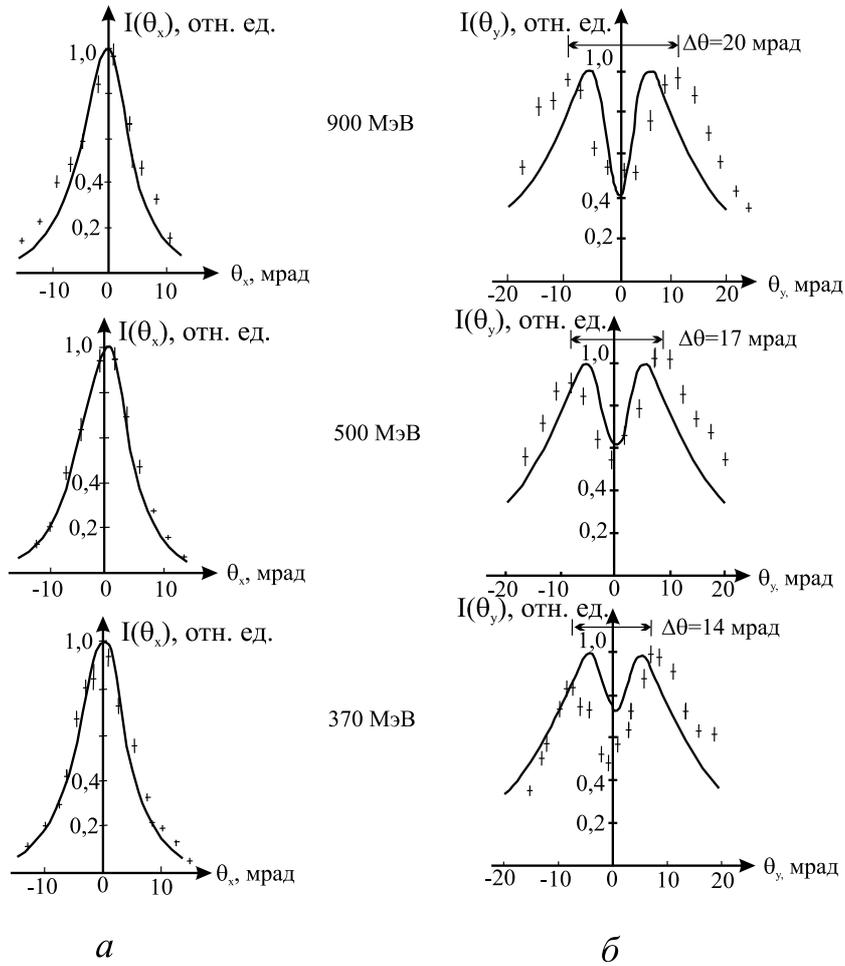


Рис. 3.10. Одномерные угловые распределения ПРИ электронов в алмазе, полученные сканированием детектора со щелевым коллиматором: а – горизонтальные; б – вертикальные

плоскостью дифракции  $(\vec{k}, \vec{\tau})$ . При сканировании в горизонтальном направлении наблюдается один пик с полушириной  $\Delta\theta_x = 9 \pm 1,2$  мрад. Значение ширины практически не зависит от энергии электронов и хорошо согласуется с теоретическим расчетом. Вертикальные же распределения шире теоретических, расстояние между пиками уменьшается с уменьшением энергии электронов, что в рамках использованной для интерпретации теории [33] является, вообще говоря, неожиданным, так как угловое распределение согласно (1.20) должно при уменьшении энергии уширяться.

Эксперимент, поставленный в условиях заведомо малого многократного рассеяния, благодаря применению тонкого (150 мкм) кристалла кремния показал гораздо лучшее количественное согласие с теорией. В условиях геометрий ПАД (440) и Брэгга (400) при угле наблюдения  $2\theta_B = 90^\circ$  были измерены вертикальные и горизонтальные угловые распределения первой гармоники излучения. Полученные результаты представлены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

**Параметры угловых распределений в кремниевой мишени толщиной 150 мкм**

Геометрия	$\Delta\theta_x^{exp}$ , мрад	$\Delta\theta_x^{th}$ , мрад	$\Delta\theta_y^{exp}$ , мрад	$\Delta\theta_y^{th}$ , мрад
ПАД (440)	$9,5 \pm 1,0$	11,6	$34,9 \pm 3,5$	37,8
Брэгг (400)	–	–	$39,6 \pm 3,5$	42,7

Условия, при которых интенсивность ДТИ сравнима или даже превышает интенсивность ПРИ, были реализованы в экспериментах по измерению угловых распределений рефлекса (220) в геометрии Лауэ под углом  $2\theta_B = 19^\circ$  для мишеней Si толщиной 375 и 1300 мкм при энергиях электронов 275–500 МэВ. Согласно теории, при  $\theta_B < \pi/8$  одномерные распределения ПРИ имеют вид двугорбых кривых. Однако присутствие сильного ДТИ преобразует их таким образом, что они приобретают вид одиночных пиков, что и наблюдалось в экспериментах. В табл. 3.3 приводятся значения полуширин угловых распределений и их расчетные значения.

В рассматриваемых случаях экспериментальные полуширины на 20–50% меньше теоретических. Такие расхождения уже не могут быть отнесены на ошибки измерений. Поскольку, как было продемонстрировано в предыдущем параграфе, результаты измерений квантового выхода излучения в рефлекс в диапазоне энергий пучка 300–500 МэВ также имеют существенные расхождения с теорией, логично предположить, что и причина этого может быть той же самой. Действительно, если в реальности происходит генерация излучения на клиновидной мишени, усредненная эффективная длина многократного рассеяния будет меньше номинальной величины, принимаемой при расчетах. Как следствие, характерный угол излучения  $\theta_{ph}^2 = |g'_0|^2 + \gamma^{-2} + \bar{\theta}_s^2$  будет меньше в силу меньшего количества ДТИ. Таким образом, детальное решение задачи о генерации ПРИ на клиновидной мишени требуется для более адекватного объяснения

не только экспериментов по измерению квантового выхода, но и для экспериментов по измерению угловых распределений, выполненных на синхротроне СИРИУС.

Таблица 3.3

**Параметры угловых распределений в кремниевых мишенях  
толщиной 375 и 1300 мкм**

Толщина, мкм	375			1300		
	275	300	400	350	400	500
Энергия, МэВ						
$\Delta\theta_x^{exp}$ , мрад	$9,1 \pm 1,0$	–	–	$12,1 \pm 1,1$	$11,8 \pm 1,2$	$9,1 \pm 1,0$
$\Delta\theta_x^{th}$ , мрад	12,7	–	–	17,1	15,2	13,3
$\Delta\theta_y^{exp}$ , мрад	$9,5 \pm 1,0$	$9,1 \pm 1,0$	$8,8 \pm 0,9$	$12,7 \pm 1,3$	$12,8 \pm 1,4$	$11,9 \pm 1,2$
$\Delta\theta_y^{th}$ , мрад	13,8	13,2	12,0	18,1	16,5	14,3

Согласно [29, 131], угловое распределение ПРИ определяется наложением угловых распределений фотонов с  $\pi$ - и  $\sigma$ -поляризациями. Нами было предложено изучать поляризацию ПРИ, измеряя зависимость интенсивности излучения от азимутального угла  $\varphi$ :

$$I(\varphi) = \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \varphi} = \frac{1}{\pi} [(\cos^2 \varphi \cos^2 2\theta_B + \sin^2 \varphi) \xi_1(E, \theta_D)];$$

$$\xi_1(E, \theta_D) = \ln \left( \frac{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2}{\theta_{ph}^2} \right) - \frac{\theta_D^2}{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2}.$$

При угле излучения  $2\theta_B = 90^\circ$  ПРИ полностью  $\sigma$ -поляризовано и азимутальное распределение интенсивности становится пропорциональным квадрату синуса азимутального угла.

Эти распределения были измерены нами путем вращения целевого коллиматора вокруг направления  $\vec{k}_\tau$ . Экспериментальная зависимость при энергии электронов 900 МэВ для рефлекса (400) алмаза в геометрии ПАД ( $2\theta_B = 90^\circ$ ) приведена на рис. 3.11, а. На рис. 3.11, б показана азимутальная зависимость для рефлекса (400) арсенида галлия в геометрии Брэгга ( $2\theta_B = 90^\circ$ ). Сплошные линии в обоих случаях – графики функции  $\sin^2 \varphi$ . Наличие некоторого постоянного уровня

объясняется конечным угловым разрешением установки. Полученные экспериментальные распределения хорошо согласуются с расчетными кривыми, что явилось первым экспериментальным подтверждением вывода теории о высокой степени поляризации ПРИ.

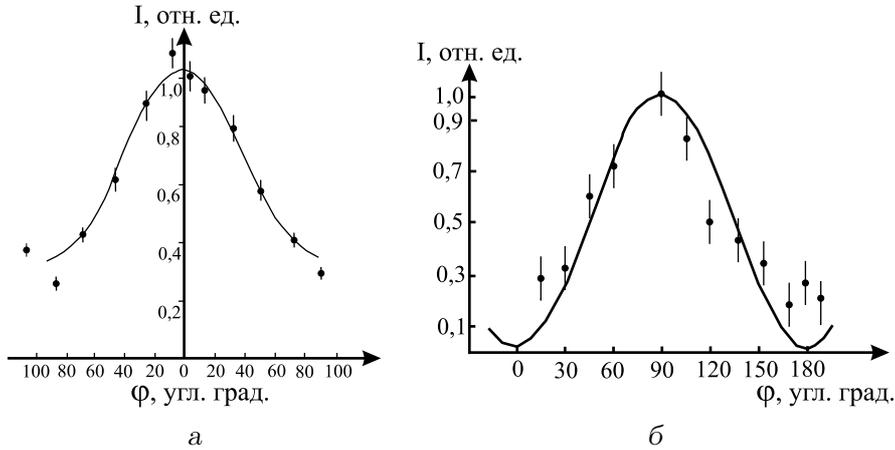


Рис. 3.11. Экспериментальные (точки) и теоретические (сплошные кривые) азимутальные зависимости интенсивности ПРИ в рефлекс  $2\theta_B = 90^\circ$ : а – рефлекс (400) алмаза в геометрии ПАД; б – рефлекс GaAs (400) в геометрии Брэгга

### 3.4 Влияние многократного рассеяния на характеристики ПРИ

Влияние многократного рассеяния (МР) на характеристики ПРИ согласно [134], где строго решается задача о влиянии МР на свойства ПРИ, существенно различается при слабом и сильном МР. Количественно степень МР выражается через соотношение между толщиной кристалла  $L_0$  и когерентной длиной тормозного излучения  $L_{BR} = \left(\omega \cdot \overline{(\theta'_s)^2}\right)^{-1/2}$ , где  $\overline{(\theta'_s)^2} = \left(\frac{E_s}{E_p}\right)^2 \cdot \frac{1}{X_0}$  – среднеквадратический угол многократного рассеяния заряженной частицы с энергией  $E_p$  на единице пути в веществе. В случае  $L_0 \ll L_{BR}$  влияние МР на ПРИ сводится к появлению в интенсивности генерируемого в рефлекс излучения аддитивной добавки. В противоположном случае  $L_0 > L_{BR}$  многократное рассеяние существенно изменяет характеристики самого ПРИ.

Следует также учитывать, что длина формирования ПРИ по порядку величины равна длине поглощения  $L_a = (\omega g_0'')^{-1}$ . Таким образом, спектрально-угловое распределение излучения существенным образом зависит от соотношения между  $L_0$ ,  $L_{BR}$  и  $L_a$  и в общем случае может быть рассчитано только численно. Результаты теории [134] были алгоритмизированы в [8], создана программа YANGR, позволяющая строго учитывать влияние МР в различных экспериментальных ситуациях. При условии слабого МР в [134] были получены формулы, в основном совпадающие с формулами работ [32, 33, 131], в которых влияние МР было учтено феноменологически и по которым производилась теоретическая интерпретация экспериментальных данных, описанная в параграфах 3.1–3.3.

Рассмотрим детальнее условия слабого МР. Поскольку значение среднеквадратического угла многократного рассеяния  $\overline{\theta_s^2} = \left(\frac{E_s}{E_p}\right)^2 \cdot \frac{L}{X_0}$  зависит не только от длины пути частицы в мишени, но и от ее энергии  $E_p$ , сведение понятия "слабое МР" только к условию  $L_0 \ll L_{BR}$  недостаточно. Кроме этого, следует наложить дополнительное условие  $E_p > E_0$ , где пороговая энергия  $E_0 = \left(\frac{m^2 + E_s^2 \cdot \frac{L}{X_0}}{|g_0'|}\right)^{1/2}$  – это энергия, при которой выход суммарного излучения в рефлекс оптимален. При энергии частицы выше порога доминирует ПРИ, а ниже – ДТИ. Физически это означает, что вклад ДТИ может быть существенным при условии, что связанное с эффектом Ландау – Померанчука искривление траектории излучающего электрона на длине формирования излучения проявится при меньших энергиях электрона, чем подавление тормозного излучения, обусловленное поляризацией электронов среды (эффект Тер-Микаэляна) [135].

Остановимся теперь подробнее на длине пробега частицы в кристалле  $L$ . Влияние на формирование ПРИ может оказывать многократное рассеяние частицы не на ее полной длине пробега в мишени, а только на некоторой эффективной части. С целью учета геометрии генерации и длины поглощения в расчетах  $\overline{\theta_s^2}$  и  $E_0$  вместо  $L = L_0 / \cos \theta_B$  следует использовать величины эффективной длины МР  $L_{ms}$ , следующие из рис. 3.12. На рисунке показаны варианты генерации ПРИ в геометриях Брэгга и Лауэ, заштрихованная часть мишени отображает длину поглощения  $L_a$ , для определенности выбранную меньшей толщины кристалла  $L_0$ . Так как в геометрии Лауэ при подходе к области формирования ПРИ ( $\sim L_a$ ) частица уже испытала МР на

всей толщине мишени, эффективная длина МР в этом случае будет равна  $L_{ms}^L = L_0 / \cos \theta_B$ . В геометрии Брэгга ПРИ формируется на входе в мишень, поэтому многократное рассеяние влияет на него только на длине формирования  $L_{ms}^B = L_a (1 - \exp(-L_0 / L_a \cos \theta_B))$ . Таким образом, при  $L_a \ll L_0$   $L_{ms} \sim L_a$ , а при  $L_a \gg L_0$   $L_{ms} \sim L_0$ . Наконец, для геометрии ПАД (на рисунке не показана)  $L_{ms}^{B-L} = L_0$ .

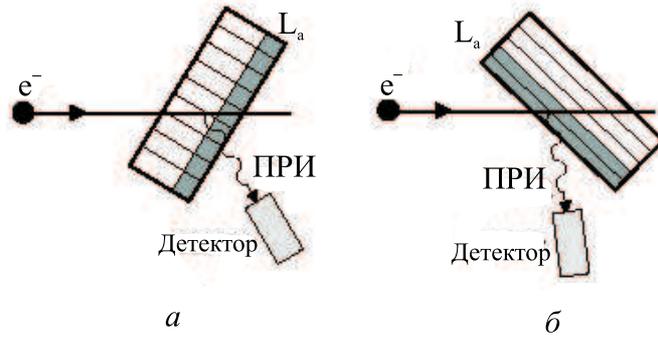


Рис. 3.12. Определение эффективной длины многократного рассеяния для различных геометрий генерации ПРИ: а – геометрия Лауэ; б – геометрия Брэгга

Для оценки областей совместного выполнения условий малости МР удобно использовать диаграмму в координатах  $(E_p/E_0)$  и  $(L_{ms}/L_{BR})$ , рис. 3.13. Нанесем на нее также все экспериментальные данные параграфов 3.2–3.3. Это позволит нам определить, насколько условия выполненных экспериментов совпадают с областью применимости использованной теории.

Эксперименты, попадающие в области диаграммы  $[E_p \geq E_0, L_{ms} \approx L_{BR}]$ , имеют удовлетворительное количественное согласие с теорией, в которой влияние МР введено феноменологически. Интерпретация результатов, попавших в область  $[E_p < E_0, L_{ms} \gg L_{BR}]$ , с учетом соображений об условиях экспериментов на внутреннем пучке синхротрона СИРИУС требует отдельного теоретического исследования.

Наличие сильного МР изменяет свойства спектрального и углового распределений ПРИ приводя в основном к их уширению. Добавка ДТИ, кроме того, существенно изменяет и форму суммарного углового распределения излучения в рефлекс. Тем не менее это не всегда может считаться отрицательным фактором, поскольку выбор оптимальных условий генерации излучения в рефлекс зависит от

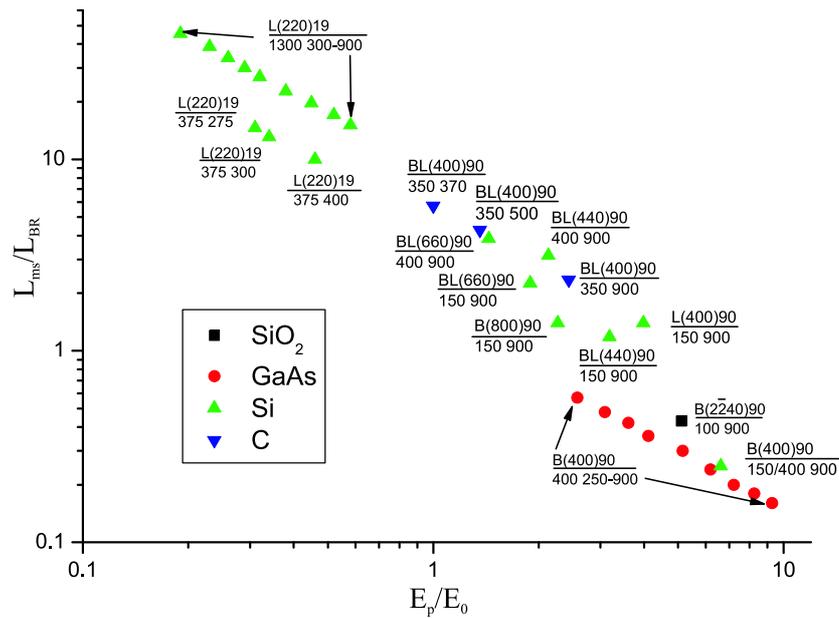


Рис. 3.13. Диаграмма для оценки вкладов ПРИ и ДТИ. Легенда:  $\frac{(\text{рефлекс})2\theta_B}{L_0(\text{мкм}) \cdot E(\text{МэВ})}$ , геометрия – В (Брэгг), L (Лауэ), BL (ПАД)

поставленной задачи. Действительно, если требуется получить излучение с максимальной монохроматичностью и минимальной шириной углового распределения, вклад ДТИ должен минимизироваться. Для этого (как следует из рис. 3.13) при конкретной энергии электронов следует выбирать тонкую мишень с малым  $Z$  и ставить ее в геометрии Брэгга под малыми углами  $\theta_B$ , так как это будет соответствовать более жестким квантам генерируемого ПРИ. Когда требуется получить излучение с максимальной интенсивностью, при этом детектор имеет большую апертуру и невысокое спектральное разрешение, толстая мишень может быть поставлена в геометрию Лауэ. Предпочтительным материалом мишени по-прежнему остается материал с малым  $Z$ . Повышать количество тормозных квантов при этом следует, увеличивая именно толщину мишени, а не используя вещества с большим порядковым номером. Действительно, потери энергии на тормозное излучение пропорциональны  $Z^2$ , а сечение фотоэффекта, как основного механизма поглощения рентгеновских фотонов при энергиях до 100 кэВ, пропорционально  $Z^5$ . Легкие кристаллы, такие, как алмаз или фторид лития, предпочтительны для всех задач по генерации ПРИ. Однако, учитывая технологические трудности с обработкой алмаза,

оптимальным материалом для задач по получению максимальной интенсивности в рефлексе при умеренной монохроматичности излучения выглядит пиролитический графит, несмотря на его мозаичность, приводящую к дополнительному уширению линий ПРИ.

Завершая главу, перечислим краткие результаты цикла экспериментов, выполненных нами на синхротроне СИРИУС. В ходе экспериментальных работ были исследованы фундаментальные аспекты генерации параметрического излучения в кристаллах и подтверждены основные закономерности, следующие из теории ПРИ. Основная часть представленных результатов опубликована в [111, 113, 125, 127].

Были изучены особенности излучения в различных кристаллических мишенях: алмазе С, кремнии Si, кварце  $\alpha$ -SiO<sub>2</sub>, арсениде галлия GaAs. В кварце и арсениде галлия ПРИ было получено нами впервые. Измеренные величины квантового выхода излучения, а также параметры угловых распределений были сопоставлены с теорией. В большинстве случаев установлено хорошее количественное согласие теории и эксперимента.

На основании измерений азимутальных зависимостей излучения в двух различных мишенях впервые экспериментально была подтверждена высокая степень поляризации ПРИ.

Для объяснения формы экспериментально полученных зависимостей интенсивности излучения в рефлекс от энергии электронов на основе численного расчета сделано предположение, что расхождение эксперимента и его теоретического описания может быть связано с неадекватным учетом геометрии генерации, а именно генерацией не на плоскопараллельной, а на клинообразной мишени.

Анализ условий экспериментов позволил сделать вывод, что теория ПРИ с феноменологическим учетом многократного рассеяния удовлетворительно описывает результаты экспериментов даже при достаточно большом многократном рассеянии и связанном с ним дифрагированном тормозном излучением. Сформулированы требования к мишени и геометрии генерации для различных типов экспериментов.

## ГЛАВА 4

### ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МНОГОВОЛНОВОЙ ГЕОМЕТРИИ ГЕНЕРАЦИИ

---

#### 4.1 Исследование ПРИ с высоким разрешением

Эксперименты по исследованиям ПРИ требуют детектирования мягкого рентгеновского излучения в условиях интенсивного фона ускорителя и сопутствующих излучений. Адаптация рентгеновских детекторов к работе в ускорительном зале, где помимо жесткого радиационного фона присутствуют мощные импульсные электрические и магнитные поля и связанные с ними наводки, представляет непростую техническую и методическую задачу. Фактически каждое применение новых методик, перенос приборов и методов, характерных для рентгеновских спектроскопии и кристаллографии, в эксперименты по исследованию ПРИ позволяли получать принципиально новые результаты, начиная с обнаружения ПРИ [21] и первого измерения углового распределения [23].

Для повышения спектрального разрешения нами впервые в исследованиях ПРИ был применен кристалл-дифракционный спектрометр на базе однокружного гониометра с шагом 0,2". Кристаллом-анализатором служила пластинка пиролитического графита диаметром 40 мм с параметром мозаичности 50', регистрация производилась пропорциональным счетчиком. Этим спектрометром было измерено спектральное распределение рефлекса (220) кремния

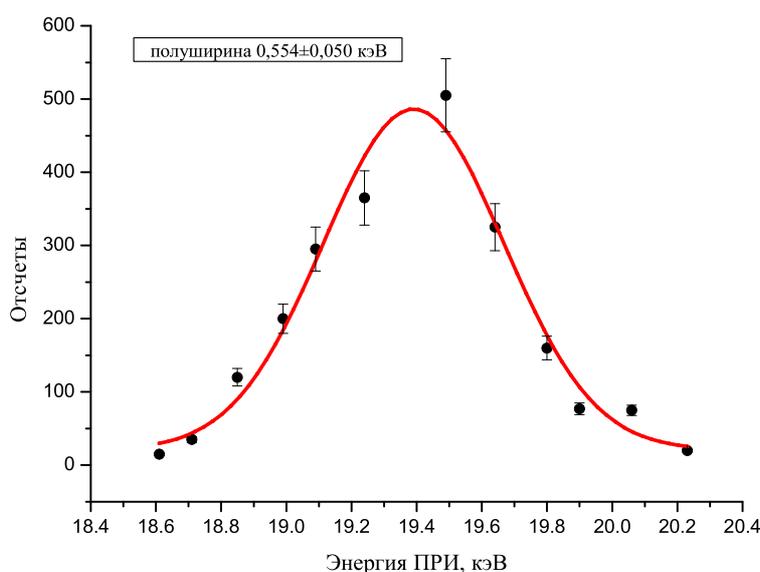


Рис. 4.1. Определение ширины спектральной линии рефлекса (220) ПРИ электронов в кристалле кремния при  $2\theta_B = 19^\circ$

под углом  $2\theta_B = 19^\circ$ . Полученная зависимость приведена на рис. 4.1. Измеренная относительная ширина рефлекса составила 2,8%, расчетная оценка естественной ширины линии примерно на порядок меньше. Таким образом, разрешение спектрометра, определяемое параметром мозаичности кристалла-анализатора, оказалось недостаточным для измерения ширины линий ПРИ. Повышение разрешения с помощью применения кристалла с меньшим параметром мозаичности столкнулось с трудностями юстировки элементов спектрометра, преодолеть которые не удалось в силу того, что мишенный узел находился в камере ускорителя, а узел анализатора – снаружи. Только спроектированная как единый узел двухкристальная схема из мишени и анализатора позволяет производить измерения с высоким спектральным разрешением, напр. [83, 180]. Тем не менее такая схема регистрации может оказаться единственной работоспособной при исследованиях ПРИ на линейных сильноточных ускорителях с коротким сбросом пучка на мишень. Спектрометрические детекторы в этом случае не смогут работать из-за высоких нагрузок, в энергодисперсионной же методике детектор может работать в счетном режиме.

Теория генерации ПРИ в двухволновом режиме была создана задолго до его экспериментального обнаружения, что позволило в итоге осуществлять поиск ПРИ, опираясь на ее предсказательную силу. Мотивация же экспериментов по многоволновой генерации ПРИ производилась на основе общей идеи усиления интенсивности суммарного излучения в рефлекс при генерация ПРИ одновременно на нескольких системах кристаллографических плоскостей. Условия Брэгга для двухволнового случая

$$\vec{k} + \vec{\tau} = \vec{k}'; \quad \vec{k} \cdot \vec{\tau} = -|\vec{\tau}|^2/2$$

переходят в случае многоволновой дифракции в условия [139]

$$\vec{k}_0 + \vec{\tau}_i = \vec{k}_i; \quad \vec{k}_0 \cdot \vec{\tau}_i = -|\tau_i|^2/2; \quad \vec{k}_i \cdot (\vec{\tau}_j - \vec{\tau}_i) = -|\vec{\tau}_j - \vec{\tau}_i|^2/2$$

для всех  $i$  и  $j$  ( $i \neq j$ ). Условия дифракции каждой из волн дополняются геометрическими условиями для совокупных отражений. Наличие этих условий приводит к тому, что многоволновые эффекты реализуются в узких угловых интервалах. Известные эффекты многоволновой дифракции рентгеновских лучей в кристаллах, такие, как околное возбуждение рефлексов и аномальное прохождение излучения, позволяли по аналогии надеяться на существование подобных механизмов и в генерации ПРИ. Поскольку многоволновые эффекты существуют в узких угловых диапазонах, поиск этих эффектов в экспериментах с ПРИ стал возможным только после разработки описанной ниже установки с высоким угловым разрешением.

Описываемые ниже эксперименты по исследованию угловых распределений ПРИ с помощью методик, характерных для рентгеновской дифрактометрии с координатными детекторами [138], по сути были первыми экспериментами, выполненными согласно классификации [108] в режиме ПРИ высокого разрешения. Высокое энергетическое и пространственное разрешение канала регистрации позволяет исследовать динамические эффекты в ПРИ. Например, двухкристальная методика недавно была применена в принципиальном эксперименте по обнаружению ПРИ, излучаемого "вперед" [83].

Принципиально повысить угловое разрешение экспериментальной установки удалось при использовании описанного выше (параграф 3.1) пропорционального позиционно-чувствительного детектора РКД-1, предназначенного для регистрации спектральных и одномерных

пространственных распределений рентгеновского излучения в диапазоне 4–17 кэВ. Линейное пространственное разрешение составляет  $\sim 150$  мкм, что в использованной геометрии эксперимента обеспечивало угловое разрешение установки  $\sim 0,08$  мрад. Угловая апертура при этом составляла 5 мрад. Электроника считывания сигнала позволяла регистрировать распределения квантов определенной энергии, отбираемых из полного спектра излучения с помощью дифференциального дискриминатора, то есть получать практически очищенные от фона угловые распределения ПРИ. Детектор мог сканировать рефлекс с помощью дистанционно управляемой компьютером системы перемещения.

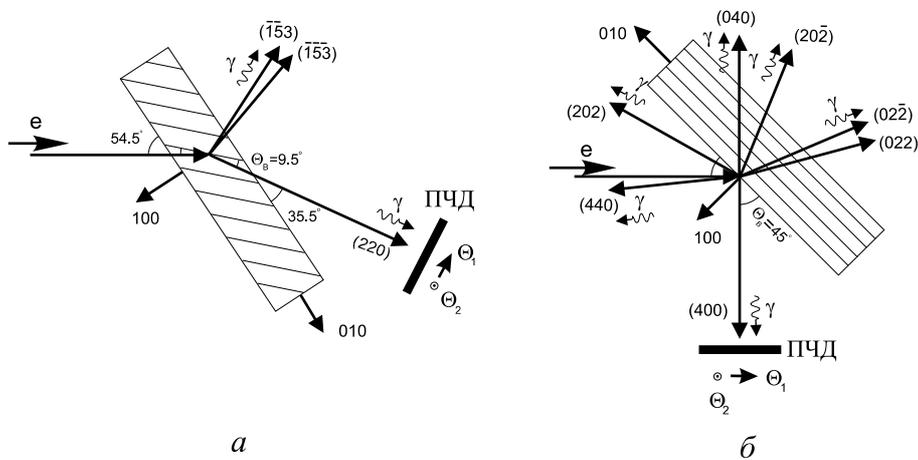


Рис. 4.2. Схемы четырехволнового (а) и восьмиволнового (б) экспериментов (ПЧД – позиционно-чувствительный детектор)

В первом эксперименте [112, 113] мишень из GaAs толщиной 400 мкм, вырезанная параллельно плоскости (100), помещалась в гониометр таким образом, что пучок электронов с энергией 500 МэВ входил в кристалл вблизи направления, соответствующего условию четырехволновой дифракции  $(000) (220) (\bar{1}\bar{5}\bar{3}) (\bar{1}\bar{5}\bar{3})$  для фотонов с энергией 18,4 кэВ (схема на рис. 4.2, а). Предварительно мишень проходила юстировку на рентгеновском дифрактометре ДРОН [138]. Измерялось угловое распределение рефлекса (220) в вертикальной плоскости под углом  $2\theta_B = 19^\circ$  (рис. 4.3).

Теоретическое двухволновое угловое распределение ПРИ в аналогичной геометрии эксперимента имеет, как показано на

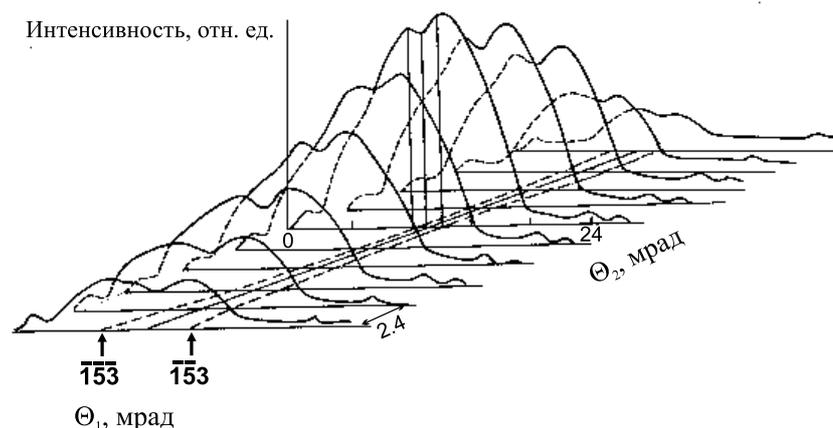


Рис. 4.3. Вид углового распределение рефлекса (220), полученного в четырехволновом эксперименте [112, 113]

рис. 4.4, колоколообразный вид (расчет по формулам (1.20, 1.22)). Многоволновая геометрия генерации делает распределение двугорбым, на фоне основного двухволнового рефлекса наблюдаются линии, соответствующие условиям трехволновой генерации ПРИ. Полуширины этих линий приблизительно в два раза меньше полуширины основного рефлекса (220), расстояние между ними увеличивается с удалением от центра распределения. Наблюдаемое пространственное распределение рефлекса во многом аналогично пространственному распределению рентгеновских лучей в многоволновой дифракции [139].

На рис. 4.5 приведена частотно-угловая диаграмма условий возникновения многоволновой генерации ПРИ для рефлекса (220), рассчитанная по [139]. Точка пересечения линий трехволновой дифракции плоскостей (000) (220) ( $\bar{1}\bar{5}\bar{3}$ ) и (000) (220) ( $\bar{1}\bar{5}\bar{3}$ ) соответствует зарегистрированной в эксперименте энергии рентгеновских фотонов 18,4 кэВ. Рассчитанный угол пересечения рефлексов от плоскостей ( $\bar{1}\bar{5}\bar{3}$ ) и ( $\bar{1}\bar{5}\bar{3}$ ) с точностью до 10% совпадает с углом, измеренным позиционно-чувствительным детектором. Таким образом, совокупность наблюдаемых качественных и количественных особенностей в тонкой структуре углового распределения ПРИ позволили сделать вывод о наличии режима многоволновой генерации в этом эксперименте.

Для подтверждения существования многоволнового режима генерации ПРИ был поставлен еще один эксперимент [114].

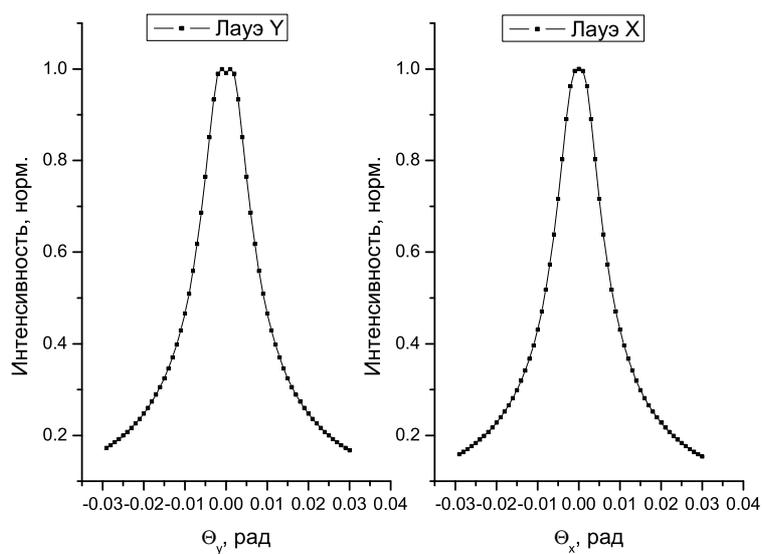


Рис. 4.4. Проекции углового распределения ПРИ в двухволновой геометрии в условиях эксперимента [112, 113]

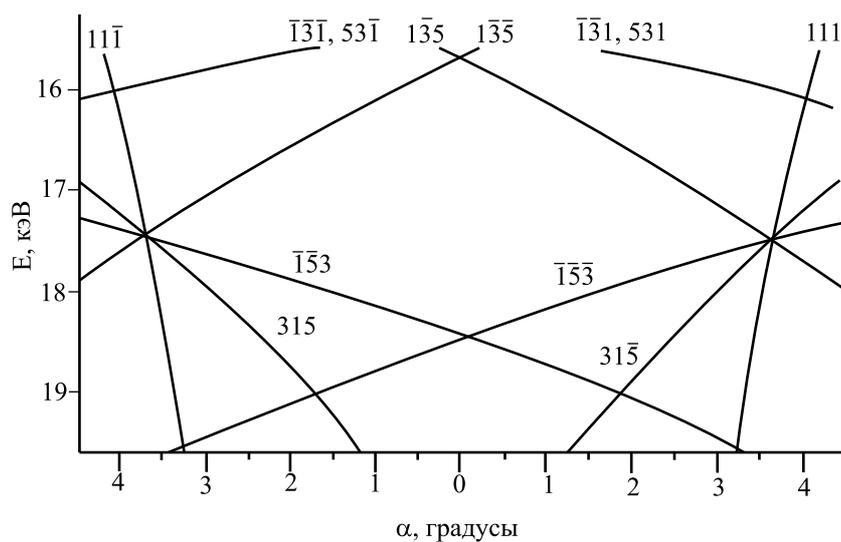


Рис. 4.5. Частотно-угловая диаграмма условий возникновения многоволновой дифракции. Отсчет по  $\alpha$  производился от базового вектора  $(\bar{1}\bar{1}0)$

Монокристалл GaAs толщиной 400 мкм устанавливался в гониометре таким образом, что электроны с энергией 900 МэВ двигались вблизи направления оси  $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$ . Эта геометрия характерна тем, что для

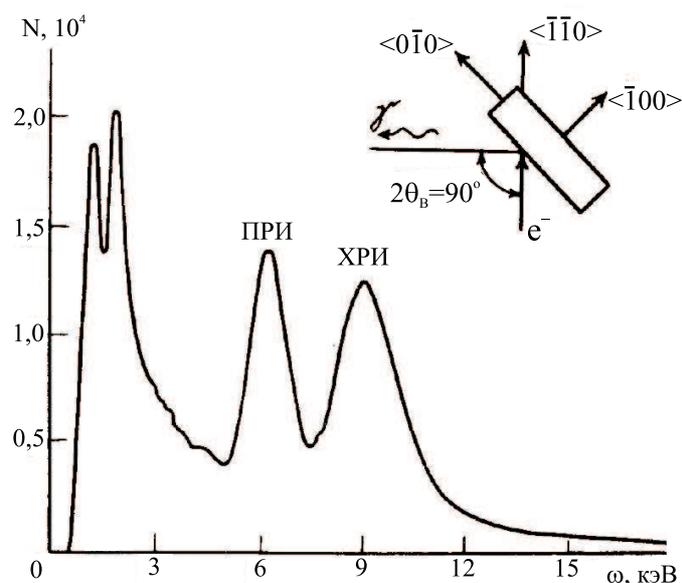


Рис. 4.6. Пример спектра с линиями ПРИ и ХРИ, генерируемого на плоскостях (400) арсенида галлия

рентгеновских квантов с энергией 6,2 кэВ возбуждается вырожденная восьмиволновая генерация (000) (400) (022) (02 $\bar{2}$ ) (202) (20 $\bar{2}$ ) (040) (400) (схема на рис. 4.2, б). Таким образом, одновременно "работают" два четырехволновых случая (000) (022) (02 $\bar{2}$ ) (040) и (000) (202) (20 $\bar{2}$ ) (400). Регистрация велась детектором РКД-1 под углом  $2\theta_B = 90^\circ$  в направлении двухволнового рефлекса (400). Расстояние от мишени до окна детектора составляло 710 мм, что позволяло иметь угловое разрешение  $\sim 0,2$  мрад и апертуру 15 мрад. Срезы углового распределения делались с шагом 2 мм. На рис. 4.6 представлен типичный спектр излучения из мишени. На нем отчетливо различаются пик ПРИ с энергией  $6,4 \pm 0,6$  кэВ и пик характеристического излучения с энергией  $9,3 \pm 0,9$  кэВ. На врезке изображена геометрия эксперимента. При измерениях угловых распределений пороги дискриминатора устанавливались таким образом, чтобы записывались только такие кванты, энергии которых попадают в пик ПРИ.

На рис. 4.7, а представлены угловые распределения ПРИ, измеренные с шагом по оси  $\Theta_2$ , равным 2,8 мрад. На рис. 4.7, б приведены угловые распределения, теоретически рассчитанные для случая двухволновой генерации. В целом наблюдается качественное совпадение обоих распределений, за исключением области в центре

рефлекса, где в экспериментальном распределении наблюдается четко выраженный интенсивный пик, обусловленный многоволновым режимом генерации. Интенсивность излучения в пике в 2,5 раза больше, а угловая ширина примерно в 4 раза меньше соответствующих величин основного рефлекса (400) для двухволновой генерации.

Таким образом, предварительный анализ результатов двух наших экспериментов [112–114] дал основания утверждать, что в них впервые наблюдалось ПРИ в режиме многоволновой генерации. Независимым подтверждением существования многоволнового режима генерации ПРИ можно считать недавнее обнаружение тонкой структуры угловых распределений ПРИ в рефлексах (333) и (555) (рис. 4.8) в экспериментах, выполненных на микротроне МАМІ (Майнц, Германия) и опубликованных в [67]. Эти результаты еще ждут своей теоретической интерпретации.

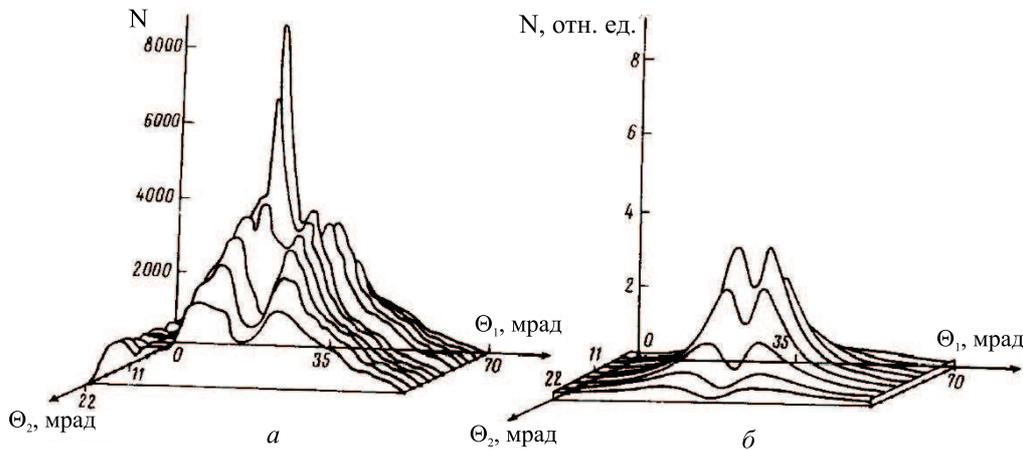


Рис. 4.7. Угловые распределения ПРИ: а – экспериментальное, в условиях многоволновой генерации; б – теоретическое, для двухволновой геометрии

## 4.2 Интерпретация экспериментов по многоволновой генерации ПРИ

Особенности, экспериментально обнаруженные в угловых распределениях и качественно интерпретированные экспериментаторами как проявления многоволнового режима излучения ПРИ, стимулировали

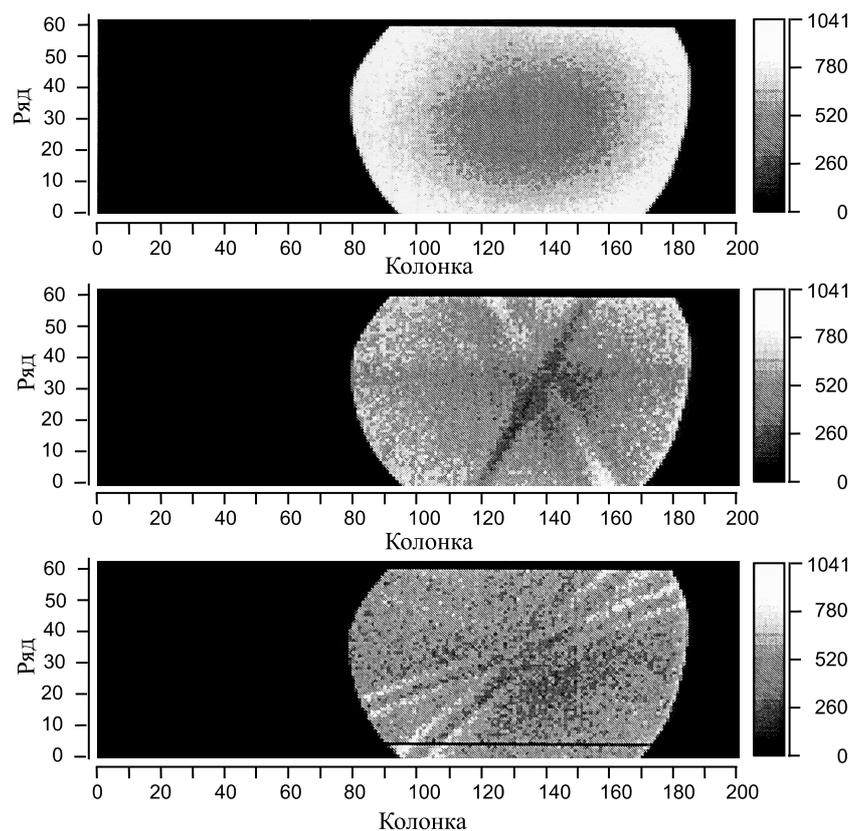


Рис. 4.8. Угловые распределения интенсивности ПРИ, излученного в мишени Si (111) в брэгговской геометрии обратного отражения и зарегистрированные детектором на ПЗС-матрице. Сверху вниз идут распределения рефлексов (111), (333) и (555). Источник [67]

активные теоретические исследования многоволновой генерации. Общее выражение для спектрально-углового распределения ПРИ в дифракционный пик в случае возбуждения  $N$  сильных волн было получено в [140–142] с помощью матричного метода. Также там был дан анализ дисперсионного уравнения, получено выражение для углового распределения излучения в толстом кристалле и рассмотрено несколько случаев проявления многоволновых эффектов. В частности, было показано, что ПРИ может генерироваться околным способом в рефлекс, запрещенный вследствие симметрии решетки для двухволновой генерации.

Пример проявления тонкой структуры на угловом распределении ПРИ для случая трехволновой компланарной  $(000) (\bar{1}\bar{3}\bar{1}) (\bar{1}\bar{1}\bar{1})$

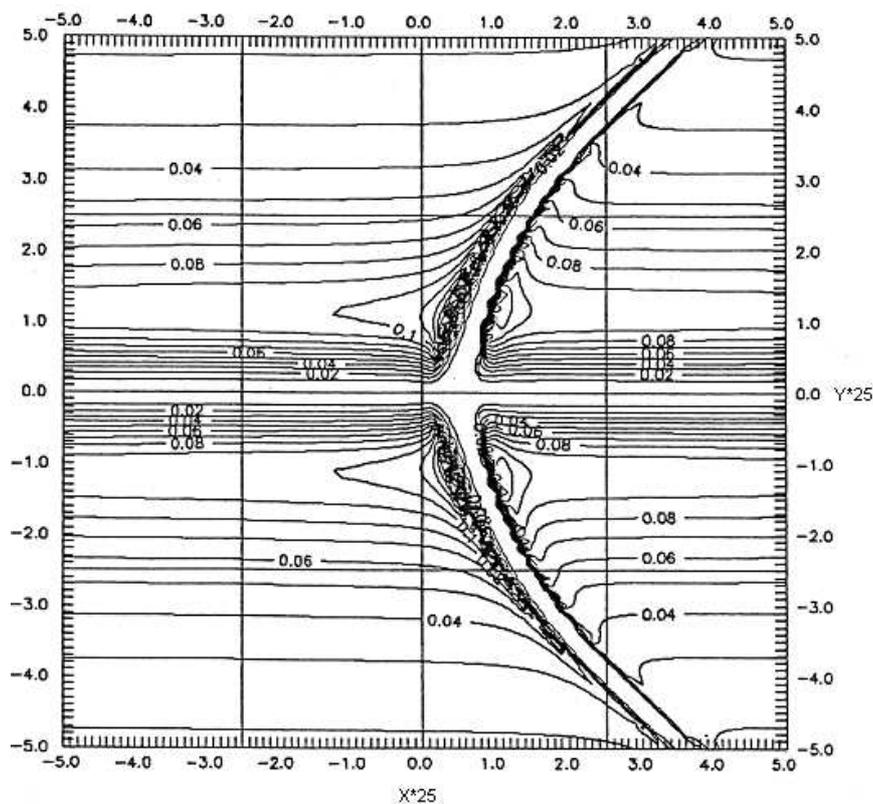


Рис. 4.9. Область проявления тонкой структуры в угловом распределении трехволнового компланарного ПРИ

дифракции приведен на рис. 4.9. Расчет производился для электронного пучка с энергией 1,2 ГэВ, падающего под углом  $\theta_B = 29,5^\circ$  на плоскость  $(\bar{1}01)$  кремниевой мишени толщиной 50 мкм, вырезанной параллельно плоскости  $(101)$ . ПРИ фиксировалось под углом  $109,47^\circ$  относительно направления скорости электронов.

Как можно видеть, многоволновое ПРИ проявляется только в очень узкой полосе (области вырождения) вблизи линии  $x = 0$ ,  $x = \theta_x/\theta_{ph}$ . Тонкая структура выглядит как четкая глубокая впадина, окруженная узкими областями повышенной интенсивности. Угловое расстояние между пиками составляет примерно  $0,02\theta_{ph}$ , а их ширина –  $0,001\theta_{ph}$ . Очевидно, для экспериментального наблюдения тонкой структуры в этом случае требуется детектор с угловым разрешением не хуже  $10^{-4}$  рад. При этом качество пучка должно быть достаточно высоким, его расходимость должна быть не более  $\sqrt{2\Delta\theta_v\theta_{ph}} \leq 10^{-3}$  рад.

Генерация ПРИ в некомпланарных геометриях и случаях с большим числом волн может изучаться только численными методами. Для этого потребовалась разработка соответствующего алгоритма [144], основанного на методах многоволновой динамической теории рентгеновской дифракции [68, 143]. Это оказалось возможным в рамках теории [1], использующей стационарные решения однородных уравнений Максвелла для решения задачи излучения частицы, движущейся в веществе:

$$d N_{n,\omega}^s = \left( \frac{e\omega}{2\pi} \right)^2 \left| \int_{t_0}^{t_1} \left( \vec{E}_{-k}^{(+s)}(\vec{r}(t), \omega) \vec{v}(t) \right) \exp(i\omega t) dt \right|^2 \frac{d\omega}{\omega} d\Omega, \quad (4.1)$$

где  $\vec{v}$  и  $\vec{r} = \vec{v}t$  – соответственно скорость и радиус-вектор частицы;  $\omega = |\vec{k}|$ ,  $\vec{k} = -(\omega\vec{v} + \vec{\tau})$  – волновой вектор фотона, падающего на кристалл из точки наблюдения фотона, излученного частицей в направлении брэгговского рефлекса, соответствующего вектору обратной решетки  $\vec{\tau}$ ;  $\vec{E}_{-k}^{(+s)}$  – электромагнитное поле фотона в кристалле, индекс  $s$  обозначает  $\sigma$ - и  $\pi$ -поляризации,  $d\omega$  и  $d\Omega$  – спектральный и угловой интервалы детектирования,  $\vec{n} = \vec{k}/|\vec{k}|$ . Интегрирование в (4.1) выполняется по временному интервалу  $(t_0, t_1)$  нахождения частицы в мишени.

В соответствии с [145] исходное для численного расчета выражение может быть представлено в следующем виде:

$$d N_{k,\omega}^s = \left( \frac{e\omega}{2\pi} \right)^2 \left| \sum_{s'=1}^{\pi} \sum_{j=1}^{2N} \left( \vec{v} \vec{e}_{\tau}^{s'} \right) \lambda_{s'}^{(j)}(\omega) \frac{D_{\tau}^{s'(j)}(\omega)}{Q^{(j)}(\omega)} \right|^2 \frac{d\omega}{\omega}, \quad (4.2)$$

где  $D_{\tau}^{s'(j)}(\omega)$  – амплитуда блоховской волны для дифракционного отражения  $\tau$  и для  $j$ -й дисперсионной ветви;  $\lambda_s^{(j)}(\omega)$  – коэффициент возбуждения  $j$ -й дисперсионной ветви.

$$Q^{(j)}(\omega) = \omega \left( \gamma^{-2} + \theta_1^2 + \theta_2^2 + \theta_v^2 + \theta_s^2 \right) / 2 + \omega \gamma_{\tau} \left( \varepsilon^{(j)} - \alpha_{\tau} \right),$$

где  $\varepsilon^{(j)}$  определяет коэффициент преломления блоховской волны на  $j$ -й дисперсионной ветви;  $\alpha_{\tau} = \left[ \left( \vec{k}_0 + \vec{\tau} \right)^2 - \omega^2 \right] / 2\omega^2$  – параметр отклонения от точного выполнения условия Брэгга для рефлекса

$\vec{k}_\tau$ ;  $\gamma_\tau$  – косинусы углов между волновым вектором рентгеновского излучения  $\vec{k}_\tau = \vec{k} + \vec{\tau}$  и нормалью к поверхности кристалла;  $\gamma = E/m$  – лоренц-фактор;  $\theta_v$  – угол отклонения вектора скорости частицы от точного выполнения условий многоволновой дифракции;  $\theta_s$  – среднеквадратический угол многократного рассеяния частицы в кристалле; углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  определяют отклонения испущенных квантов от точного направления многоволновой дифракции.

Формула (4.2) содержит два вида резонансных функций. В первых, дифракционные амплитуды  $D_\tau^{s(j)}$  имеют максимумы при точном выполнении условия Брэгга  $\alpha_\tau = 0$ . Как известно из динамической теории дифракции, этот брэгговский пик характеризуется полушириной порядка величины  $d\omega/\omega \cong |g_\tau|$  и с увеличением  $|\alpha_\tau|$  амплитуды  $D_\tau^{s(j)}$  уменьшаются как  $1/|\alpha_\tau|$  ( $g_\tau$  – компоненты разложения диэлектрической восприимчивости кристалла по векторам обратной решетки). Второй резонанс определяется условием  $Q^{(j)}(\omega) = 0$  и соответствует черенковскому условию, то есть синхронизму между фазовой скоростью генерируемого рентгеновского излучения и скоростью релятивистской частицы. Для  $N$ -волнового ПРИ существует  $2(N - 1)$  пиков этого типа, соответствующих резонансам для различных решений дисперсионного уравнения. Эти черенковские пики более острые, чем брэгговские ( $d\omega/\omega \cong \text{Im}(\varepsilon^{(j)}) \cong \text{Im}|g_\tau| \approx 10^{-2}|g_\tau|$ ), а в то же время их спектральная интенсивность может быть в  $10^2 \div 10^3$  выше, особенно если черенковские резонансы находятся вблизи брэгговских пиков. Таким образом, основной вклад в интенсивность многоволнового ПРИ будет производиться набором очень узких пиков из (4.2), для которых  $\text{Re}Q^{(j)}(\omega) = 0$ . Измеряемое в эксперименте угловое распределение ПРИ может быть найдено интегрированием (4.2) по частоте и суммированием по поляризациям испущенных рентгеновских квантов:

$$dN_k = \sum_{s=\sigma,\pi} dN_{k,\omega}^s \frac{d\omega}{\omega}.$$

Анализ многоволновых экспериментов, описанных в п. 4.1, был выполнен в [145]. Анализ углового распределения четырехволнового эксперимента показал, что угловая ширина многоволновых пиков должна быть на два или даже три порядка меньше полной угловой ширины двухволнового распределения. Поскольку считалось, что угловое разрешение детектора значительно больше ширины

многоволновых пиков, было сделано заключение, что многоволновая дифракция не должна вносить никаких видимых вкладов в экспериментальное распределение. Рассмотрение экспериментальной геометрии дало авторам [145] основание предположить, что асимметрия в измеренном угловом распределении может быть связана с отклонением оси линейного детектора от плоскости симметрии двухволнового распределения ПРИ.

С этим выводом нельзя согласиться по нескольким причинам: во-первых, двухволновое угловое распределение в реализованном в эксперименте случае не имеет двухгорбой структуры в силу сильного ДТИ (рис. 4.4); во-вторых, даже если бы и имело, сканирование детектора привело бы к перекосу пиков в другую сторону при переходе через центр симметрии; в-третьих, угловое разрешение детектирующей системы позволяло регистрировать детали тонкой структуры на два порядка меньше полной угловой ширины рефлекса. Таким образом, если предложенная нами интерпретация не подтверждается результатами теоретических расчетов, то и заключение по результатам анализа не является вполне удовлетворительным и не дает приемлемого объяснения формы распределения.

В восьмиволновом случае многоволновой вклад в угловое распределение ПРИ выглядит более выраженным по сравнению с четырехволновым экспериментом. Многоволновые пики более чем в десять раз шире, чем в предыдущем случае. Кроме того, они имеют широкие крылья, сравнимые с полной угловой шириной двухволнового распределения, поэтому их интегральный вклад становится заметным.

Увеличение полуширины многоволновых пиков связано с меньшей частотой ПРИ (6,2 кэВ против 18,4 кэВ). Из теории динамической дифракции известно, что полуширина брэгговских пиков пропорциональна диэлектрической восприимчивости кристалла, которая, в свою очередь, изменяется как квадрат частоты  $g_r(\omega) \sim \omega^{-2}$ . Поэтому из-за почти втрое меньшей частоты в восьмиволновом случае полуширина возрастает практически на порядок. Более того, появление широких крыльев, связанных с асимметричной дифракцией на плоскостях (202) и  $(20\bar{2})$ , формирует асимметрию экспериментального распределения.

Наблюдаемое увеличение интенсивности излучения поблизости от центра двухволнового распределения формируется в основном трехволновой дифракцией на плоскостях (400) (202). После некоторого усреднения по угловому разрешению детектора и с учетом угловой

расходимости пучка сложная многоволновая картина становится более сглаженной.

Угловая область проявления многоволновых эффектов много меньше, чем угловой размер двухволнового ПРИ. Это приводит к тому, что многоволновые вклады сильно зависят от положения точки точного выполнения условия многоволновой дифракции относительно максимума в двухволновом распределении ПРИ, а следовательно, относительно направления пучка. Как следствие, многоволновые эффекты проявляются только на одном из максимумов двухволнового распределения, что и наблюдалось в эксперименте. Таким образом, теоретическое описание восьмиволнового эксперимента [145] подтвердило его первоначальную интерпретацию на более строгом уровне.

### 4.3 Многоволновые эффекты для электронов низких энергий

Как уже упоминалось, в отличие от обычного черенковского излучения, имеющего резко выраженный порог генерации, ПРИ может генерироваться и при достаточно низких ("подпороговых") энергиях заряженных частиц. Для поиска возможного проявления многоволновых эффектов экспериментально апробированная геометрия восьмиволновой генерации была проанализирована для электронного пучка с энергией 7 МэВ. Пороговая энергия для этого случая равна  $\sim 400$  МэВ.

В этом случае угловая ширина рефлекса ПРИ сильно возрастает и максимумы двухволнового распределения возникают на углах  $\theta_v = (38, 5; -55, 5)$  мрад. Эффективный угол излучения становится равным  $\theta_{ph} = \left( \gamma^{-2} + |g_\tau| + \overline{\theta_s^2} \right)^{1/2} = 12,8$  мрад при среднеквадратическом угле многократного рассеяния  $\theta_s = 9,4$  мрад. Поскольку черенковское условие при низких энергиях выполняется при больших отклонениях от точного выполнения условия Брэгга, интенсивность черенковского пика, а следовательно, и его вклад в интенсивность ПРИ, существенно уменьшается. С другой стороны, увеличивается вклад резонансной функции, соответствующей дифракционной амплитуде и имеющей максимум при  $\alpha = 0$ .

На рис. 4.10 приведены сечения углового распределения как функции угла  $\Theta_1$  для нескольких значений угла  $\Theta_2$  в области

проявления многоволновой тонкой структуры в ситуации, аналогичной геометрии эксперимента с ультрарелятивистскими электронами. Можно видеть набор узких многоволновых пиков и впадин на фоне широкого двухволнового распределения. Ширины этих пиков равны 0,2–0,8 мрад и их амплитуды в 1,5–2 раза больше высоты двухволнового распределения.

При низких энергиях многократное рассеяние может существенно влиять на проявление многоволновых эффектов при условии  $\theta_s \gg |g_\tau|$ , поэтому при уменьшении энергии электронов важно использовать более тонкие мишени для сохранения условия относительно слабого многократного рассеяния.

Поскольку влияние многократного рассеяния проявляется в отклонении электронов от первоначального направления и уширении пучка, для оценок используется усреднение выражения (4.2) по двумерному распределению скоростей электронов. Это распределение было выбрано в виде гауссиана, локализованного в точке точного выполнения условий многоволновой дифракции ( $\Theta_1 = \Theta_2 = 0$ ):

$$f(\Psi_x, \Psi_y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\theta_s^2}} \exp\left(-\frac{(\Psi_x - \vartheta_{vx})^2}{\theta_{sx}^2}\right) \exp\left(-\frac{(\Psi_y - \vartheta_{vy})^2}{\theta_{sy}^2}\right).$$

Усреднение по двумерному распределению скорости требует больших затрат машинного времени, поэтому были выполнены расчеты сечений при нескольких значениях углов  $\Psi_x$  и  $\Psi_y$ . На рис. 4.11 приведены сечения угловых распределений при  $\Theta_2 = 0,8$  мрад при трех значениях  $\Psi_x$  и трех значениях  $\Psi_y$ .

Сравнение положений резонансных пиков при различных углах падения электронов  $\Psi$  показывает, что пики изменяют свое положение относительно угла  $\Theta_1$  при изменении углов  $\Psi_x$  и  $\Psi_y$ . Только центральный пик сохранял свое положение при всех проанализированных углах. В результате усреднения по  $\Psi_x$  и  $\Psi_y$  вклад двигающихся пиков будет сглажен по распределению, а вклад центрального пика должен суммироваться. Таким образом, можно утверждать, что и в случае генерации многоволнового ПРИ электронами низких энергий, в условиях значительного многократного рассеяния, также может наблюдаться узкий сильный пик в позиции вблизи точного выполнения условия Брэгга.

Наши эксперименты [112–114], впервые поставленные в режиме ПРИ высокого разрешения, позволили наблюдать аномалии в

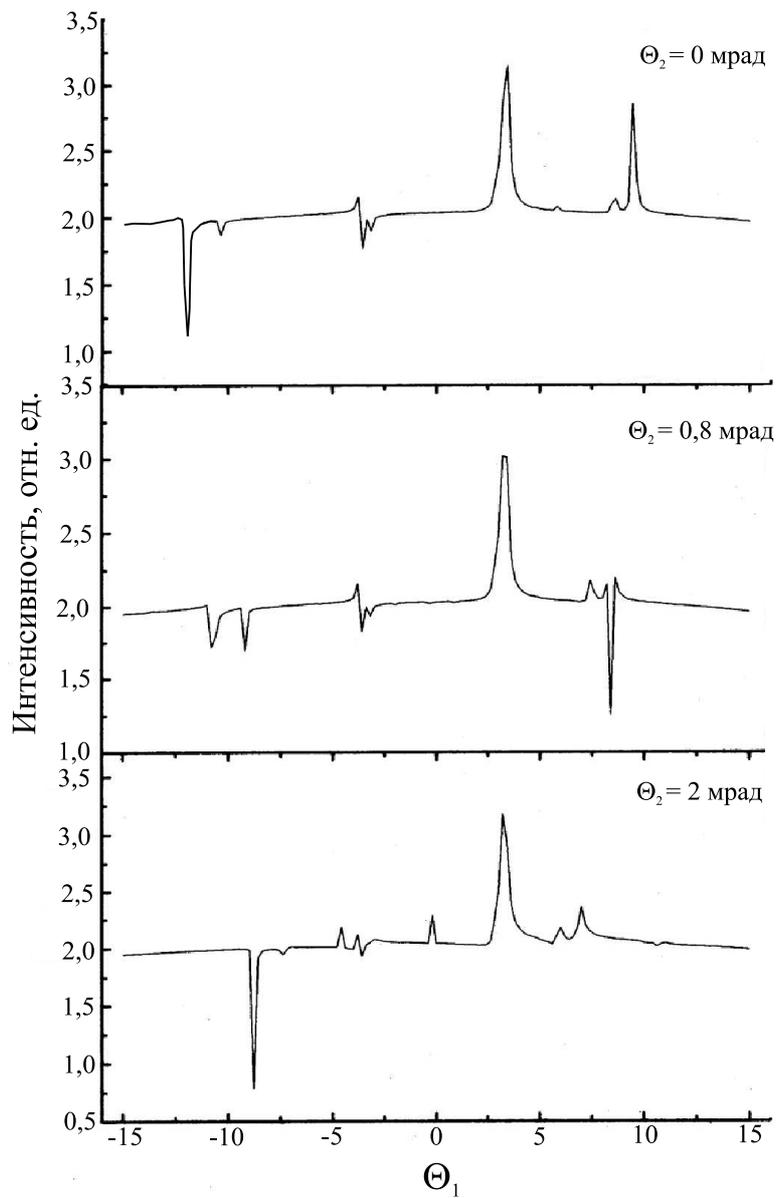


Рис. 4.10. Сечения углового распределения многоволнового ПРИ в центре двухволнового распределения

угловых распределениях ПРИ, интерпретированные как проявления многоволнового режима генерации. Стимулированное этими результатами развитие теории позволило провести численное

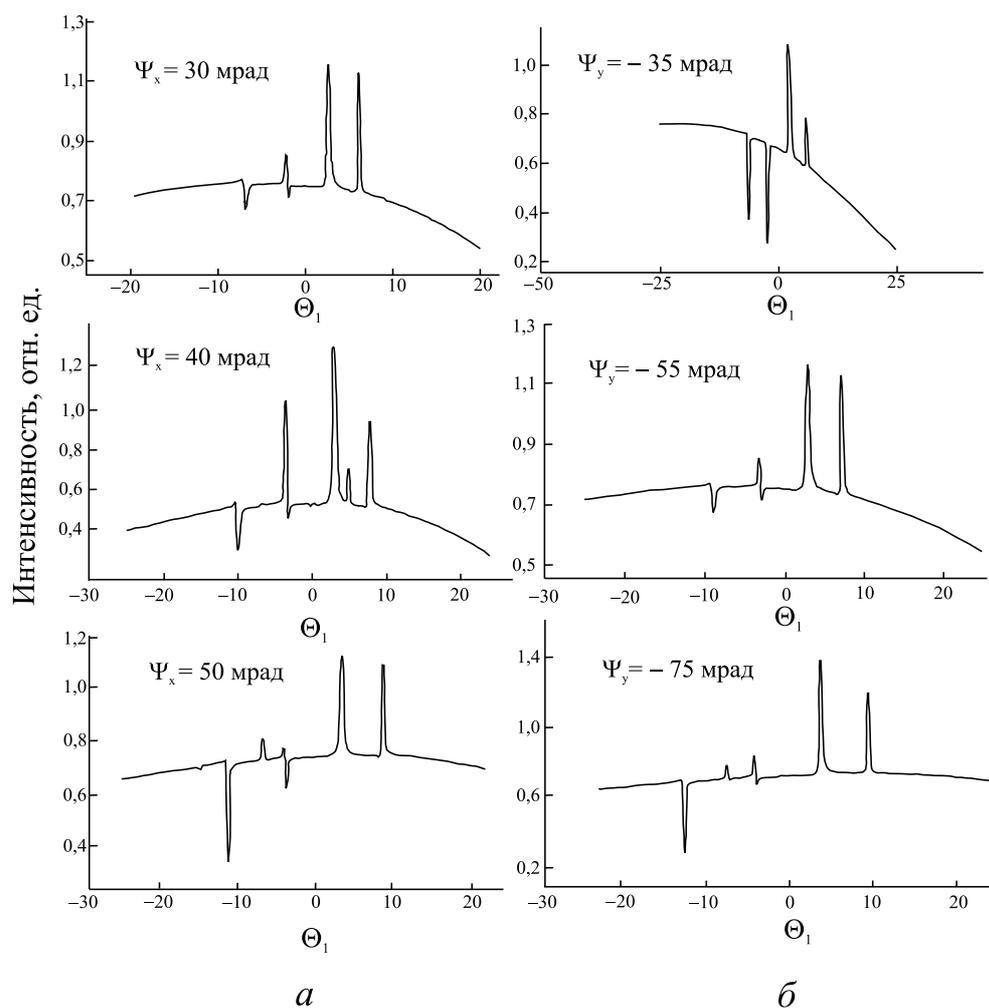


Рис. 4.11. Сечения углового распределения восьмиволнового ПРИ при  $\Theta_2 = 0,8$  мрад: а – угол  $\Psi_y = -55$  мрад, угол  $\Psi_x = 30, 40$  и  $50$  мрад; б – угол  $\Psi_x = 30$  мрад, угол  $\Psi_y = -35, -55$  и  $-75$  мрад

моделирование экспериментальных ситуаций и, по крайней мере, в случае восьмиволновой генерации уверенно утверждать, что интерпретация экспериментальной группой была проведена корректно. Случай четырехволнового эксперимента до сих пор остается спорным, так как интерпретация, данная на основании численного моделирования, не выглядит исчерпывающей. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных также подтвердило существование возможности значительно повысить спектрально-

угловую плотность ПРИ в узком угловом интервале благодаря использованию многоволнового режима генерации.

Сравнение положений резонансов тонкой структуры углового распределения для варьирующихся углов входа частицы в мишень показало, что, по крайней мере, положение центрального пика сохраняется и его интенсивность может суммироваться при усреднении по угловому распределению пучка. Это означает, что многоволновые эффекты могут наблюдаться и для электронов низких энергий. Кроме того, вклад многоволновых эффектов будет более заметен для мягких квантов в силу уширения дифракционных пиков с уменьшением частоты ПРИ.

Возможность повышения спектрально-угловой плотности ПРИ, генерируемого в режиме многоволновой дифракции, продолжает стимулировать в настоящее время как экспериментальные [67], так и теоретические работы [146–148].

## ГЛАВА 5

### ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

---

#### 5.1 Методика эксперимента по поиску ПРИ тяжелых частиц

В текущей главе обсуждаются результаты первых наблюдений генерации ПРИ тяжелыми заряженными частицами. Дополнительные детали рассмотренных вопросов могут быть найдены в наших работах [115–124, 126].

Пучки высокоэнергетических тяжелых частиц распространены гораздо менее, чем пучки релятивистских электронов, поэтому достижение договоренности с руководством установки ПРОЗА (14-й канал протонного синхротрона У-70, ИФВЭ, Протвино, Россия) о возможности постановки экспериментов по поиску ПРИ тяжелых частиц в фоновом режиме во время набора статистики по основному эксперименту (проект ПОЛЭКС) оказалось большой удачей. Учитывая ограниченность пучкового времени, сложность взаимодействия с системами ускорителя, необходимость работы на выезде и, главное, высокий уровень фона, постановка эксперимента оказалась весьма сложной. В свою очередь, наличие опытной команды и хорошее общее понимание процессов генерации ПРИ позволили получить достоверные результаты уже в течение полутора лет.

В итоге для эксперимента оказались доступными следующие пучки: электроны с энергией 25 ГэВ и интенсивностью  $\sim 10^4$  частиц/сброс;

пи-минус-мезоны с энергиями 10 и 40 ГэВ и интенсивностью  $\sim 10^6$  частиц/сброс; протоны с энергией 70 ГэВ и интенсивностью  $\sim (1-5) \cdot 10^6$  частиц/сброс, отводимые из основного пучка с помощью изогнутого кристалла [159].

Наиболее интересной для экспериментов частицей из имеющегося набора нам представлялся протон, использование которого позволило бы не только измерить предсказываемую теорией зависимость характеристик ПРИ от лоренц-фактора, а не от энергии частицы, но и подтвердить независимость характеристик ПРИ от знака заряда. Кроме того, в силу значительно подавленного многократного рассеяния можно было бы наблюдать "чистое" ПРИ, без примеси ДТИ. Однако ввиду того, что планируемый эксперимент был первым в условиях 14-го канала, оптимальной все же на этом этапе должна быть схема с максимальным выходом ПРИ.

Для определения оптимальной схемы эксперимента были рассчитаны значения квантовых выходов ПРИ в кристаллах кремния и германия для основных рефлексов систем плоскостей (111), (110) и (100). Для определенности были выбраны толщина кристалла  $L_0 = 1$  см и угловой размер детектора  $\theta_D = 20$  мрад. На рис. 5.1, а приведены примеры зависимостей квантового выхода ПРИ как функции угла падения на три сильные (то есть с максимальным значением структурного фактора при минимальном порядке рефлекса) системы плоскостей кремниевой мишени толщиной 1 см.

Видно, что при доступных интенсивностях пучков протонов и пионов выход ПРИ достигает значения 200–300 фотон/сброс в наиболее предпочтительном рефлексе (111). На рис. 5.1, б представлены зависимости квантового выхода для рефлекса (111) как функции частоты ПРИ. Максимум здесь достигается при  $\omega_B = 50$  кэВ, что соответствует углу падения частиц на плоскости  $\theta_B \approx 40$  мрад или  $\sim 2,3^\circ$ . Отметим, что для германия выход ПРИ примерно в 1,5 раза выше, однако он достигается при  $\omega_B \approx 150$  кэВ, что менее удобно для регистрации.

Помимо расчетов, методическая работа по подготовке экспериментов включала в себя разработку аппаратуры и программного обеспечения, изготовление и тестирование мишеней, и наконец, проведение методических измерений на пучке для оценки уровней фона и проверки работы аппаратуры *on-line*. Оценка фоновой обстановки в мягкой области рентгеновского диапазона была неизвестна, так как ранее в ИФВЭ работы с такими низкими энергиями

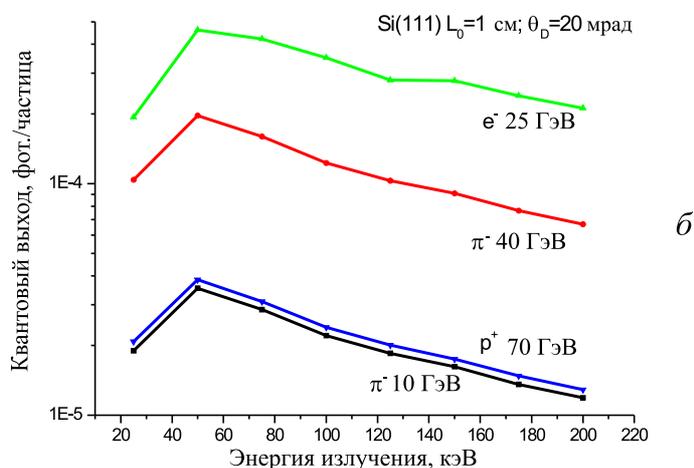
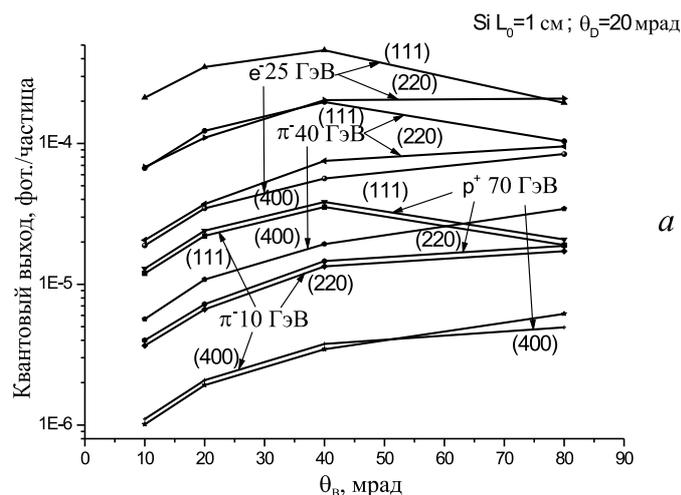


Рис. 5.1. Зависимости квантового выхода ПРИ для различных частиц: а – зависимости квантового выхода ПРИ от угла падения частиц на различные системы плоскостей кремниевой мишени толщиной 1 см; б – зависимости квантового выхода в рефлекс (111) кремния от энергии ПРИ

не производились. Интуитивно было понятно, при наличии рассеянных частиц высоких энергий применение пассивной защиты (как в экспериментах на синхротроне СИРИУС) уже будет недостаточно.

Методический сеанс проводился на пучке пионов с энергией 40 ГэВ и интенсивностью  $10^6$  частиц/сброс. Для оценки возможностей

регистрации ПРИ записывались спектры образцовых изотопов комплекта ОСГИ в присутствии реального фона при сбросе пучка в канал. Промышленные детекторы БДС-6 (сцинтиллятор NaI(Tl)  $\text{Ø}30 \times 1$  мм), 6931-17 (сцинтиллятор NaI(Tl)  $\text{Ø}25 \times 25$  мм) и экспериментальный образец детектора на базе сцинтилляционного кристалла  $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$  помещались в канал на расстоянии 50 мм от пучка. Место размещения было выбрано в хвостовой части канала после аппаратуры установки ПРОЗА, предназначенной для экспериментов по исследованию анизотропии рассеяния. Было установлено, что рассеяние частиц и излучений на поляризованной мишени, деталях аппаратуры и пассивной защиты канала не создает значительного фона в интересующей нас мягкой рентгеновской области. Измерения показали, что основным источником фона является мезонный "факел", направленный из головной части канала. Частицы сверхвысокой энергии, проходя через детектор, вызывают на его выходе импульсы с амплитудой, равной напряжению питания предусилителя (пик насыщения). Между областью шума детектора и пиком насыщения фон был достаточно мал, его интенсивность составляла примерно  $10^3$  имп/с. Помещение в пучок неориентированной кремниевой мишени резко, до  $\sim (4 - 5) \cdot 10^3$  имп/с, повышало уровень фонового счета из-за тормозного излучения и фона, наведенного частями установки. По нашим расчетам выхода ПРИ, такая фоновая скорость счета импульсов приводит к соотношению сигнал/шум приблизительно 1:3, что требует принятия специальных мер по борьбе с фоном. Забегая несколько вперед, можно упомянуть, что фоновая обстановка при работах на протонном пучке оказалась еще хуже.

Для подавления фона в отсутствие возможности применения пассивной защиты было принято решение о применении метода временной селекции, для реализации которого потребовалась разработка сцинтилляционного детектора нового поколения.

## 5.2 Быстродействующий детектор ПРИ

Интенсивный фон, который нельзя подавить пассивной защитой детектора, и слабые потоки полезных событий являются основными особенностями постановки экспериментов на пучках тяжелых частиц. Проблема детектирования ПРИ в этих условиях может быть сформулирована как проблема регистрации мягкого рентгеновского излучения малой интенсивности при наличии интенсивного

высокоэнергетического фона гамма-излучения и тормозного излучения заряженных частиц. Ее решение является сложной технической и методической задачей. Однако тот факт, что, в отличие от электронных пучков, прохождение каждой (в пределе) частицы по каналу может быть зафиксировано с помощью соответствующих мониторов пучка, позволяет применить активную защиту. Это означает, что регистрация "полезных" рентгеновских квантов, то есть совпадающих по времени появления с сигналами детекторов пучка (метод совпадений), может заметно улучшить соотношение сигнал/шум в регистрируемых спектрах. Характерные времена между этими событиями составляют единицы наносекунд.

С точки зрения электроники методика и техника построения схем совпадений с наносекундным разрешением хорошо отработана (напр. [155, 156]). Основной проблемой было отсутствие доступных рентгеновских детекторов, сочетающих малую постоянную времени высвечивания порядка 20–30 нс и менее, высокую эффективность и приемлемое энергетическое разрешение. Разработка детектора с нужными характеристиками собственными силами оказалась единственным выходом из положения.

Таблица 5.1

**Свойства быстрых неорганических сцинтилляторов**

Материал	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Эфф. заряд	$\lambda$ высв., нм	$\tau$ высв., нс	Гигроскопичность
NaI(Tl)	3,67	50	410	230	+
GSO:Ce	6,77	59	437	60	–
YAP:Ce	5,55	36	347	28	–
YAP:Pr	5,55	36	247, 283, >510	10 2000	–

Требуемое для такого детектора сочетание свойств встречается лишь у ограниченного круга неорганических сцинтилляционных кристаллов. Анализ свойств известных (напр. [157]) сцинтилляционных материалов показывает, что наиболее предпочтительными из них являются  $Gd_2SiO_5:Ce^{3+}$  (GSO) и  $YAlO_3$  (YAP), активированный церием или празеодимом (табл. 5.1).

Эти кристаллы, наряду с некоторыми другими перспективными материалами, начали изучаться и применяться в НИИ ЯП БГУ с конца 1980-х – начала 1990-х годов [115–118, 120–122, 124]. К настоящему времени эта тематика развилась до международного признания [158,

202]. Задачи по регистрации ПРИ тяжелых частиц придали в свое время дополнительный импульс этим исследованиям.

Комплексный анализ характеристик этих кристаллов позволил выделить кристалл алюмоиттриевого перовскита YAP:Ce, активированного церием как оптимальный для применения в быстродействующем детекторе ПРИ. Кристаллы YAP выращиваются из молибденовых контейнеров методом горизонтально направленной кристаллизации, при этом получают кристаллы оптического качества размерами до  $70 \times 50 \times 20$  мм<sup>2</sup>. При возбуждении рентгеновским излучением появляется люминесценция (рис. 5.2, кривая 1) с  $\lambda = 347$  нм и  $\Delta\lambda_{1/2} = 50$  нм, затухающая по одноэкспоненциальному закону с  $\tau = 28 \pm 2$  нс. Эта полоса достаточно хорошо согласуется со спектральной чувствительностью распространенных ФЭУ, в отличие от люминесценции YAP:Pr (рис. 5.2, кривая 2).

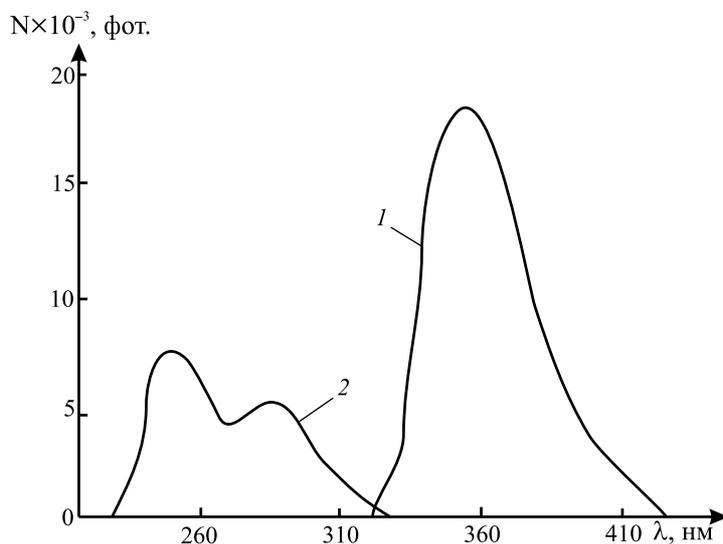


Рис. 5.2. Спектры рентгенлюминесценции монокристаллов YAlO<sub>3</sub>, активированных Ce (1) и Pr (2)

На рис. 5.3 показана блок-схема установки, разработанной для измерения временных параметров сцинтилляций, и приведены формы импульсов сцинтилляций кристаллов YAP:Ce и GSO:Ce. Суть работы установки состоит в регистрации средней амплитуды сигнала в зависимости от временной задержки выборки. Форма импульса подтверждает одноэкспоненциальность высвечивания YAP:Ce в диапазоне около двух порядков по амплитуде.

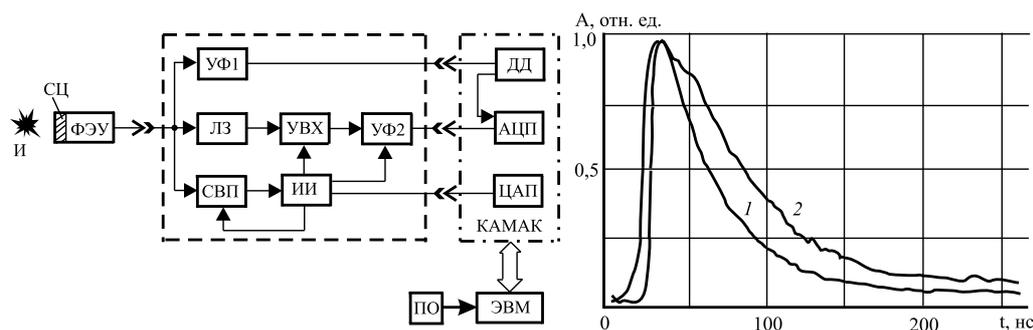


Рис. 5.3. Блок-схема установки для измерения временных параметров сцинтилляций и результаты измерений формы сцинтилляций кристаллов: 1 –  $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$  с  $\tau = 33,2 \pm 0,1$  нс; 2 –  $\text{GSO}:\text{Ce}$  с  $\tau = 51,6 \pm 0,2$  нс. Обозначения блок-схемы: И – радиоактивный источник, СЦ – сцинтиллятор, УФ – усилители-формирователи, ЛЗ – линия задержки, СВП – схема временной привязки, УВХ – устройство выборки-хранения, ИИ – источник временных интервалов, ДД – дифференциальный дискриминатор, ПО – программное обеспечение.

Амплитудные спектры (рис. 5.4, а), снятые в условиях полного сбора заряда с анода ФЭУ, демонстрируют хорошее разрешение по  $\gamma$ -линии с энергией 14,4 кэВ источника  $^{57}\text{Co}$  и по суперпозиции  $\gamma$ -линии с энергией 23,8 кэВ и рентгеновской линии с энергией 25,1 кэВ источника  $^{119\text{m}}\text{Sn}$ . Несомненными достоинствами для применения в детекторе являются малый температурный коэффициент световыхода, составляющий  $\sim 0,4\%$ /К (рис. 5.4, б) и линейность отклика (рис. 5.4, в). Что особенно важно для работ в условиях повышенных нагрузок и интенсивного радиационного фона ускорителя, кристалл  $\text{YAP}:\text{Ce}$  имеет высокую радиационную прочность. Его оптические свойства практически не были поражены при воздействии поглощенной дозы величиной  $10^4$  Гр от интенсивного  $\gamma$ -источника  $^{60}\text{Co}$ .

Поскольку световой выход  $\text{YAP}:\text{Ce}$  составляет только  $\sim 40\%$  относительно  $\text{NaI}(\text{Tl})$ , для обеспечения хорошего разрешения требовалась тщательная оптимизация всех элементов детектора. Из-за большого значения показателя преломления кристалла  $n = 1,93$  обеспечение максимального светосбора является не тривиальной задачей. Проблема решалась подбором оптимальной иммерсионной жидкости и применением деполировки всех поверхностей детекторного элемента (кроме контактирующей с ФЭУ) для обеспечения диффузного

отражения света сцинтилляций. Экспериментальный подбор оптимальной дисперсности абразива дал возможность добиться заметного улучшения светосбора (рис. 5.4, з).

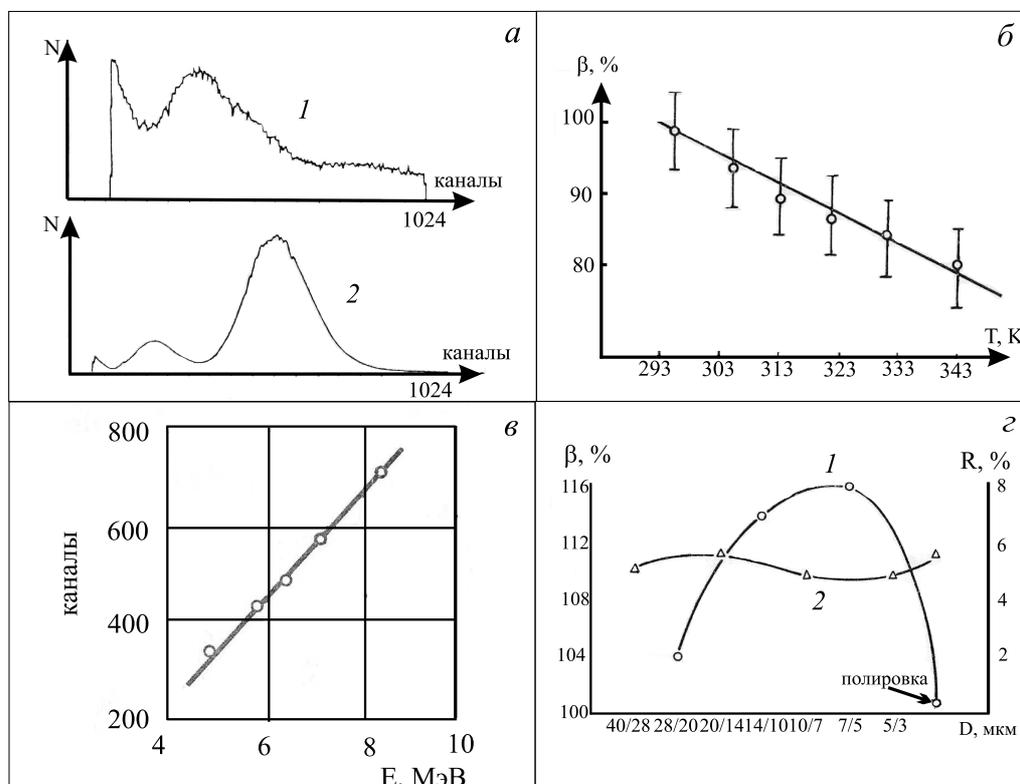


Рис. 5.4. Исследование свойств сцинтиллятора  $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ : а – амплитудные спектры изотопов  $^{57}\text{Fe}$  (1) и  $^{119\text{m}}\text{Sn}$  (2); б – зависимость относительного световыхода  $\beta$  от температуры; в – зависимость положения максимумов спектра изотопа Th от энергии  $\alpha$ -частиц; з – зависимость относительного световыхода  $\beta$  (1) и разрешения  $R$  (2) от дисперсности абразива  $D$ , использованного для шлифовки образца размерами  $\text{O}25 \times 1 \text{ мм}^2$

На рис. 5.5 показана зависимость полной расчетной эффективности для кристаллов различной толщины от энергии излучения. Несмотря на относительно небольшое значение эффективного атомного номера ( $Z_{\text{eff}}=36$ ), кристаллы  $\text{YAP}:\text{Ce}$  имеют высокую эффективность регистрации в интересующем нас диапазоне энергий до 50 кэВ, где, как было показано выше, ожидается максимальный выход ПРИ тяжелых частиц в кремниевой мишени. По совокупности

максимального разрешения и максимальной эффективности в этом диапазоне было принято решение изготовить для регистрации ПРИ детектор на основе кристалла YAP размерами  $\text{Ø}25 \times 1 \text{ мм}^2$  и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-85, обладающего хорошими как спектрометрическими, так и временными характеристиками.

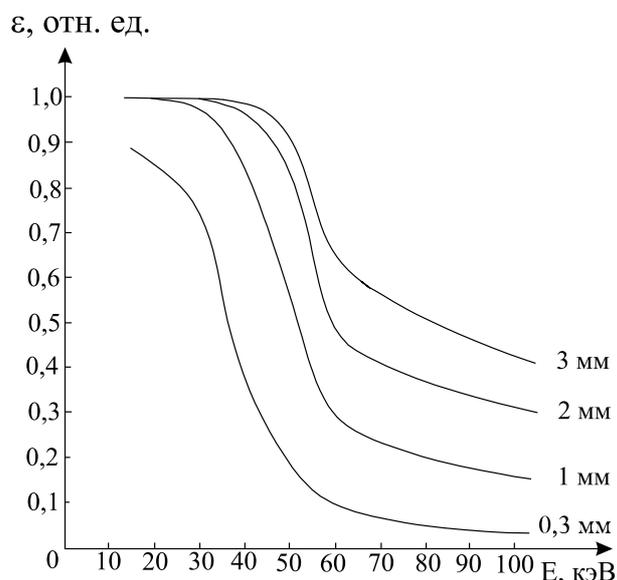


Рис. 5.5. Зависимость полной расчетной эффективности поглощения кристаллом  $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$  мягкого рентгеновского излучения как функции его толщины

Сигнал с анода ФЭУ усиливается двумя предусилителями, как показано на блок-схеме (рис. 5.6). "Быстрый" предусилитель предназначен для временной привязки. Он обеспечивает усиление сигналов, соответствующих энергии  $\sim 60$  кэВ до уровня около 4,5 В, и ориентирован на работу на линию с волновым сопротивлением 50 Ом. Быстрый предусилитель сохраняет форму импульса сцинтилляции. Спектрометрический предусилитель обеспечивает полный сбор заряда с анода ФЭУ и формирование выходного сигнала квазигауссовой формы с полушириной порядка 1 мкс. Этот сигнал может либо непосредственно обрабатываться АЦП, либо дополнительно усиливаться и формироваться стандартным спектрометрическим усилителем-формирователем. Схема логики отбора была построена таким образом, что давала разрешение на запись в спектр только тех сигналов из зарегистрированных детектором ПРИ, временные

отметки которых совпадали с сигналами пучкового телескопа канала, состоящего из трех пластиковых сцинтилляционных детекторов, сигналом пластикового детектора нормировки, расположенного вблизи мишени, и импульсом сброса ускорителя.

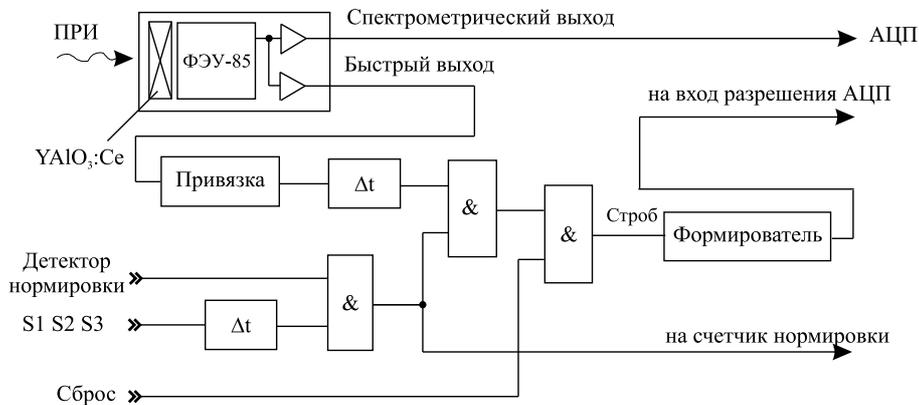


Рис. 5.6. Схема логики отбора событий для селекции квантов ПРИ в режиме совпадения с сигналом пучкового телескопа S1·S2·S3

### 5.3 Обнаружение ПРИ, генерируемого протонами

Рассмотрим работу разработанной нами установки по поиску и исследованию ПРИ тяжелых заряженных частиц (рис. 5.7). Пучок частиц В проходит через телескоп канала S1·S2·S3 и попадает на кристаллическую мишень CR, расположенную примерно в четырех метрах за счетчиком S3. В этом промежутке находилась поляризованная мишень основного эксперимента 14-го канала, поэтому потребовался дополнительный пластиковый сцинтилляционный детектор нормировки N, который располагался в непосредственной близости от мишени ПРИ и имел поперечные размеры, совпадающие с размерами кристалла. Сигналы совпадения отметок от детектора N и телескопа канала позволяли подсчитывать число частиц, проваимодействовавших с мишенью.

"Пальчиковый" сцинтилляционный счетчик F сечением  $5 \times 5 \text{ мм}^2$  с прикрепленным к нему зеркалом M и гелий-неоновый лазер L служат для предварительной юстировки установки. Счетчик F находился в четырех метрах от кристалла и был установлен на двухкоординатной платформе, что позволяло дистанционно

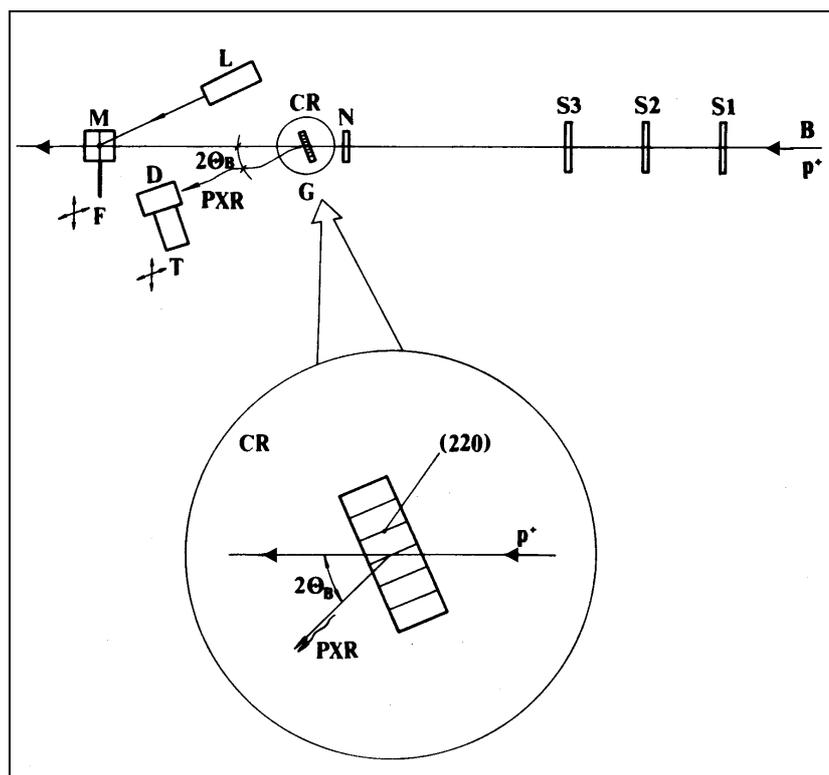


Рис. 5.7. Схема экспериментальной установки для исследования ПРИ (PXR) тяжелых заряженных частиц; В – пучок частиц; S1-S2-S3 – сцинтилляционные детекторы телескопа канала; N – сцинтилляционный детектор нормировки; CR – кристаллическая мишень, размещенная на гониометре G; D – детектор ПРИ, установленный на системе позиционирования Т; позиционируемый "пальчиковый" детектор F, лазер L и зеркало M – элементы системы юстировки; врезка – геометрия эксперимента

позиционировать его относительно центра пучка В по максимуму интенсивности счета. Таким способом определялась одна из опорных точек для провешивания траектории пучка. Второй опорной точкой считался центр поляризованной мишени, так как при сбросе пучок фокусировался на мишени 14-го канала. Отражая от зеркала М луч лазера, добивались прохождения светового луча по линии, соединяющей детектор F и центр поляризованной мишени. Далее на оси пучка располагались счетчик нормировки и мишень ПРИ. Луч света, отраженный от полированной поверхности мишени, совмещали с

центром счетчика F. Точность такой юстировки составляла  $\sim 1,5$  мрад. После поворота мишени на заданный угол  $\theta_B$  по световому рефлексу выставлялся детектор D.

Дальнейшая юстировка проводилась по спектрам, получаемым с детектора мягкого рентгеновского излучения. Он перемещался с шагом, равным диаметру детектора в плоскости дифракции с помощью дистанционной системы позиционирования T. В каждом положении детектора набираемый спектр интегрировался в диапазоне 30–100 кэВ и нормировался на количество частиц, взаимодействовавших с мишенью. По полученным данным строились диаграммы пространственного распределения мягкого рентгеновского излучения и детектор выставлялся в максимум углового распределения ПРИ.

По техническим обстоятельствам поиск ПРИ тяжелых частиц пришлось начать с неоптимального по интенсивности ПРИ варианта, то есть сразу на пучке протонов, хотя расчетный выход излучения для них был приблизительно в пять раз ниже, а фоновая обстановка в канале существенно хуже, чем для планировавшихся вначале  $\pi$ -мезонов с энергией 40 ГэВ.

Пучок протонов с энергией 70 ГэВ выводился с помощью изогнутого монокристалла кремния, установленного в 25-м магнитном блоке [159]. Этот способ вывода обеспечивал высокое качество пучка. Интенсивность составляла  $(1-5) \cdot 10^6$  протонов/сброс. В точке фокуса пучок имел следующие параметры: размеры по основанию  $\Delta_x \sim 7$  мм,  $\Delta_y \sim 15$  мм; угловые расходимости соответственно  $\alpha_x \sim 2$  мрад,  $\alpha_y \sim 1$  мрад. Так как мишень ПРИ находилась примерно в четырех метрах за точкой фокуса, параметры пучка были примерно на 30 % хуже, оставаясь при этом вполне приемлемыми для целей генерации ПРИ.

В качестве материала мишени был использован высококачественный кремний марки КЭФ-20, применяемый в электронной промышленности. Из него были вырезаны мишени трех различных ориентаций с диапазоном толщин от трех до тридцати миллиметров. Их поверхности были отполированы, разориентация базовой плоскости и плоскости среза составляла не более 4 мрад. После измерения параметров подготовленных мишеней первые эксперименты было решено провести с кристаллом размерами  $45 \times 34 \times 18$  мм<sup>3</sup> с базовой плоскостью (111). Мишень располагалась относительно пучка протонов таким образом, что ПРИ генерировалось на системе плоскостей (220) в геометрии Лауэ. Углы Брэгга устанавливались в диапазоне  $2-5^\circ$ , как и следовало

из теоретических оценок, приведенных выше. Геометрия генерации изображена на врезке рис. 5.7.

На рис. 5.8 приведены спектры ПРИ от протонов, полученные для углов Брэгга  $\theta_{B_1} = 5,7^\circ$  и  $\theta_{B_2} = 4,7^\circ$ , а также пики ПРИ, полученные после вычитания фона. Зарегистрированные частоты ПРИ после подгонки функциями Гаусса составили соответственно  $E(\theta_{B_1}) = 28,2 \pm 3,1$  кэВ и  $E(\theta_{B_2}) = 37,6 \pm 5,4$  кэВ. Расчетные значения частот ПРИ составляют  $E_1 = 32,4$  кэВ и  $E_2 = 39,0$  кэВ. Расстояние от мишени до детектора составляло при этом 75 см, а от оси пучка до детектора – 10–14 см.

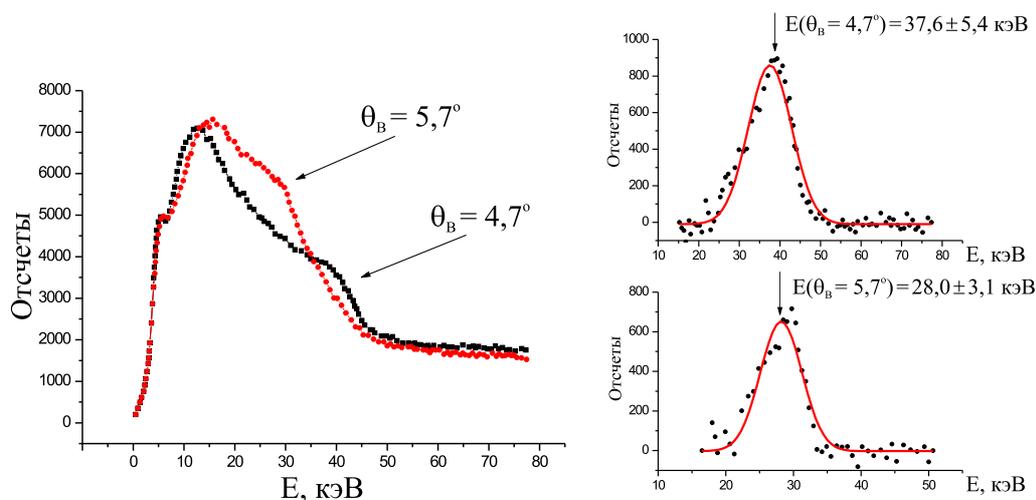


Рис. 5.8. Экспериментальные спектры ПРИ протонов, измеренные при двух различных углах Брэгга (слева); пики ПРИ после вычитания фона в спектрах и аппроксимации гауссианами (справа)

Определенные по спектрам квантовые выходы ПРИ составили  $N_1 = (7,87 \pm 1,57) \cdot 10^{-6}$  фотон/ $p^+$  и  $N_2 = (1,77 \pm 0,35) \cdot 10^{-5}$  фотон/ $p^+$ . Теоретический расчет дает в этой ситуации значения  $N_1 = 8,42 \cdot 10^{-6}$  фотон/ $p^+$  и  $N_2 = 1,10 \cdot 10^{-5}$  фотон/ $p^+$ . Совпадение расчетных значений и величин, измеренных при таком высоком уровне фона, следует считать хорошим.

Горизонтальное угловое распределение ПРИ протонов показано на рис. 5.9. Распределение было получено сканированием детектора с угловым шагом, равным 25 мрад. Экспериментальные точки кривых а и b получены интегрированием спектров ПРИ в диапазоне 30–100 кэВ. Кривая а соответствует случаю  $\theta_B = 0^\circ$ , то есть протоны падали на

мишень параллельно плоскостям (220) и дифракция отсутствовала. Далее мишень поворачивалась так, что плоскости (220) составляли угол  $\theta_B = 2,3^\circ$  с осью пучка (кривая *b*). Малые значения углов по оси абсцисс соответствуют меньшему расстоянию от детектора до пучка, что также видно по увеличению фона. Точки графика *c* представляют собой разность точек графиков *a* и *b*, а кривая – результат расчета по формулам [33]. Максимум в угловом распределении ПРИ наблюдается под углом  $2\theta_B = 4,6^\circ$  относительно направления скорости протонов. Экспериментальное значение полуширины углового распределения  $\Delta\theta_x^e = 50 \pm 7$  мрад, теоретическая величина  $\Delta\theta_x^t = 73$  мрад.

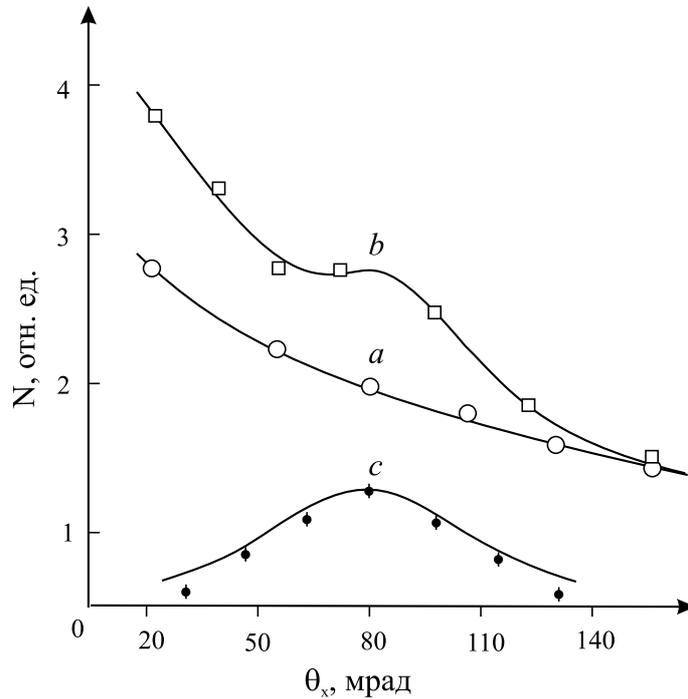


Рис. 5.9. Угловое распределение в горизонтальной плоскости ПРИ протонов в кремниевой мишени: а) – при нулевом угле между направлением скорости протонов и плоскостью (220); б) – при угле  $\theta_B = 2,3^\circ$  между направлением скорости протонов и плоскостью (220); в) – точки соответствуют разности между а и б, линия – расчетное распределение

Совокупность приведенных результатов показывает, что в наших экспериментах действительно наблюдалось ПРИ протонов. Значения частот излучения и квантовых выходов излучения при двух углах

наблюдения, полуширины углового распределения удовлетворительно согласуются с предсказаниями теории.

К сожалению, по независящим от нас обстоятельствам экспериментальную программу на пучках тяжелых частиц продолжить не удалось. В настоящее время ситуация меняется и интерес к таким экспериментам стал возвращаться. Некоторое время назад начались эксперименты объединенной команды из Томска и Дубны по наблюдению ПРИ на протонах с энергией 5 ГэВ, которое после нескольких неудачных попыток [151] было, наконец, обнаружено [152]. Частоты ПРИ в полученных с помощью полупроводникового детектора спектрах (напр. рис. 5.11) и измеренный квантовый выход излучения удовлетворительно согласуются с расчетами. Угловое распределение в этих экспериментах измерено не было. Таким образом, почти через пятнадцать лет после наших работ было получено независимое подтверждение существования ПРИ протонов в кристаллической мишени.

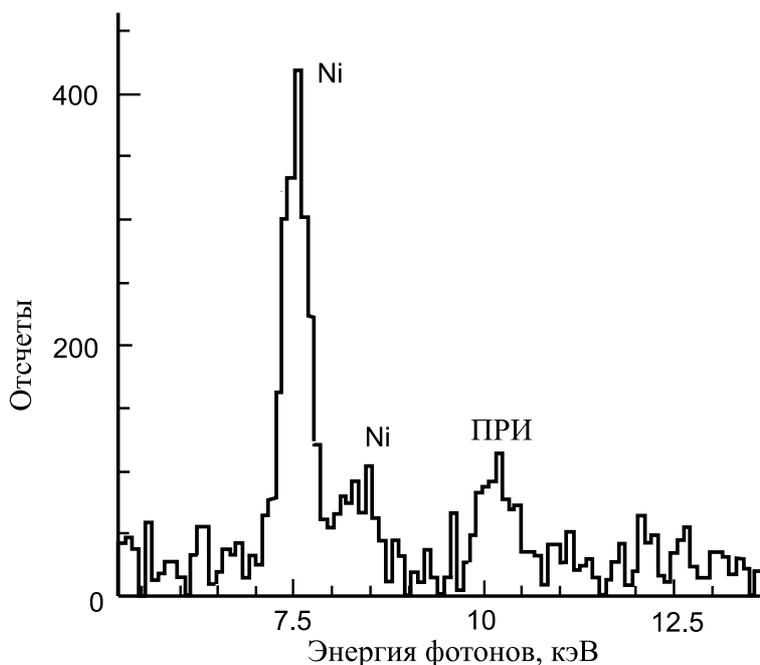


Рис. 5.10. Спектр ПРИ протонов с энергией 5 ГэВ. Мишень – кремний (100),  $\theta_B = 20^\circ$ . Хорошо разрешены пик ПРИ с энергией 10,21 кэВ и характеристические линии никеля от корпуса детектора. Источник [152]

## 5.4 Идентификация заряженных частиц по ПРИ

Как известно [153, 154], в физике высоких энергий применяется некоторый набор методов (времяпролетный, различные варианты черенковских счетчиков, разделение по энергетическим потерям, переходное излучение (ПИ)) идентификации заряженных частиц "неразрушающего" действия. Это означает, что частицы при измерении теряют лишь малую часть своей энергии, не выводятся из пучка и могут быть использованы для дальнейших реакций или измерений. Каждый из перечисленных методов может применяться в различных диапазонах импульсов исследуемых частиц. Для частиц с  $\gamma > 10^3$ – $10^5$  применимы уже только детекторы переходного излучения, которые становятся весьма громоздкими и сложными. Кроме того, существует проблемный диапазон  $10^2 < \gamma < 10^3$ , заполняемый, с одной стороны, с помощью применения все более сложных черенковских счетчиков, а с другой – начинает использоваться так называемое "оптическое" переходное излучение.

Поскольку интенсивность и ширина углового распределения ПРИ зависят от энергии заряженной частицы только через ее лоренц-фактор, механизм ПРИ может быть использован для идентификации заряженных частиц. При этом без существенных усложнений ПРИ может использоваться как в упомянутом диапазоне  $10^2 < \gamma < 10^3$ , так и в теоретически неограниченном сверху диапазоне энергий частиц, то есть когда обычные методы будут уже не применимы.

Перечислим как минимум три преимущества, которыми будет обладать детектор, основанный на ПРИ, в сравнении с детекторами, использующими ПИ:

1) сложный радиатор ПИ состоит из большого (несколько тысяч) количества тонких, как правило, литиевых фольг, сопряженных с многопроволочной пропорциональной камерой и имеет длину порядка метров; радиатор ПРИ представляет собой кристалл с характерными размерами порядка нескольких миллиметров, помещенный на гониометр;

2) частота ПИ меняется в зависимости от энергии частицы, частота ПРИ зависит только от материала и ориентации мишени, поэтому система регистрации рентгеновского излучения может быть оптимизирована в узкой полосе;

3) фон пучка частиц высоких энергий распределен в направлении скорости пучка и регистрируется совместно с ПИ, регистрация ПРИ под

большими углами к скорости частиц может обеспечить возможность условно низкофоновых измерений.

Наконец, аппаратура для детектирования ПРИ не очень громоздка, потому что использует всего несколько каналов регистрации, по сравнению с сотнями и тысячами каналов, используемыми в привычных детекторах физики высоких энергий. Современные координато-чувствительные детекторы (например, основанные на ПЗС-матрицах) позволяют регистрировать одновременно две характеристики ПРИ, зависящих от лоренц-фактора, а именно интенсивность и ширину углового распределения.

Простые расчеты показывают, что интенсивность ПРИ существенно различается для частиц одинаковой энергии и различной природы. Оценки, выполненные для энергии 70 ГэВ, мишень Si (111),  $L_0 = 10$  мм,  $\theta_B = 0,57$ ,  $\theta_D = 1/\gamma$ , дают квантовые выходы ПРИ  $\sim 2 \times 10^{-3}$  фотон/электрон,  $\sim 3 \times 10^{-4}$  фотон/пи-мезон и  $\sim 3 \times 10^{-5}$  фотон/протон. Пороговая, хоть и довольно полая, зависимость интенсивности ПРИ от энергии также может быть использована в детекторе аналогично пороговым черенковским счетчикам [153, 154]. Поскольку  $E_0 \sim \omega_B$ , значение пороговой энергии может плавно изменяться просто поворотом кристалла или, дополнительно, выбором материала мишени и рефлекса. Комбинация радиаторов ПРИ, установленных в положения с различными значениями пороговых энергий, позволит достичь разделения частиц в пучке с определенным импульсом.

Квантовый выход ПРИ, заметно уступающий выходу ПИ даже на одной границе раздела сред (а в известных детекторах применяются радиаторы из нескольких тысяч фольг), не позволит детектору, основанному на ПРИ, идентифицировать каждую частицу. Однако вполне возможны задачи измерения интегральных характеристик пучков частиц сверхвысоких энергий, например, в задачах аналогичных [161], где при измерении спектров первичных космических лучей будет применен детектор на ПИ. Для работы в космосе детектор на ПРИ может быть более предпочтительным из-за меньших размеров радиатора и меньшей технической сложности.

С другой стороны, квантовый выход ПРИ растет с ростом импульса частицы, хоть всего лишь логарифмически, и при сверхвысоких энергиях, где по совокупности свойств ПРИ выглядит вполне конкурентно, становится не таким уж и малым. Кроме того, применение оптимальных мишеней, более толстых при высоких энергиях и/или

многослойных, подобных описанным в [57, 59, 60], может поднять выход излучения до приемлемых значений. Комбинированная многослойная мишень также будет иметь возможность некоторого подобия резонансной регистрации. При определенном импульсе частиц частота ПИ будет соответствовать условию Брэгга и выход ПРИ в рефлекс будет существенно возрастать за счет добавки дифрагированного ПИ.

Особый интерес ПРИ может иметь для экспериментов с релятивистскими ионами в силу пропорциональности квантового выхода излучения квадрату заряда падающей частицы. Для примера были рассчитаны зависимости интегрального квантового выхода ПРИ от энергии ионов свинца (рис. 5.11) для параметров ионного пучка, планируемых на ускорительном комплексе ЛНС ([162], с. 162). Материал мишени – кремний, остальные детали геометрии приведены непосредственно на рисунке. Значение угловой апертуры детектора было выбрано равной 0,1 мрад. Энергии фотонов ПРИ составляют 32,5 и 12,0 кэВ соответственно для левого и правого графиков. Два различных рефлекса позволили получить различные пороговые энергии ( $\sim 206$  ТэВ и  $\sim 75$  ТэВ), что еще раз демонстрирует возможность применения ПРИ для построения детектора с пороговыми свойствами. Мишени толщиной 1,8 мм и 18,0 мм, выбранные как в описанном выше реальном эксперименте с протонами, позволяют получить вполне приемлемый квантовый выход излучения, однако оптимальная толщина мишени должна определяться отдельно.

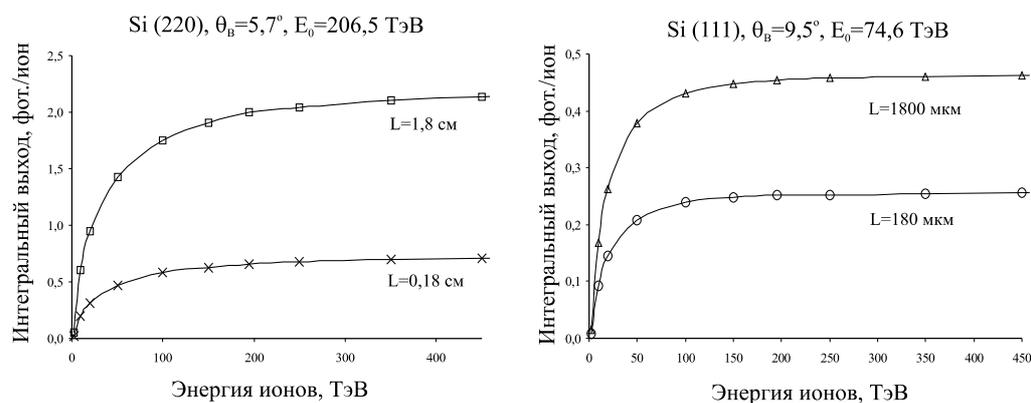


Рис. 5.11. Интегральные выходы ПРИ, генерируемого релятивистскими ионами Pb при энергиях, характерных для ЛНС

В недавней презентации [160] большая экспериментальная группа из четырех российских научных центров заявила о первом наблюдении ПРИ на пучке ионов  $C^{12}$  с энергией 2,2 ГэВ/нуклон. Утверждается, что удалось зарегистрировать спектры и измерить квантовый выход ПРИ ионов углерода, который оказался много большим, чем для протонов с энергией 5 ГэВ, и согласуется с расчетом. Эксперименты с другими ионами позволят установить форму зависимости интенсивности излучения от заряда пучка. Отличие зависимости от квадратичной указывает на то, что в мишени идут процессы перезарядки, то есть захват ионами электронов атомов мишени [197], что усложняет интерпретацию эксперимента. В свою очередь эта зависимость могла бы быть полезной для диагностики зарядового состояния ионного пучка в твердом теле, важной для физики конденсированного состояния.

Подытоживая результаты данной главы, еще раз констатируем, что исследовательской группой НИИ ЯП БГУ был поставлен эксперимент, позволивший впервые надежно зарегистрировать ПРИ, генерируемое протонами, и измерить его квантовый выход и угловое распределение при различных углах Брэгга. После существенного временного промежутка было получено независимое экспериментальное подтверждение ПРИ, генерируемого протонами, и впервые заявлено о наблюдении ПРИ ионов.

Опыт экспериментов на пучках тяжелых частиц (как наших, так и опубликованных в последнее время) показал, что они из-за большего фона вторичных излучений являются более трудными в постановке, чем эксперименты с электронами, хотя их тормозное излучение существенно слабее. Таким образом, это направление исследований требует существенного развития методики для увеличения отношения сигнал/фон.

В свое время мы решили эту проблему с помощью разработки специального быстрого сцинтилляционного детектора, что явилось одним из толчков к развитию целого направления исследований. Дальнейшим направлением развития методики детектирования ПРИ могло бы стать создание матричного детектора, элементы (пиксели) которого были бы сделаны из быстрого сцинтиллятора, плотность и световыход которого могли бы обеспечить высокую эффективность регистрации и хорошее спектральное разрешение. Применение матричного детектора, помимо увеличения количества регистрируемых квантов ПРИ, позволило бы одновременно измерять и параметры углового распределения.

Выше были перечислены свойства ПРИ, позволяющие прогнозировать его использование в качестве радиационного механизма идентификации заряженных частиц высоких и сверхвысоких энергий. Однако для его применения в физике высоких энергий и в исследованиях с ионными пучками следует выполнить большую методическую работу по компьютерному моделированию такого детектора и режекции частиц различного сорта. Эту работу можно выполнить только в коллаборации с участниками действующих экспериментов, при этом она должна быть сделана весьма детально, поскольку идентификация с помощью ПИ имеет уже многолетнюю историю развития и конкурировать здесь без самой тщательной проработки будет невозможно.

Эксперименты с ионными пучками и тяжелыми заряженными частицами, помимо уже упомянутых аспектов, имеют также и мотивацию фундаментального плана. Проверка квадратичной зависимости выхода квантов ПРИ от заряда частицы позволит экспериментально уточнить особенности процесса генерации ПРИ и подтвердить возможность его применения для диагностики пучков релятивистских ионов, а подавление многократного рассеяния тяжелых частиц в мишени позволит продолжить эксперименты по измерению естественной ширины линии ПРИ.

## ГЛАВА 6

### КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ И ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ (КТПРИ)

---

#### 6.1 Первые эксперименты с когерентным рентгеновским излучением нерелятивистских электронов

При уменьшении энергий электронов от релятивистских в область порядка сотен кэВ интерференция ПРИ и КТИ становится все более существенной, в результате чего формируется суммарное когерентное рентгеновское излучение [93]. Поскольку его нельзя разделить на компоненты экспериментально, будем называть его КТИ и ПРИ нерелятивистских электронов (КТПРИ). Действительно (рис. 6.1, а), в случае излучения релятивистских частиц, проходящих через кристалл, фоновое излучение, обусловленное иными, чем ПРИ, механизмами генерации (некогерентное и когерентное тормозное излучения, переходное излучение), сосредоточивается в узком конусе  $\Delta\theta \sim \gamma^{-1} = mc^2/E$  в направлении движения пучка частиц. А квазимонохроматическое излучение, возникающее в направлении, определяемом брэгговскими углами, возникает только по механизму генерации ПРИ. В результате процесс излучения виртуально свободен от фона и поэтому может быть зарегистрирован даже детектором с низким спектральным разрешением. В случае нерелятивистских

электронов угловое распределение излучения становится практически изотропным (рис. 6.1, б). Вследствие этого рефлексы излучения, обусловленные когерентными эффектами, будут наблюдаться в присутствии интенсивного пространственно-однородного фона, а их форма и амплитуда во многом будет определяться спектральным разрешением детектора и его угловой апертурой. Таким образом, экспериментальное исследование когерентного рентгеновского излучения нерелятивистских электронов принципиально возможно только с помощью коллимированных ("точечных") детекторов с высоким спектральным разрешением.

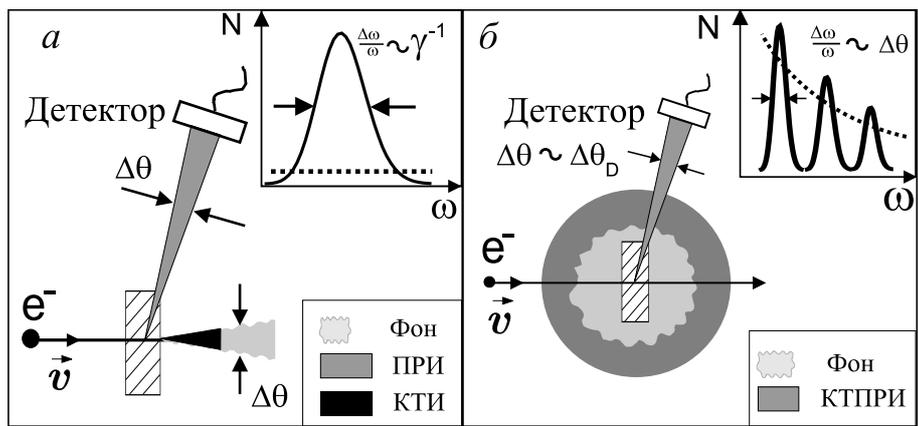


Рис. 6.1. Пространственные распределения интенсивности рентгеновского излучения для релятивистских (а) и нерелятивистских (б) электронов. На вставках показана спектральная структура детектируемых пиков. Источник [93]

Первые известные эксперименты по исследованию излучения нерелятивистских электронов в кристаллах [94] были посвящены изучению когерентного тормозного рентгеновского излучения от нерелятивистских электронов и проводились с использованием в качестве источника пучка электронного микроскопа на мишени из LiF в схеме, приведенной на рис. 6.2, а. Невысокое разрешение системы регистрации на базе пропорционального счетчика (~17% на 6 кэВ) позволило тем не менее зарегистрировать спектры КТПРИ (рис. 6.2, б) благодаря, в первую очередь, использованию в качестве мишени весьма тонкой (~ 500–1000 Å) кристаллической пленки LiF.

Позднее рентгеновское излучение нерелятивистских электронов в кристаллах подробно исследовалось с помощью полупроводниковых

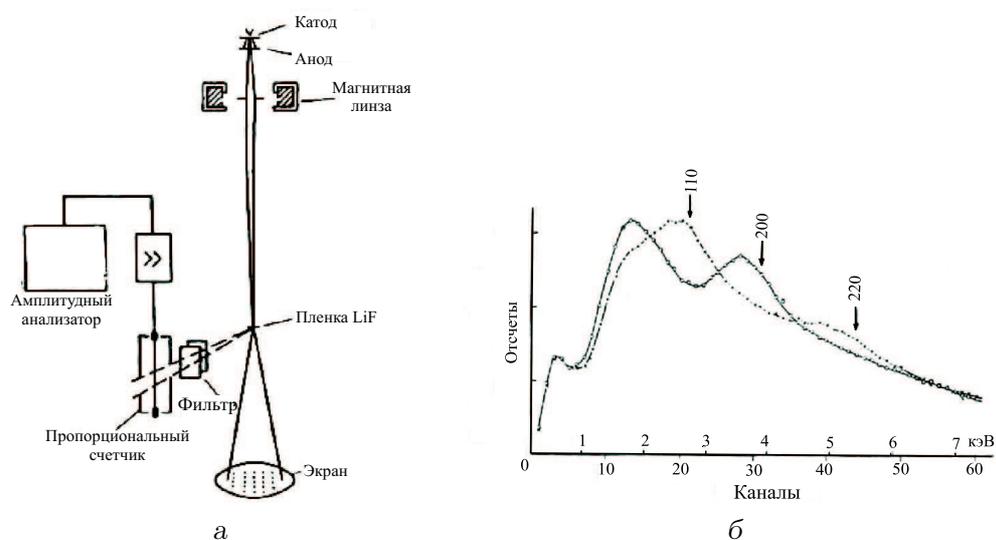


Рис. 6.2. Эксперимент по исследованию когерентного рентгеновского излучения на просвечивающем электронном микроскопе: а – схема эксперимента; б – характерные спектры, полученные в эксперименте. Источник [94]

детекторов [95–97], которые обеспечивали более высокое разрешение, чем пропорциональный счетчик в [94]. Несмотря на повышение технического уровня, результаты этих экспериментов не были интерпретированы количественно, так как их авторы учитывали только механизм КТИ. Появление теории [93, 98, 99], в которой была введена модель КТПРИ, позволило более адекватно описать излучение нерелятивистских электронов в кристаллических мишенях и провести количественную интерпретацию нескольких ранних экспериментов.

Однако уже в первом эксперименте [94] были установлены многие характерные особенности КТПРИ:

- изменение положения (частоты) пиков с энергией электронов;
- зависимость частоты от угла ориентации мишени;
- возникновение нескольких пиков, соответствующих различным порядкам отражения;
- уширение пиков в зависимости от структурного совершенства мишени.

Наиболее подробное и всестороннее исследование КТПРИ из известных до настоящего времени экспериментов было представлено в [97]. Были установлены зависимости параметров излучения от

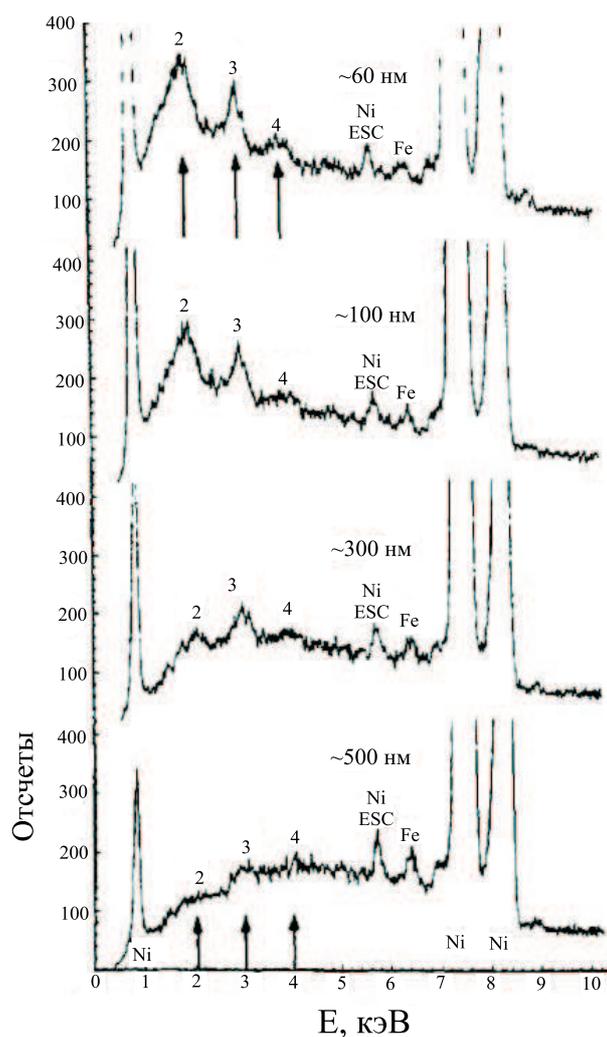


Рис. 6.3. Спектры КТПРИ от пучка электронов с энергией 120 кэВ в зависимости от толщины мишени из кристаллического никеля. Источник [97]

энергии пучка в диапазоне 60–120 кэВ, углов ориентации мишеней из различных материалов (медь, железо, никель, кремний, алюминий и  $\text{Ni}_3\text{Al}$ ) относительно оси пучка, детекторов (характерное энергетическое разрешение  $\sim 150$  эВ) относительно мишеней, а также толщины и температуры мишени. Из результатов измерений следует, что из всех экспериментальных требований для генерации КТПРИ наиболее существенным является условие использования весьма тонкой (100–

300 нм) кристаллической мишени высокой степени совершенства (рис. 6.3). Учитывая, что ее площадь должна быть достаточно велика для обеспечения работы с большим током и реализации упомянутой выше возможности получения достаточно высокого выхода монохроматического рентгеновского излучения, создание таких мишеней представляет непростую технологическую проблему.

## 6.2 Характеристики КТПРИ нерелятивистских электронов

Теория КТПРИ детально изложена в [93, 99, 108, 163]. Рассмотрим подробнее существенные особенности излучения, которые определяют требования к условиям его экспериментального наблюдения, следуя в основном [108, 163].

Качественные особенности КТПРИ можно объяснить с привлечением концепции псевдофотонов, как это было сделано в параграфе 1.2 для описания ПРИ ультрарелятивистских частиц. В рамках этой модели любой механизм излучения может рассматриваться как конвертор псевдофотонов в реальные фотоны, испускаемые в спектральном интервале, зависящем от типа взаимодействия заряженной частицы и внешнего поля. В этом случае универсальная оценка спектрально-углового распределения фотонов, генерируемых электронным пучком в единицу времени при взаимодействии с веществом или внешним полем, выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial^2 N_s}{\partial \omega \partial \vec{n}} \simeq \frac{\alpha}{4\pi c^4} (\vec{e}_s \vec{v})^2 R(\omega, \vec{n}, E) L_{coh}^2(\omega, \vec{n}, E) \omega \frac{I}{e}. \quad (6.1)$$

Здесь  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $\vec{e}_s$  – вектор поляризации фотона с частотой  $\omega$ , единичный вектор  $\vec{n}$  определяет направление испускания фотона,  $I$  – количество электронов с энергией  $E$  и скоростью  $\vec{v}$ , прошедших через область взаимодействия в единицу времени.

Безразмерный коэффициент  $R(\omega, \vec{n}, E)$  определяет вероятность трансформации псевдофотона в реальный фотон с волновым вектором  $\vec{k} = \omega \vec{n}$ . Величина этой вероятности зависит от механизма излучения и удовлетворяет неравенству:

$$R(\omega, \vec{n}, E) \leq 1. \quad (6.2)$$

Когерентная длина  $L_{coh}$  определяется кинематикой взаимодействия

между электроном и полем излучения и по значению может быть оценена как наименьший из следующих параметров:

$$L_{coh} = \min \left\{ L, L_a = \frac{2}{\omega \varepsilon''}, L_{el} = [p_z - p_{fz} - k_z]^{-1} \equiv q_z^{-1} \right\}, \quad (6.3)$$

где  $q_z = p_z - p_{fz} - k_z$  – проекция переданного импульса на направление скорости электрона,  $\vec{p}$  и  $\vec{p}_f(E_f)$  – импульс электрона в начальном и конечном состояниях,  $E_f = E - \hbar\omega$ ,  $L$  – толщина мишени вдоль траектории электрона. При условии  $\omega \ll E$  параметр  $L_{el}$  равен

$$L_{el} \simeq \frac{1}{\omega [1 - (\vec{v}\vec{n}) \varepsilon'/c]},$$

$$L_{el} \simeq \frac{2}{\omega [2(1 - \varepsilon') + \gamma^{-2}]}, \quad \gamma = \frac{E}{mc^2} \gg 1. \quad (6.4)$$

В (6.3)–(6.5)  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  – действительная и мнимая части коэффициента преломления среды. Физический смысл  $L_{coh}$  заключается в том, что это длина пути электрона в веществе, на котором испущенные фотоны являются когерентными.

Выражение (6.1) показывает, что при постоянной энергии электрона отношение интенсивностей различных излучательных механизмов определяется коэффициентами преобразования (6.2) и когерентной длиной. Для излучения Вавилова–Черенкова  $L_{coh}$  достигает максимального значения при условии  $q_z = 0$  и внутри спектрального интервала, удовлетворяющего неравенству  $\varepsilon' > 1$ . Для ПРИ значение  $R(\omega, \vec{n}, E)$  равно коэффициенту брэгговского отражения от кристаллографических плоскостей и стремится к единице для фотонов с вектором  $\vec{k}$ , лежащим вблизи сферы Эвальда. Таким образом, максимальная интенсивность ПРИ соответствует случаю, когда условие дифракции Брэгга

$$\left( \vec{k} + \vec{\tau} \right)^2 = k^2 \quad (6.5)$$

выполняется одновременно с условием Вавилова–Черенкова

$$p_z - p_{fz} - k_z = 0. \quad (6.6)$$

Такая ситуация возможна для релятивистских частиц с энергией  $E \gg m$ , причем для электрона эта энергия должна быть больше чем  $\sim 50$  МэВ [63].

Если (6.6) не выполняется точно, но условие  $\gamma \gg 1$  еще действительно, величина  $L_{el}$  пропорциональна  $\gamma^2$ , а величина  $(\vec{e}_s \vec{v})$  пропорциональна характерному углу вылета фотонов  $\Delta\theta \sim 1/\gamma$ . В целом спектральная плотность излучения будет зависеть от энергии частицы следующим образом:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial \omega \partial \vec{n}} \sim E^2. \quad (6.7)$$

В [37] была сделана попытка подтвердить эту зависимость экспериментально в диапазоне энергий пучка 5–20 МэВ, но выполненная там аппроксимация параболой через всего три полученные точки выглядит не вполне убедительно.

При понижении энергии пучка от привычных по экспериментам с ПРИ десятков и сотен МэВ до, к примеру, характерных для рентгеновских трубок 100 кэВ, квантовый выход излучения уменьшится в  $\sim 10^6$  раз по сравнению с максимально достижимым значением. Однако это уменьшение может быть скомпенсировано значительным увеличением тока, достижимым в низковольтных установках, по сравнению с ускорителями на высокие энергии.

Еще одним отличительным свойством КТПРИ является его угловое распределение, что налагает особые требования на схему детектирования. Как уже упоминалось в параграфе 6.1, в случае нерелятивистских электронов угловые распределения всех типов излучения становятся практически изотропными (см. рис. 6.1). Пики КТПРИ "тонут" в фоне тормозного излучения и поэтому принципиально могут быть зарегистрированы только детектором с высоким спектральным и угловым разрешением.

Существенным фактором, влияющим на наблюдаемость КТПРИ, также остается многократное рассеяние. Поскольку заряженные частицы при прохождении через мишень испытывают упругие и неупругие столкновения, угловое и энергетическое распределения электронов в пучке будут меняться. Влияние рассеяния электронов на характеристики КТПРИ станет заметным, если либо полуширина распределения скорости  $\Delta v/v$  или полуширина углового распределения электронов в пучке  $\Delta\theta$  станет равной или большей полуширины спектральной линии излучения  $1/kL$ , где  $k$  – волновой вектор испущенного фотона,  $L$  – длина пути электрона в мишени. Оценки влияния многократного и неупругого рассеяния, выполненные для нескольких типов кристаллов в широком диапазоне частот излучения,

дали достаточно жесткие требования на величину толщины мишени и параметры электронного пучка. Установлено, что для наблюдения КТПРИ толщина кристаллической мишени не должна превышать значения  $\sim 0,5$  мкм, энергия пучка должна быть не менее 50–60 кэВ и начальные разбросы по энергии и углам должны быть не более 0,01.

Влияние многократного рассеяния на регистрируемые спектры можно несколько снизить, если регистрировать излучение под скольльзящим углом  $\psi \ll 1$  относительно поверхности мишени. В этом случае будут регистрироваться только фотоны, испущенные на пути  $\sim \psi L_a$ , где  $L_a$  – длина поглощения. Таким образом, в спектрах будет фиксироваться только излучение, испущенное на начальной (с малой дисперсией в силу  $\overline{\theta_s^2} \sim L$ ) части траектории пучка в мишени.

Фотоны КТПРИ излучаются во всех направлениях, их частота зависит как от угла  $\theta_0$  между скоростью электронов и системой кристаллографических плоскостей, так и от угла наблюдения  $\varphi$  между скоростью электронов  $\vec{v}$  и направлением наблюдения:

$$\omega_n(\theta) = \frac{2\pi v \cos \theta_0}{d(1 - \frac{v}{c} \cos \varphi)} n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (6.8)$$

где  $d$  – межплоскостное расстояние,  $c$  – скорость света. Спектр КТПРИ состоит из набора гармоник со спектральными ширинами, определяемыми, помимо толщины мишени  $L$  (собственная ширина), угловым разрешением детектора  $\Delta\theta_D$  и углом многократного рассеяния электронов  $\theta_s$ :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_n} \approx \left[ \left( \frac{v}{L\omega_n(\theta)} \right)^2 + \frac{v^2 \cos^2 \theta}{c^2 (1 - \frac{v}{c} \cos \theta)} \Delta\theta_D^2 + K^2 \overline{\theta_s^2} \right]^{1/2}, \quad (6.9)$$

$$K = \left| \vec{\tau}_\perp \left( 1 - \frac{\vec{v}\vec{n}}{c} \right) + \vec{n}_\perp \frac{\vec{v}\vec{\tau}}{c} \right|.$$

Фактор  $K$  определяется геометрией эксперимента,  $\vec{n}$  – нормаль к поверхности мишени. Правильный выбор расположения детектора, его оптимальной коллимации и ориентации кристалла позволяет минимизировать значение геометрического фактора  $K$ . Например, регистрация КТПРИ в направлении  $\varphi = \pi/2$  детектором с угловой шириной  $\Delta\theta_D < (\omega_n L/c)^{-1/2}$  позволит получить минимальную (близкую к естественной) спектральную ширину.

Возможность наблюдения эффекта детектором со спектральным разрешением  $\Delta\omega/\omega$  можно оценить с помощью выражения для отношения интенсивностей КТПРИ и тормозного излучения [93]:

$$\eta \simeq \frac{\rho}{\omega_n^3} \frac{6\pi^2 v}{\ln(137/Z^{1/3})} \frac{\omega_n}{\Delta\omega},$$

где  $\rho$  – концентрация рассеивателей.

Генерация КТПРИ в оптимальных условиях позволяет добиться максимальной яркости излучения. Количество монохроматических фотонов, испущенных в направлении  $\vec{n}$  внутри определенной спектральной линии, может быть рассчитано по формуле:

$$\frac{\partial N_n}{\partial \vec{n}} \approx \frac{e^2}{8\pi^2 \hbar c} \omega_n L v |g_\tau|^2. \quad (6.10)$$

Оценка яркости  $B$  с помощью (6.10) для рефлекса (111) монокристаллической медной фольги толщиной 10 мкм при энергии электронов 120 кэВ и среднем токе пучка  $I$  (А) ( $\omega \sim 2,0$  кэВ,  $\Delta\omega/\omega=10^{-5}$ ,  $|g_\tau| \approx 3,1 \cdot 10^{-4}$ ) дает значение  $B \approx 1,3 \cdot 10^9 I$  (А) (фотон/с)/(мрад<sup>2</sup>) (на уровне 0,1%). Согласно оценкам [93, 163], эта яркость сравнима с яркостью излучения синхротрона второго поколения.

### 6.3 Установка для исследования КТПРИ

В последующих параграфах приводятся и обсуждаются результаты наших экспериментов по генерации ПРИ нерелятивистскими электронами [164].

Геометрия и схема экспериментов приведена на рис. 6.4. Для определенности показана геометрия Брэгга, но измерения также проводились и в геометрии Лауэ. Пучок электронов падает на поверхность тонкой кристаллической мишени вдоль оси  $Z$ . Угол  $\theta_0$  между осью  $Z$  и вектором обратной решетки мишени  $\vec{\tau}$  устанавливается вращением мишени вокруг оси  $X$ . Угол наблюдения  $\varphi$  в нашем случае составляет примерно  $90^\circ$  относительно направления скорости электронов, что позволило уменьшить геометрический фактор, влияющий на ширину спектральной линии.

Электронный пучок характеризуется следующими параметрами: энергия 50–100 кэВ; относительная нестабильность ускоряющего напряжения  $2 \cdot 10^{-5}$ . Дополнительно для снижения фона были установлены коллиматор и электростатический дефлектор электронов,

находящийся под потенциалом  $\sim 5$  кВ. Ток пучка измерялся цилиндром Фарадея, установленным за мишенью. Мишень фиксировалась на предметном столике, обеспечивающем линейные перемещения для юстировки мишени относительно пучка и имеющем возможность ее вращения вокруг осей  $Z$  и  $X$ .

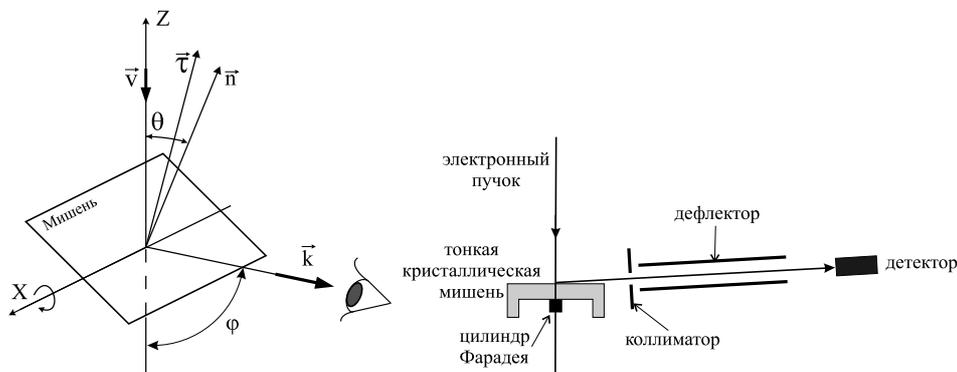


Рис. 6.4. Геометрия и схема эксперимента

Для регистрации фотонов КТПРИ применялись два Si(Li) полупроводниковых детектора с площадями чувствительной поверхности  $20 \text{ мм}^2$ , что обеспечивало угловую апертуру, равную  $0,2$  мрад. Один из детекторов оборудован бериллиевым окном толщиной  $20 \text{ мкм}$  и имел термоэлектрическое охлаждение, второй детектор с полимерным окном толщиной  $0,5 \text{ мкм}$  и охлаждением жидким азотом предназначен для работы с мягким рентгеновским излучением от  $\sim 500$  эВ. Энергетическое разрешение обоих детекторов, определенное по характеристической  $K_{\alpha} \sim 1,73$  кэВ линии кремния, составляло  $\sim 160$  эВ. Спектры накапливались 4096-канальным анализатором ORTEC 2056-C, после чего переносились в компьютер, где подвергались первичной обработке.

Как уже упоминалось, необходимое условие для регистрации КТПРИ при энергиях электронов менее  $100$  кэВ – толщина кристаллической мишени  $\leq 0,5 \text{ мкм}$ . Изготовление такой мишени в виде самоподдерживающейся мембраны потребовало создания специальной технологии. Рассмотрим кратко разработанный нами совместно с Минским НИИ радиоматериалов техпроцесс изготовления мишени и методику измерения ее толщины [165].

Мишень представляет собой кремниевый кристалл толщиной  $\sim 200 \text{ мкм}$  размером  $2 \times 2 \text{ мм}$ , в котором изготавливается мембрана

Ø1,0 мм и толщиной  $\sim 0,5$  мкм. Материал мембраны – слой нелегированного эпитаксиального кремния толщиной  $\sim 0,9\text{--}1,0$  мкм, нанесенный на подложку высоколегированного  $p^+$  кремния марки КДБ 0,01<100> диаметром 100 мм и толщиной  $\sim 470$  мкм. Выбор такой структуры определяется использованным методом электрохимического травления, при котором нелегированный эпитаксиальный Si служит в качестве стоп-слоя.

Для проведения процесса электрохимического травления необходимо изготовить электрический контакт с пластиной через слой высокоомного эпитаксиального Si с планарной стороны и утончить подложку до  $\sim 200$  мкм. Подложка утончается механической полировкой.

Для получения контакта планарная сторона закрывается химически стойким лаком со вскрытием области по контуру подложки. Затем вся пластина травится в травителе для Si на толщину эпитаксиального слоя  $\sim 1$  мкм (рис. 6.5, а). После снятия лака и химической обработки на непланарную сторону наносится  $\text{SiO}_2$  толщиной  $\sim 0,3\text{--}0,4$  мкм,  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной  $\sim 0,15\text{--}0,2$  мкм и напыляется Cr толщиной  $\sim 0,05$  мкм для адгезии фоторезиста [166] (рис. 6.5, б). Затем на непланарной стороне проводится фотолитография мембраны. Электрический контакт к пластине создается напылением пленки Al толщиной  $\sim 0,5$  мкм при  $T \sim 180^\circ\text{C}$  по контуру подложки через маску (рис. 6.5, в).

Травление мембраны проводится в два этапа. На первом этапе выполняется электрохимическое пористое анодирование до эпитаксиального Si на глубину  $\sim 200$  мкм в электролите  $\text{HF}:\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}=4:1$  [167] в течение  $\sim 120$  мин при скорости  $\sim 1,8$  мкм/мин. Контроль окончания процесса получения пористого Si производится по скачку потенциала  $\sim 10\text{--}20\%$  при дотравливании до высокоомного эпитаксиального Si (рис. 6.5, д). После чего травление продолжается в течение дополнительного времени  $\sim 10$  мин для выравнивания толщины пористого Si по всей поверхности подложки и утончения мембраны до  $\sim 0,5$  мкм. Скорость травления высокоомного эпитаксиального Si незначительна и составляет  $\sim 50$  нм/мин.

На втором этапе пористый Si травливается в растворе 1% KOH в течение 30 мин (рис. 6.5, е). После травления пористого Si подложка извлекается из кассеты и производится снятие фоторезиста, Cr и Al в стандартных травителях. Диэлектрическая пленка  $\text{SiO}_2 + \text{Si}_3\text{N}_4$  снимается методом плазмохимического травления.

Разделение на кристаллы производится методом дисковой резки

подложки, наклеенной с помощью нафталина на промежуточную Si пластину. Готовые кристаллы с мембранами (рис. 6.5, f) получаются при возгонке нафталина в термостате при  $T \sim 110^\circ\text{C}$ .

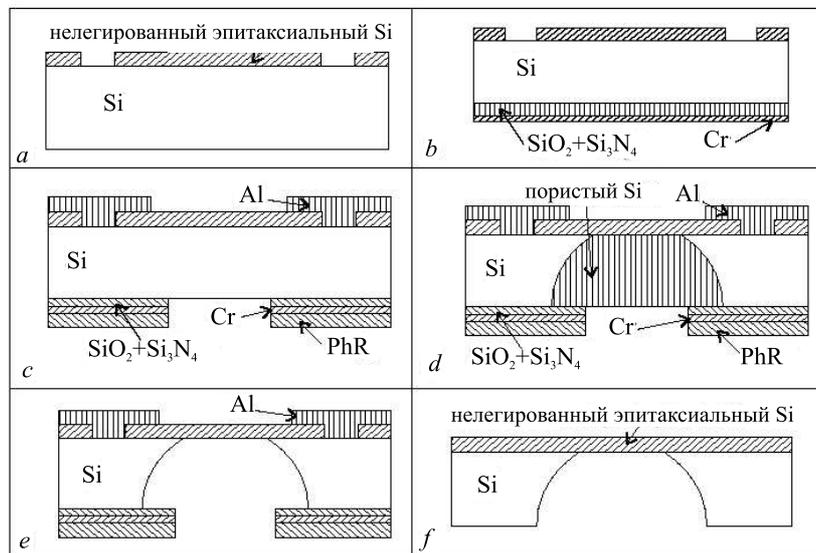


Рис. 6.5. Технологический маршрут изготовления кристаллических кремниевых мембран

Толщина полученных мембран находится в диапазоне от 0,4 до 0,9 мкм, для получения более тонких мембран можно производить их утончение методом ионно-лучевого травления. Однако, наш опыт показал, что, ввиду малой механической прочности, мишени в виде самоподдерживающихся мембран с толщинами менее 0,3–0,4 мкм получить крайне трудно.

Для оценки толщины мембран была разработана методика, основанная на измерении спектров оптического пропускания. Поскольку кремний толщиной порядка микрона и менее становится полупрозрачным в видимом свете, можно записать его спектр оптического пропускания (рис. 6.6, справа). На спектре видны интерференционные максимумы, точное положение которых может быть получено после вычитания фоновой подложки (рис. 6.6, слева). Комбинируя условия интерференции для соседних максимумов с учетом дисперсии кремния ( $\sim 10\%$  в видимом диапазоне), можно получить следующее выражение для толщины плоскопараллельной пластинки:

$$d = \frac{\lambda_N \lambda_{N+1}}{2(n_{N+1} \lambda_N - n_N \lambda_{N+1})},$$

где  $n$  – коэффициент преломления,  $\lambda$  – длина волны в максимуме, индексы  $N$  и  $N + 1$  относятся к значениям величин, взятых в соседних максимумах. Данные по измерениям толщины нескольких образцов, взятых произвольным образом, приведены в табл. 6.1. Можно видеть, что разброс толщины составляет величину менее 5%. Разработанная технология получения тонких мембран также может использоваться при изготовлении различных мембранных датчиков давления, концентрации и расхода газов, а также других изделий микромеханики.

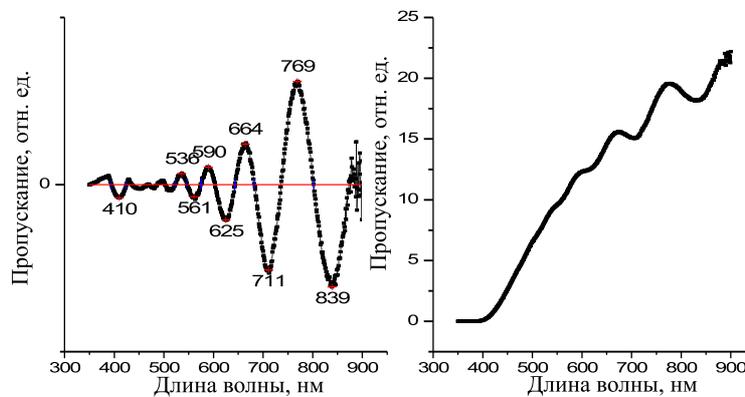


Рис. 6.6. Оптическое пропускание мембраны (справа) и положения интерференционных максимумов (слева)

Таблица 6.1

Результаты измерения толщины мембран

Номер образца	1	2	3	4	5
Толщина, нм	$520 \pm 2$	$514 \pm 3$	$505 \pm 25$	$495 \pm 17$	$467 \pm 25$

#### 6.4 Результаты экспериментов с КТПРИ

Из (6.8) следует, что частота излучения в определенный рефлекс КТПРИ меняется при варьировании:

- угла наблюдения  $\varphi$ ;
- угла ориентации кристалла  $\theta_0$ ;
- скорости электронов  $v$ , то есть энергии электронного пучка.

Таким образом, изменяя какой-либо из этих трех параметров, можно выделить переменные характеристики в спектрах и обнаружить линии КТПРИ среди других (характеристических) линий, не имеющих ориентационной зависимости.

Эксперименты проводились нами в основном на мишенях с ориентацией базовой плоскости (111) и толщиной  $\sim 0,4$  мкм. Измерения проводились при рабочих токах пучка от 40 до 150 нА. Выбор значения тока производился таким образом, чтобы скорость счета составляла величину порядка 3 кГц, что позволяло избежать искажений спектров из-за наложения импульсов. Характерное время накопления спектров составляло 5000 с. Усиление тракта регистрации было выбрано таким образом, чтобы детектировалось рентгеновское излучение в диапазоне  $< 10$  кэВ. Первичная обработка спектров была достаточно стандартной и включала в себя калибровку по энергии, полиномиальное сглаживание не приводящей к уширению пиков процедурой Savitzky-Golay [194], вычитание фоновой подложки и аппроксимацию спектральных пиков гауссианами (рис. 6.7). Далее количественные характеристики спектральных пиков использовались для их идентификации либо в качестве характеристических по таблицам [168], либо в качестве пиков КТПРИ по формуле (6.8). Ввиду того что пики имеют малую интенсивность и, кроме того, часто перекрываются друг с другом, аппроксимация (фитирование) происходит не всегда вполне корректно. Это приводит к достоверному определению характеристик только наиболее интенсивных или изолированных пиков.

Характеристические линии, регистрируемые в спектрах, имеют двойное происхождение: часть линий порождаются рентгеновской флюоресценцией конструкционных материалов колонны микроскопа и других внутренних элементов конструкции (в основном нержавеющая сталь и латунь), возбуждаемых рассеянными мишенью электронами пучка; другие пики – это характеристические линии материала мишени, а также примесей и загрязнений на ней. Укажем еще на присутствие в некоторых спектрах суммарного характеристического пика кремния ( $\text{sumSi} \approx 3,46$  кэВ), возникающего из-за случайного наложения импульсов в силу его интенсивности, большей на два порядка, чем интенсивности остальных линий в спектре. На рис. 6.8 и 6.9 приведены фрагменты нормированных спектров КТПРИ, обработка которых показала, что частота излучения зависит от энергии пучка в полном соответствии с формулой (6.8). В согласии с теорией меняется частота

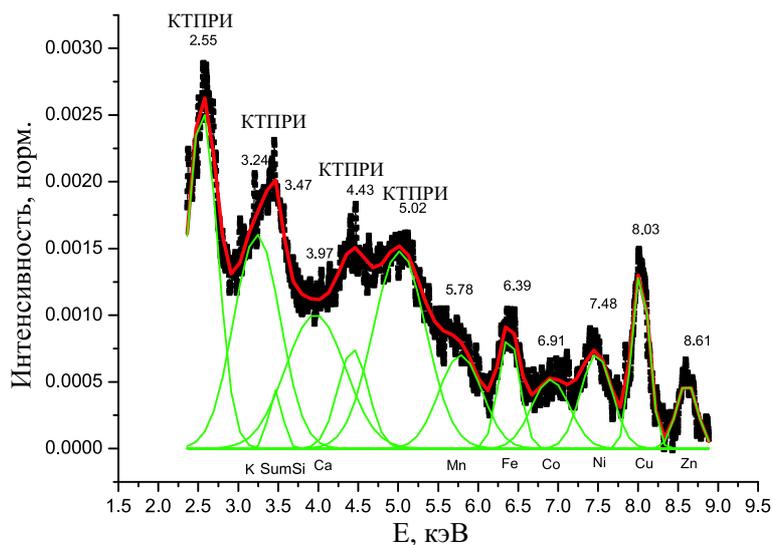


Рис. 6.7. Нормированный на максимум ХРИ кремния спектр излучения нерелятивистских электронов в тонкой кристаллической мишени с идентификацией пиков КТПРИ и характеристических линий

КТПРИ при вращении мишени вокруг оси  $X$ , то есть при изменении угла падения  $\theta_0$  (рис. 6.10) и изменении угла наблюдения  $\varphi$  (рис. 6.11). Сдвиги частоты КТПРИ составляют 100–350 эВ в зависимости от индекса пика. Нами также были получены линии мягкого рентгеновского излучения, перестраиваемые в диапазоне 850–950 эВ при варьировании угла падения (рис. 6.10, б).

Спектральные линии КТПРИ были соотнесены нами с соответствующими системами кристаллографических плоскостей. В реализованной геометрии генерации излучения отражения от кристаллографических плоскостей с одинаковой суммой индексов Миллера ( $S=h+k+l$ ) имеют близкие частоты. Конечно же, речь идет об отражениях, разрешенных симметрией решетки кремния, в частности, рефлекс с ( $S=6$ ) запрещен.

Таким образом, пики КТПРИ должны иметь тонкую структуру, расщепление в которой, согласно расчетам, должно увеличиваться с увеличением угла падения пучка на мишень. Например, при угле падения, равном  $3^\circ$ , расщепление должно быть порядка 0,2 кэВ, а при наклоне мишени в  $10^\circ$  оно уже может достигать значения 0,7 кэВ. На гармониках с  $S = 7$  и  $8$  в спектрах такое расщепление уже вполне отчетливо видно (см. рис. 6.12, там же приведена моделированная

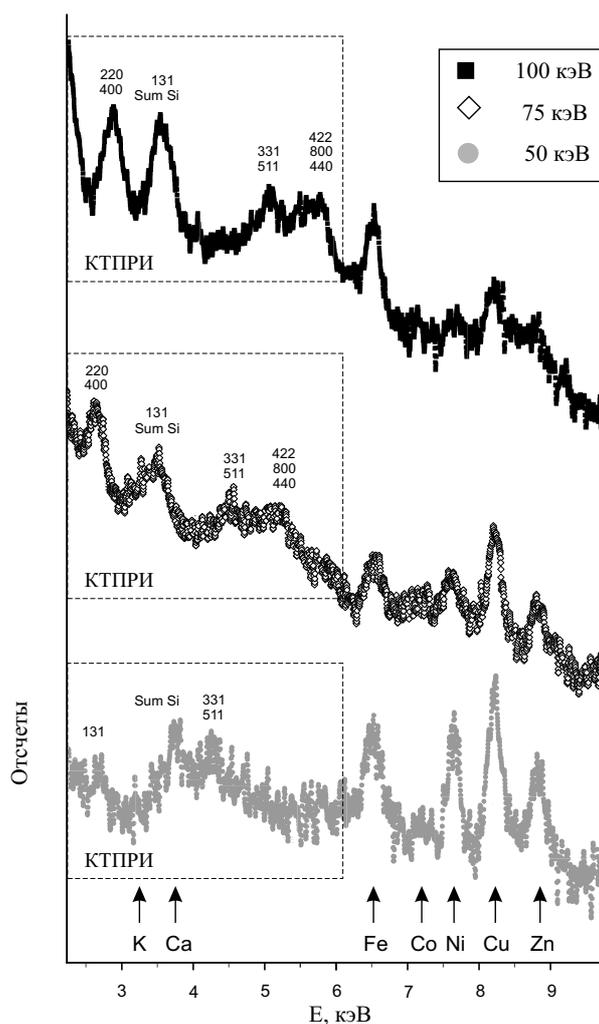


Рис. 6.8. Изменение частоты КТПРИ в геометрии Брэгга при варьировании энергии пучка электронов

кривая). Расщепление на гармониках с  $S = 4$  и  $5$  плохо заметно ввиду недостаточного спектрального разрешения детектора.

В итоге пик с энергией в диапазоне 2,5–2,9 кэВ (рис. 6.13) относится к рефлексам (220) и (400) со всеми перестановками индексов; рефлекс (131) накладывается при энергиях 100 и 75 кэВ на суммарный пик характеристического излучения кремния, но виден при 50 кэВ в районе 2,6 кэВ; диапазон энергий 4,9–5,2 кэВ относится к рефлексам (331) и (511) с перестановками; наконец, энергии 5,4–6,0 кэВ соответствуют рефлексам (440), (422) и (800).

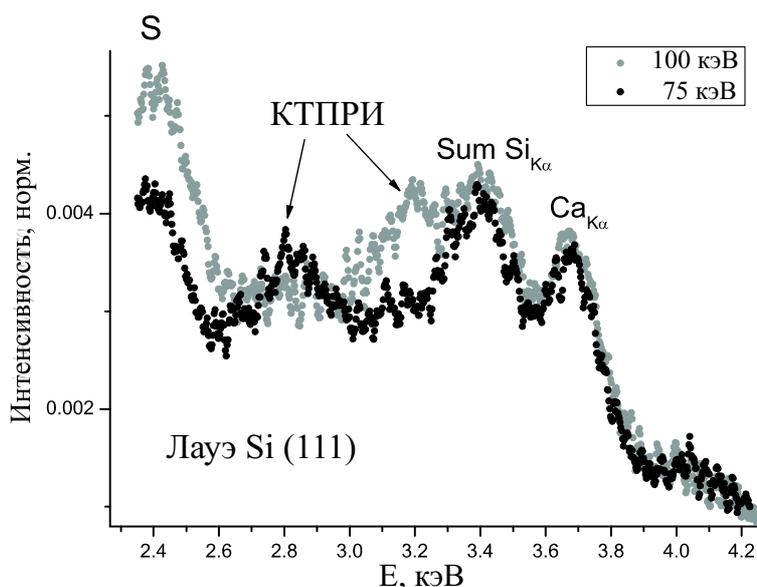


Рис. 6.9. Изменение частоты КТПРИ в геометрии Лауэ при варьировании энергии пучка электронов

Оценка интегрального выхода излучения дает значение  $\sim 10^{-8}$  фотон/ $e^- \cdot \text{ср}$ , что близко к расчетному значению интенсивности. Нормированная зависимость интенсивности КТПРИ от энергии электронов была построена для трех гармоник и трех значений энергии пучка (рис. 6.14). Нормировка производилась по характеристическому излучению кремния с учетом зависимости выхода ХРИ от энергии пучка. Согласно [171], интенсивность К-линий рентгеновского спектра может быть рассчитана по следующему практическому выражению:

$$I_K = \frac{ai(y-1)^{1,65}}{r^2(1+by^{1,65}/\sin\alpha)},$$

где  $a = 4 \cdot 10^{-5} Z^5 / (Z^4 + 10^6)$ ;  $i$  – ток электронов, мА;  $y = U/U_K$  – отношение ускоряющего потенциала к потенциалу ионизации;  $b = 3 \cdot 10^{-6} \mu_m U_K^{1,65}$ ;  $\mu_m$  – массовый коэффициент поглощения для К-линий,  $\text{см}^2/\text{г}$ ;  $\alpha$  – угол выхода излучения, измеренный от поверхности мишени. Расчеты показали, что если принять интенсивность ХРИ кремния при энергии пучка 50 кэВ  $I_{50}^{Si}$  за единицу, то  $I_{75}^{Si}/I_{50}^{Si}=1,08$  и  $I_{100}^{Si}/I_{50}^{Si}=1,11$ . Для приведения к одинаковому току измеренные величины интенсивностей ХРИ были скорректированы на указанные отношения. Поскольку измеренные величины интегральных

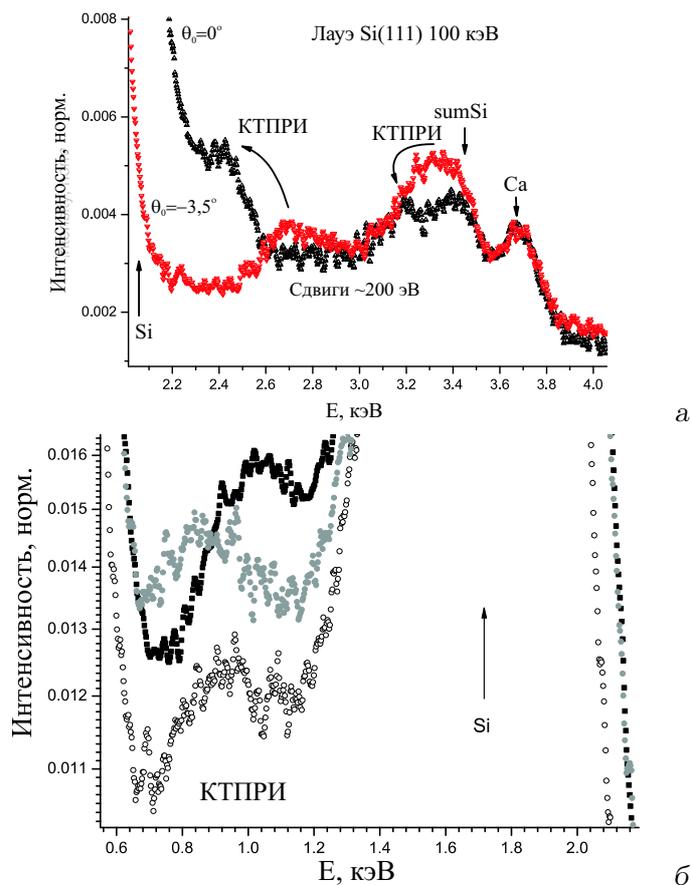


Рис. 6.10. Сдвиги линий КТПРИ в зависимости от угла падения: а – изменение частоты КТПРИ при наклоне мишени; б – то же для мягкой линии КТПРИ  $\omega \leq 1$  кэВ

интенсивностей ХРИ  $I_{75}^{Si}/I_{50}^{Si}=1,04$  и  $I_{100}^{Si}/I_{50}^{Si}=1,08$ , то есть близки к расчетным, можно сделать вывод, что ток практически полностью проходит через мишень, а его установка и измерение являются вполне надежными и воспроизводимыми.

К сожалению, подгонку пиков КТПРИ и определение их параметров из-за их относительно низкой интенсивности и наложений на линии ХРИ, присутствующие в спектре, удалось сделать не для всех гармоник, поэтому из полученных данных пока нельзя вывести функциональную зависимость интенсивности излучения от энергии электронов и подтвердить квадратичную зависимость согласно формуле (6.7).

В целом проведенный анализ подтверждает, что зарегистрированы

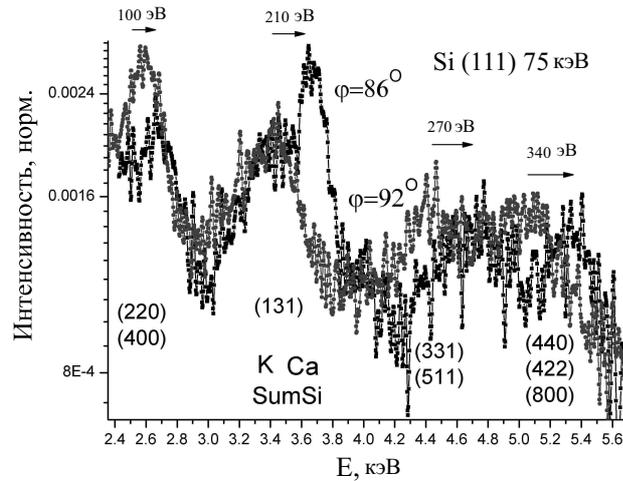


Рис. 6.11. Сдвиги линий КТПРИ в зависимости от угла наблюдения

спектральные линии КТПРИ, частота и интенсивность которых, а также зависимости частоты от энергии пучка и углов ориентации мишени хорошо согласуются с расчетами, выполненными по теории [93].

Параметрическое рентгеновское излучение нерелятивистских электронов может рассматриваться как весьма перспективный перестраиваемый источник мягкого рентгеновского излучения, используемого в кристаллографии и структурном анализе, а также рентгеновской биомикроскопии [169].

Эксперименты с КТПРИ подтвердили предсказанные теорией качественные и частично количественные характеристики этого типа излучения. В дальнейших экспериментах следует уточнить количественные характеристики КТПРИ и исследовать особенности генерации на мишенях из других (помимо кремния) материалов, включая наноструктурированные. Развитие технологии изготовления кремниевых мембран необходимо продолжать ввиду того, что трудно получать тонкие эпитаксиальные слои с хорошей монокристаллическостью [198]. Сейчас предполагается заменить эпитаксиальный слой, служащий стоп-слоем для процесса травления, слоем, созданным имплантацией ионов в массивную монокристаллическую подложку на глубину  $\sim 1$  мкм. Важно также подобрать оптимальные режимы генерации КТПРИ, реализовав,

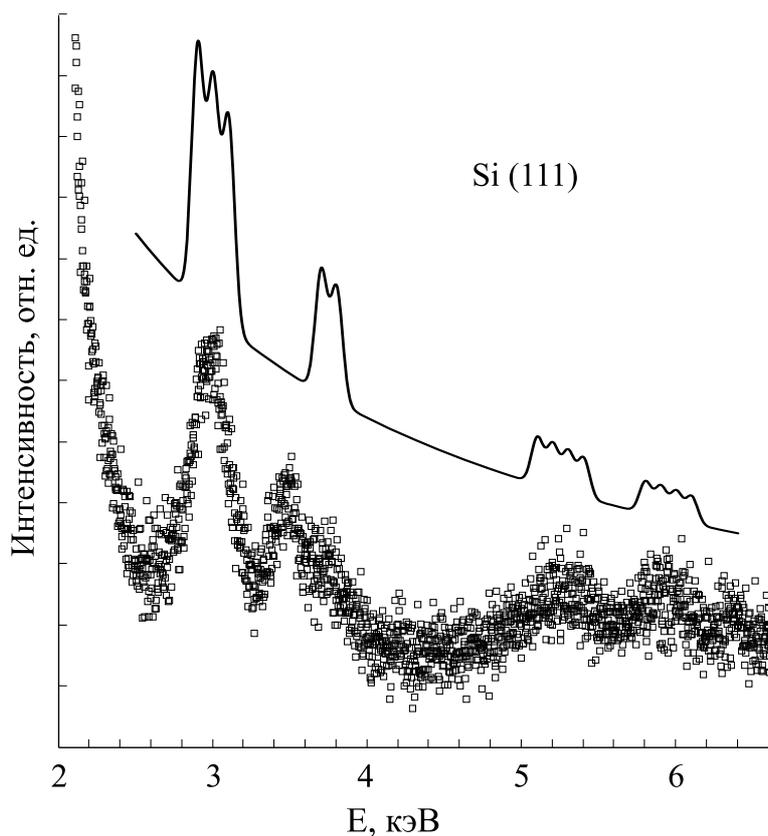


Рис. 6.12. Экспериментальный и моделированный спектры КТПРИ, энергия пучка 100 кэВ

например, предложенную в [163] идею кинематического подавления многократного рассеяния, что должно позволить повысить яркость источника. Следовало бы также выполнить работы по измерению характеристик поляризации КТПРИ.

Весьма актуальной представляется методическая работа по анализу круга задач, решаемых с помощью перестраиваемого монохроматического мягкого рентгеновского излучения известных источников (рентгеновская трубка с монохроматизацией, синхротрон, лазерная плазма), и выявлению тех из них, которые могут быть решены с помощью спектрально-яркого, но все же обладающего низкой интегральной интенсивностью источника на КТПРИ. Концептуальное осознание существования таких задач, а также, вероятно, выявление задач, где монохроматическое мягкое рентгеновское излучение пока не применяется, но появление доступного источника могло бы вывести их

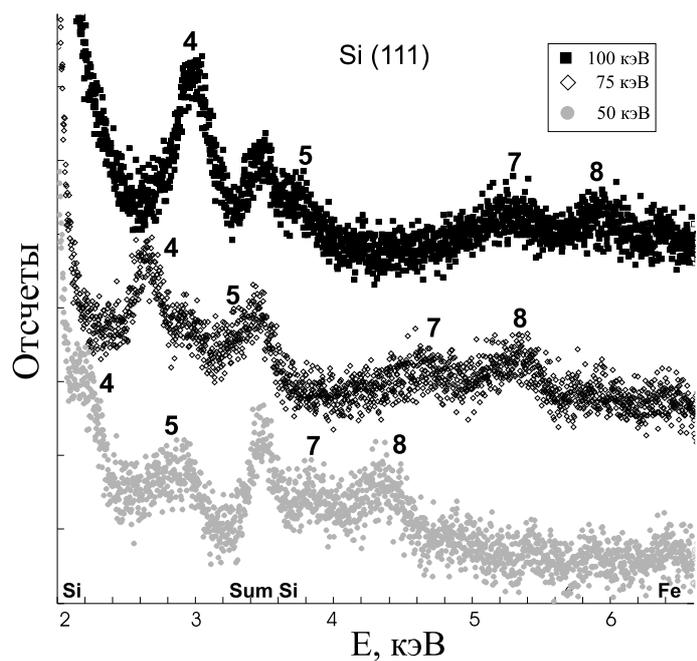


Рис. 6.13. Индексация пиков КТПРИ, полученных в геометрии Лауэ при различных энергиях пучка

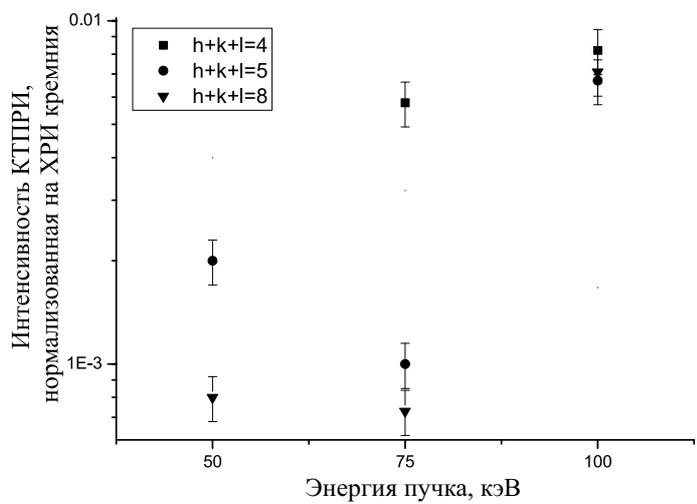


Рис. 6.14. Зависимость интенсивности КТПРИ, нормированной по ХРИ кремния, от энергии электронов для пиков с индексами Миллера ( $hkl$ )

решение на качественно новый уровень (например, использование рентгеновского излучения с монохроматичностью всего 15–20% позволяет достичь уменьшения дозы при некоторых типах рентгеновской диагностики человека на 70% [198]), позволило бы поддержать интерес большего числа исследователей, а далее, возможно, и инвесторов к КТПРИ.

## ГЛАВА 7

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКА ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

---

#### 7.1 Моделирование источника ПРИ на основе ускорителя электронов низкой энергии

Численное моделирование свойств ПРИ проводилось с точки зрения его практического применения в источниках рентгеновского излучения. Дополнительные детали можно найти в наших работах [128, 172, 173].

Предложения применения механизма генерации ПРИ как источника перестраиваемого монохроматического поляризованного рентгеновского излучения появлялись уже давно (напр. [32]), даже еще до его экспериментального обнаружения. Действительно, отличительные черты ПРИ (возможность перестройки частоты, высокая монохроматичность, поляризация, узкая направленность, возможность излучения под большими углами, то есть возможность получения излучения при пониженном фоне) делают его весьма привлекательным для такого применения. Это, собственно, и обеспечивало постоянный интерес к его экспериментальным исследованиям в течение уже двадцати лет.

Тем не менее коммерчески доступный источник до сих пор не был разработан. Только в последнее время появились сообщения о получении первых рентгеновских изображений с использованием ПРИ на линейном ускорителе с энергией 60 МэВ при среднем токе  $\sim 2,6$  мкА

[179] и на ускорителе с энергией 100 МэВ при среднем токе 25 мкА [180] (см. параграф 2.5). Очевидно, что такие параметры ускорителей делают их достаточно редкими машинами, поэтому о массовом распространении таких источников говорить пока не приходится.

Зададимся все же вопросом: какие параметры должен иметь источник ПРИ для массового применения? В первую очередь следует осознать, возможно ли применение такого источника в медицине, потребности которой в рентгеновских источниках весьма существенны. Несмотря на развитие альтернативных методов диагностики (ультразвуковой и магниторезонансной), рентгеновские диагностические методы по-прежнему составляют основную часть физических методов медицинской диагностики. Развитие рентгеновской диагностики требует в первую очередь понижения дозы при сохранении качества изображения, что вызывает необходимость применения монохроматического излучения [170, 181]. Некоторые методики, например субтрактивные (то есть после введения в организм контрастного агента, например иода, делаются снимки при энергии ниже и выше его К-края с последующим вычитанием), принципиально не могут работать без источника перестраиваемого квазимонохроматического излучения. Наконец, могут развиваться методики, которые будут использовать аналитические возможности рентгеновского излучения и вместо морфологических изображений в некоторых случаях патологические ткани могут обнаруживаться напрямую. Например, в [195] методом когерентного рентгеновского рассеяния были получены предварительные данные о возможном структурном различии нормальных и опухолевых тканей.

В медицинской диагностике невозможно длительное накопление сигнала, как это делается в научных или промышленных приложениях, поэтому источник должен иметь большой интегральный поток излучения, необходимый для обеспечения требуемого контраста изображения при заданном отношении сигнал/шум. Оценки [38, 182] дают минимальное количество квантов излучения, требуемых для получения качественного изображения, на уровне  $\sim 10^7$  фотон/мм<sup>2</sup>. Экспериментально подтверждено, что на высоких энергиях квантовый выход ПРИ составляет величину  $\sim 10^{-4}$ – $10^{-5}$  фотон/е<sup>-</sup> при регистрации детектором с характерной апертурой  $\sim 10^{-2}$  рад. Для получения изображения объекта диаметром 30 см на расстоянии 1 м от источника через кристаллическую мишень необходимо провести средний ток величиной не менее нескольких миллиампер, чтобы обеспечить

требуемый поток излучения. Такие токи доступны только на линейных ускорителях низких энергий.

Оценим, какая минимальная энергия электронов, позволяющая сохранить пространственное разделение фона и рефлекса ПРИ, в этом случае может быть выбрана. Для определенности выберем субтрактивную коронарную ангиографию, для которой требуется перестраиваемое излучение с центральной частотой  $\omega_B \approx 33,7$  кэВ. Тогда в алмазной мишени угол излучения будет  $\sim 4^\circ$  для рефлекса (111) и  $\sim 7^\circ$  для рефлекса (220), что позволяет расположить пациента на расстоянии 1–2 метра от мишени. Теперь оценим энергию электронов из условия  $\theta_{ph}^2 = |g'_0| + \gamma^{-2} + \bar{\theta}_s^2 = \sim 5^\circ$ , обеспечивающую разделение фона тормозного излучения и квазимонохроматического ПРИ по углам. Доминирующее слагаемое здесь – среднеквадратический угол многократного рассеяния  $\bar{\theta}_s^2$ , поэтому наименьшей оценкой энергии пучка будет величина  $\sim 17$  МэВ. Качественная оценка получается благоприятной, однако требуется численное моделирование с более строгим учетом многократного рассеяния, поскольку это наиболее значительный фактор, влияющий как на интенсивность, так и на угловое распределение ПРИ при низких энергиях и/или толстых мишенях.

Для моделирования применялась программа YANGR [8]. Рассмотрим кратко ее алгоритм. Для получения спектрально-угловой плотности излучения в рефлекс с учетом многократного рассеяния необходимо усреднить по всем возможным траекториям движения частиц в кристалле квадрат модуля в следующем выражении [1, 134] :

$$\frac{d^2 N_s}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 Q^2 \omega}{4\pi^2 \hbar c^3} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{v} \vec{E}_{\vec{k}}^{(-)s}(\vec{r}(t), \omega) \exp(-i\omega t) dt \right|^2.$$

Это выражение единым образом описывает ПРИ, тормозное и переходное излучения. Скорость представляется в виде  $\vec{v} = \vec{v}_0 \cos \theta + v_0 \vec{\theta}$ , где  $\vec{v}_0$  – направление начальной скорости заряженной частицы,  $\theta \equiv |\vec{\theta}|$  – угол многократного рассеяния ( $\theta \ll 1$ ),  $\vec{\theta}$  – двумерный вектор,  $\vec{\theta} \perp \vec{v}_0$  и  $\theta = 0$  при  $t \leq 0$ .

Усреднение производится согласно [134], где процедура выполнялась с помощью дисперсионной функции, удовлетворяющей кинетическому уравнению Фоккера–Планка в аморфной среде. Такое усреднение для кристаллов правомочно при условии, если направление

вектора начальной скорости частицы не совпадает с направлением кристаллографических осей или с плоскостями. Пренебечь влиянием кристаллической структуры и использовать функции распределения для аморфной среды можно также в том случае, если начальная угловая расходимость пучка, падающего на кристалл вдоль направления главных кристаллографических осей или плоскостей, больше угла каналирования Линдхарда. В этом случае ориентационные эффекты не будут выражены столь сильно, как в случае хорошо коллимированного пучка, и усреднение с помощью обычных функций распределения обеспечивает удовлетворительное приближение. Кроме того, не требуется дополнительное усреднение, если начальная расходимость пучка меньше угла раствора конуса излучения, то есть  $|\Delta\vec{v}_0/c| < (\gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega_B^2)^{-1/2}$ .

Как следует из параграфов 1.3 и 3.4, если длина кристалла вдоль траектории движения частиц много меньше когерентной длины тормозного излучения  $L \ll L_{Br}$ , влияние многократного рассеяния сводится к появлению аддитивной добавки к интенсивности в рефлексе и некоторому (не радикальному) преобразованию углового распределения. Поскольку в противоположном случае присутствие многократного рассеяния существенно меняет параметры самого ПРИ, для лучшего понимания тенденций вначале было выполнено моделирование зависимостей характеристик ПРИ от толщины мишени и от энергии электронов. Эти зависимости имеют разную физическую природу. Изменение толщины мишени приводит к вариации длины траектории, с которой частица излучает когерентно. При уменьшении же энергии частицы меняется сам характер генерации, так как она происходит при увеличивающихся значениях параметра расстройки от точного выполнения условия Брэгга, что приводит к уменьшению интенсивности.

Результаты моделирования показывают, что влияние многократного рассеяния сводится к уменьшению спектрально-угловой плотности  $\frac{\partial^2 N}{\partial\omega\partial\Omega}$  излучения одновременно с уширением спектральных пиков, начиная уже с толщин мишени  $L \sim L_{Br}$ . Однако влияние многократного рассеяния на угловую плотность  $\frac{dN}{d\Omega}$  значительно слабее. В итоге при большой апертуре детектора  $\theta_D \gg \theta_{ph}$  интегральное число квантов несущественно уменьшается даже при  $L \rightarrow 10 \cdot L_{Br}$ .

Спектрально-угловая плотность излучения, рассчитанная при постоянной толщине мишени и различных энергиях пучка, так же, как и в случае, рассмотренном выше, уменьшается по амплитуде и уширяется.

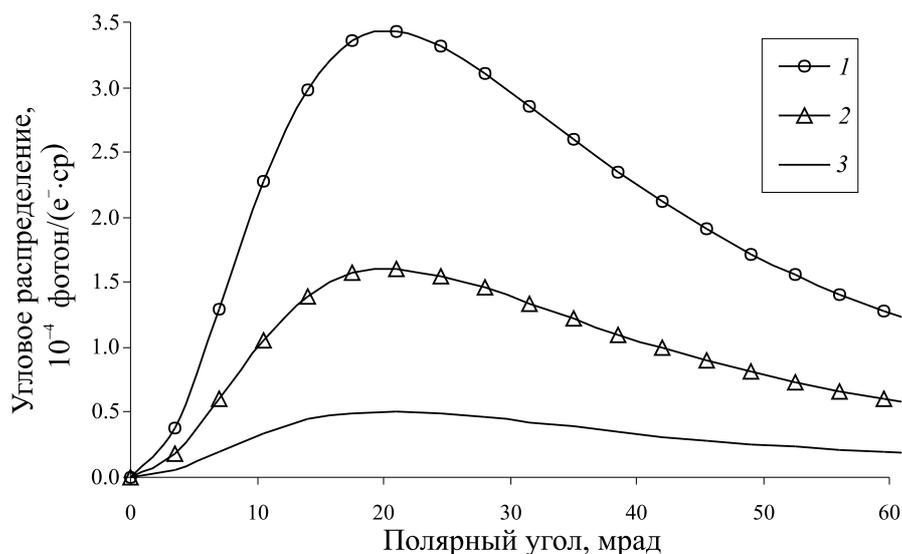


Рис. 7.1. Угловая плотность ПРИ частотой 33 кэВ, генерируемого электронами с энергией 25 МэВ в кристалле кремния: кривые 1, 2, 3 соответствуют рефлексам (111), (220) и (400)

Угловая плотность тоже уменьшается по амплитуде, и ее максимум достигается на больших углах. Интегральный же выход излучения при условии полного сбора излучения уменьшается незначительно. Таким образом, дифференциальные характеристики ПРИ при уменьшении энергии будут изменяться заметно, а интегральная интенсивность уменьшается несущественно.

Учтем, что и пониженная из-за спектрального уширения монохроматичность  $\sim 10^{-2}$  все же еще дает выигрыш в поглощенной дозе, а режим полного сбора излучения достаточно легко реализуем в медицинских приложениях. В итоге можно утверждать, что точное моделирование излучения в рефлекс с учетом многократного рассеяния позволяет подтвердить благоприятный прогноз для генерации ПРИ для медицинских целей на ускорителях низких энергий.

Оценим теперь характеристики источника на ПРИ, который может быть реализован на типовом медицинском ускорителе, предназначенном для радиационной терапии [183]. Как правило, энергия электронного пучка на таких ускорителях составляет 20–28 МэВ. Оценим угловую плотность излучения для следующих условий:  $E_e=25$  МэВ, частота излучения – 33 кэВ, симметричный случай Лауэ для рефлексов (111), (220) и (400) кремния. Выберем мишень толщиной

$L = 100$  мкм, которая несколько больше оптимальной  $\sim 1...10 L_{Br}$  (то есть  $\sim 3...30$  мкм), но более прочна, учитывая требуемый довольно большой рабочий ток. Углы между направлением скорости электронов и направлением наблюдения будут составлять 6,9, 11,2 и 15,9°. Угловые плотности для этих трех случаев показаны на рис. 7.1. Интегрируя угловое распределение, получим полное количество рентгеновских квантов на объекте размерами  $20 \times 20$  см, расположенном на расстоянии 1,5 м от мишени. Эти величины равны  $\sim 3 \times 10^{-6}$ ,  $\sim 5 \times 10^{-7}$  и  $\sim 1 \times 10^{-7}$  фотон/ $e^-$  соответственно для рефлексов (111), (220) и (400). Можно подтвердить, что, несмотря на уменьшение квантового выхода излучения с уменьшением энергии, интегральное количество монохроматических квантов почти не уменьшилось по сравнению с их количеством при высоких энергиях. Поток излучения, необходимый для получения качественного изображения, может быть получен при технически достижимом токе в 10–20 мА. Подытоживая обсуждение, следует сказать, что все же необходимо продолжать искать возможности увеличения квантового выхода излучения в рефлекс. Мишень, изготовленная из пиролитического графита или комбинированная из нескольких тонких мишеней, может позволить в несколько раз повысить выход излучения.

## 7.2 Оценка оптимальных параметров мишени

Параметры мишени с точки зрения генерации ПРИ – это ее материал, толщина и ориентация (геометрия генерации). Как уже обсуждалось в гл. 1, перечень материалов, в которых наблюдалась генерация ПРИ, довольно велик и включает в себя алмаз, пиролитический графит, кремний, германий, арсенид галлия, фторид лития, кварц, вольфрам. С точки зрения максимального выхода ПРИ лучшим материалом был и остается алмаз в силу своего малого  $Z$  и большой радиационной длины. Понятны, однако, проблемы с его применением: помимо высокой цены, это технологические трудности обработки для получения оптимальной толщины. По квантовому выходу к алмазу близок пиролитический графит [184], однако линии ПРИ сильно уширяются из-за его высокой мозаичности, что приемлемо не для всех применений. Следующими по этому критерию идут кремний и LiF. Несмотря на то что LiF довольно широко распространен в рентгеновских исследованиях в качестве кристалла-монохроматора, здесь выбор, несомненно, должен быть сделан в пользу кремния. В его пользу также говорит тот

факт, что кремний – основной материал электронной промышленности. Это обеспечивает не только кристаллы высокой степени чистоты и структурного совершенства, но и очень хорошо разработанные технологии его обработки и контроля свойств изделий. Таким образом, можно достаточно просто получать мишени необходимой толщины и ориентации. С ориентацией тоже в основном все ясно – выбираются сильные плоскости, для кремния это, как правило, (111) и (220). Выбор основывается на требуемой частоте ПРИ и возможной геометрии детектирования.

Таким образом, численное моделирование по определению оптимальной толщины мишени для генерации ПРИ на медицинском ускорителе было проведено по следующим исходным данным: рефлекс (111) кремния; электронный пучок с характерной для медицинских ускорителей энергией 25 МэВ; частота излучения 33 кэВ (цифровая субтрактивная ангиография) с монохроматичностью  $\Delta\omega/\omega \leq 10^{-2}$ ; угловой размер изображения – 70 мрад.

Спектрально-угловые распределения рентгеновского излучения, генерируемого в симметричной геометрии Лауэ в мишени толщиной 100 мкм, показаны на рис. 7.2 для трех значений полярного угла – 3,5, 7,4 и 6,3 мрад. Азимутальный угол был выбран равным  $\pi/2$ , то есть излучение имеет  $\sigma$ -поляризацию. Вычисления, как и в параграфе 7.1, выполнялись по общим формулам с учетом излучения на обеих дисперсионных ветвях, вклада дифрагированного переходного излучения и интерференции между ПРИ и дифрагированным ПИ. Учет многократного рассеяния привел к увеличению интегральной интенсивности излучения в  $\sim 1,4$  раза благодаря вкладу дифрагированного тормозного излучения и к изменениям в дифференциальных (спектрально-угловом и угловом) распределениях. Появилось излучение точно (то есть при полярном угле, равном нулю) в направлении дифракционного максимума. Как видно из рис. 7.2, полуширина спектрально-углового распределения равна примерно  $5 \cdot 10^{-5}\omega_B$ . При увеличении угла излучения центральная частота распределения  $\omega_0$  движется по оси частот от частоты  $\omega_B$  (рис. 7.3). Таким образом, полная полуширина рентгеновского рефлекса стремится к  $5 \cdot 10^{-1}\omega_B$ .

Спектрально-угловые распределения ПРИ для мишеней различной толщины от 1 до 500 мкм показаны на рис. 7.4. Вычисления выполнялись для полярного угла  $\theta=20,3$  мрад, для которого угловое распределение излучения достигает своего максимума. Спектрально-

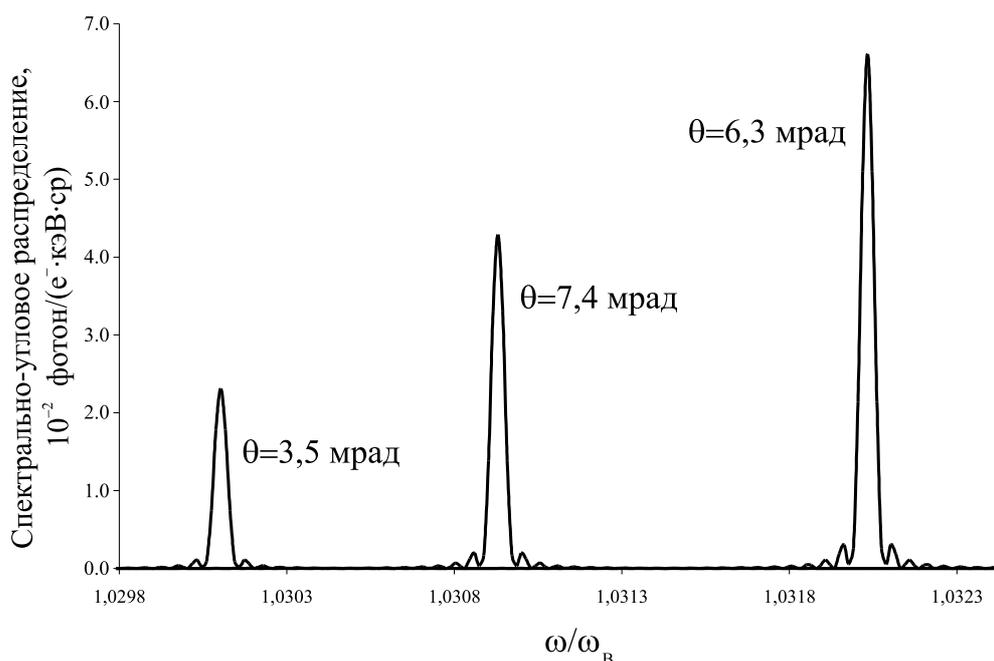


Рис. 7.2. Спектрально-угловые распределения ПРИ, генерируемого в симметричной геометрии Лауэ в рефлекс (111) кремниевой мишени толщиной 100 мкм

угловая плотность быстро растет с увеличением толщины мишени, но при этом еще не достигает насыщения, так как длина поглощения равна примерно 0,3 см. Угловые распределения, полученные интегрированием спектрально-угловых распределений (рис. 7.4) в частотном диапазоне  $\Delta\omega/\omega = 5 \cdot 10^{-2}$ , показаны на рис. 7.5.

Для сравнения геометрий генерации, на рис. 7.6 приведены угловые распределения для четырех толщин мишеней в симметричной геометрии Брэгга. Поскольку требуемая частота излучения достаточно велика, мишень должна ставиться под малыми углами и, как следствие, ее эффективная толщина  $L_0/\cos\theta_B$  существенно возрастает. Интенсивность излучения возрастает с толщиной мишени, пока ее эффективная толщина не сравняется с длиной поглощения. Как следует из рис. 7.6, максимальное значение в угловом распределении при толщине мишени 100 мкм становится меньше, чем максимальное значение при толщине 50 мкм.

Проведенное численное моделирование зависимости характеристик ПРИ от толщины мишени показало, что и в условиях низких энергий

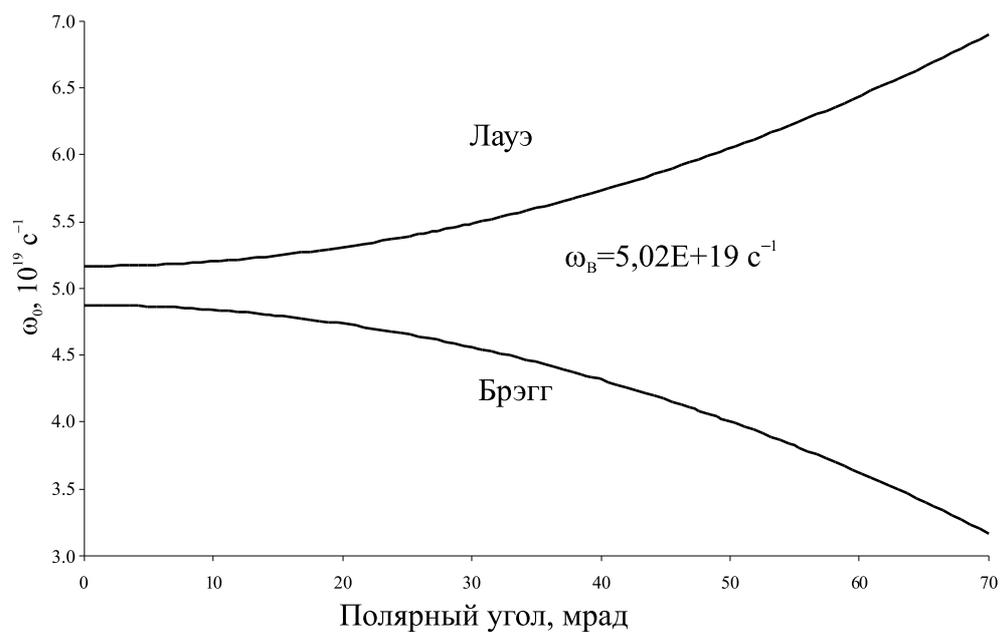


Рис. 7.3. Частота рентгеновского излучения как функция полярного угла

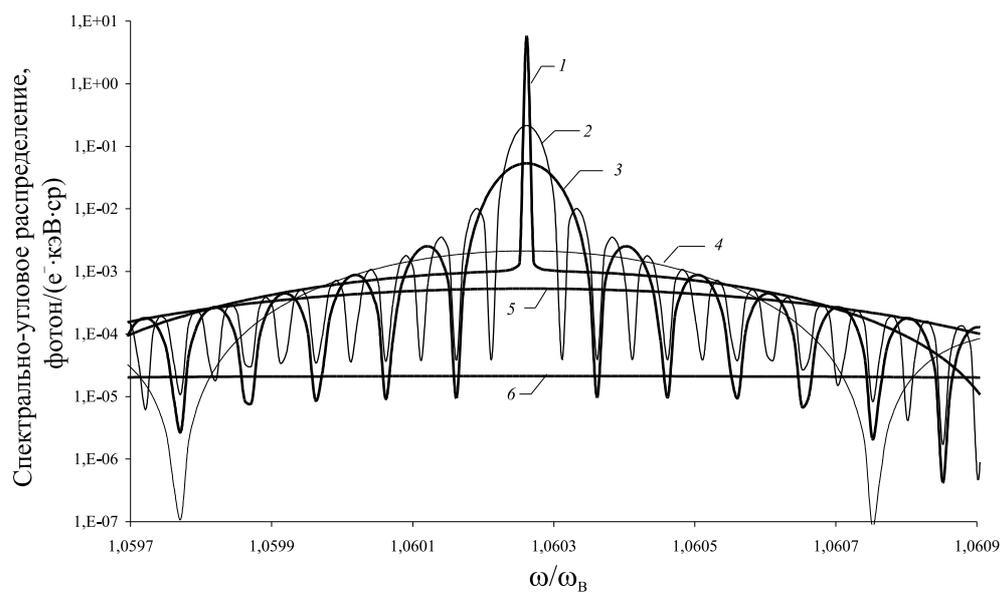


Рис. 7.4. Спектрально-угловые распределения ПРИ для мишеней различной толщины: 1 – 500 мкм; 2 – 100 мкм; 3 – 50 мкм; 4 – 10 мкм; 5 – 5 мкм; 6 – 1 мкм

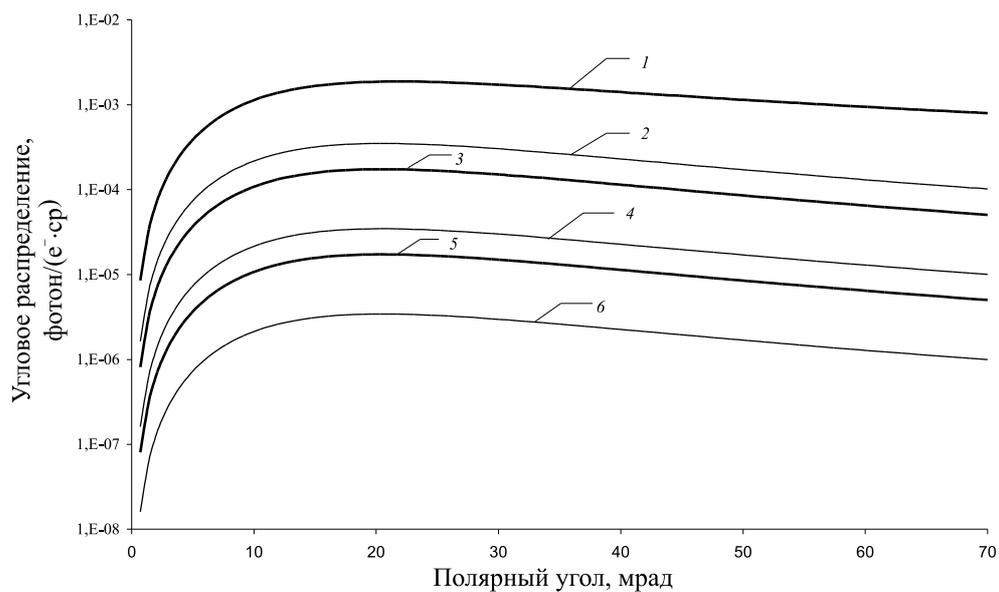


Рис. 7.5. Угловые распределения ПРИ для мишеней различной толщины: 1 – 500 мкм; 2 – 100 мкм; 3 – 50 мкм; 4 – 10 мкм; 5 – 5 мкм; 6 – 1 мкм

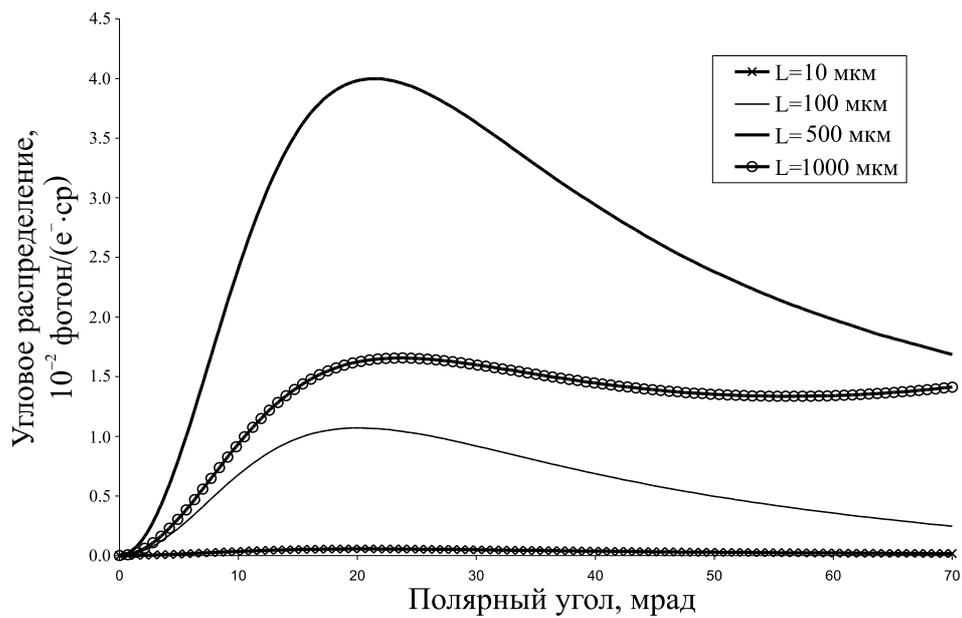


Рис. 7.6. Угловые распределения ПРИ в симметричной геометрии Брэгга

и, соответственно, сильного многократного рассеяния существует оптимальная толщина мишени, когда интегральный квантовый выход излучения незначительно уступает величинам, полученным на энергиях электронов выше пороговой. Монохроматичность ПРИ  $\Delta\omega/\omega \sim 5 \times 10^{-2}$  остается при этом достаточной для применения в низкодозовой медицинской диагностике.

### 7.3 Влияние температуры мишени на характеристики ПРИ

Многие из величин, входящих в выражение (1.8) для спектрально-угловой плотности излучения, направленного в рефлекс, зависят от температуры: фурье-компонента поляризуемости  $g_\tau$  прямо пропорциональна температурному фактору Дебая–Валлера, длина поглощения  $L_a$  зависит от плотности, частота излучения  $\omega_B$  обратно пропорциональна межплоскостному расстоянию и т. д. Экспериментально, как правило, температура мишеней не контролируется, так как предполагается, что ультрарелятивистские частицы оставляют в мишени незначительную часть своей энергии, и это вкупе с малыми рабочими токами ускорителей высокой энергии не может привести к заметному нагреву мишени-радиатора ПРИ. Известно все же несколько экспериментов, где температура мишеней измерялась [67, 97, 107], однако эти работы пока не дали ответа на вопрос: в каких условиях учет температурного фактора важен, а в каких им можно пренебречь?

Ввиду наметившейся тенденции перевода работ по генерации ПРИ на пучки низкой энергии и с соответствующим повышением величин рабочих токов, нагрев мишени пучком уже нельзя будет игнорировать. Это может привести к требованию охлаждения мишени и, соответственно, усложнить установки и методику работы. Учет тепловых свойств веществ при выборе мишени также будет иметь более существенное значение, в первую очередь, в силу большого разброса температуры Дебая различных материалов, например от 2340 К у алмаза до 310 К у вольфрама. Разброс величин коэффициентов теплового линейного расширения у различных веществ также значителен. Кроме того, они нелинейно зависят от температуры и у некоторых веществ (например, кремния и германия) могут даже принимать отрицательные значения в некоторых диапазонах

температур. Таким образом, проведение численного моделирования характеристик излучения с учетом температурного фактора и оценок его значимости необходимо с точки зрения понимания работы рентгеновского источника, основанного на ПРИ.

Так как характеристики ПРИ сложным образом зависят от параметров кристалла (то есть кристаллической структуры, постоянных решетки, поляризуемости), энергии частицы и условий эксперимента (ориентации кристалла относительно пучка заряженных частиц, плоскости отражения, толщины кристаллической пластины и, в данном случае, температуры), они могут быть рассчитаны только численно. Поскольку влияние температуры на интенсивность ПРИ затрагивает несколько конкурирующих факторов: тепловые колебания решетки должны уменьшать интенсивность, а уменьшение плотности и, как следствие, увеличение длины поглощения излучения будет приводить к увеличению интенсивности, требуется определить степень влияния каждой из зависящих от температуры величин.

Температурная зависимость поляризуемости кристалла определяется соответствующими зависимостями объема элементарной ячейки кристалла, плотности материала мишени и температурного фактора Дебая–Валлера. Основная зависимость от температуры содержится именно в факторе Дебая–Валлера  $e^{-BS^2}$  ( $S = \frac{\sin \theta_B}{\lambda}$ ,  $B = B(x)$  – дебаевский коэффициент), определяющем подавление амплитуды когерентного рассеяния рентгеновского излучения в кристаллах вследствие температурных колебаний ядер. Значения величин  $B(x)$  зависят сложным образом от межатомных сил и температуры и их вычисление нетривиально. Только для случая кубических кристаллов, содержащих один тип атомов, это значение может быть вычислено по известной формуле Дебая:

$$B(x) = 12h^2 / (mk\Theta) (\Phi(x) / x + 1/4),$$

где  $x = T/\Theta$  – отношение температуры кристалла к температуре Дебая вещества,  $h$  и  $k$  – постоянные Планка и Больцмана,  $m$  – масса атома,  $\Phi(x)$  – интеграл ошибок.

Наиболее распространенный способ нахождения температурного фактора состоит в использовании при его вычислении приближения Дебая для спектра акустических колебаний, определяемого в пренебрежении эффектами анизотропии единственным параметром – температурой Дебая. К сожалению, конкретные значения  $\Theta$  известны для сравнительно небольшого числа материалов и даже для

моноэлементных кристаллов существенно зависят от метода ее определения. Так, например, для кристалла Ge опубликованные значения температуры Дебая варьируются от 353 К до 395 К, различаясь почти на 12 % [202].

Таблица 7.1

Температурная зависимость свойств материалов мишеней

	Температура, К		
	50	300	500
<b>Кремний Si</b>			
$\alpha (T), 10^{-6}K^{-1}$	-0,24	2,54	3,39
a, Å	5,426	5,431	5,435
$\rho, г/см^3$	2,329	2,328	2,324
<b>Вольфрам W</b>			
$\alpha (T), 10^{-6}K^{-1}$	0,8	4,6	4,6
a, Å	3,162	3,165	3,169
$\rho, г/см^3$	19,39	19,35	19,29
<b>Фторид лития LiF</b>			
$\alpha (T), 10^{-6}K^{-1}$	2,96	33,7	43
a, Å	4,000	4,026	4,056
$\rho, г/см^3$	2,68	2,63	2,57
<b>Алмаз C</b>			
$\alpha (T), 10^{-6}K^{-1}$	0,004	1,0	2,53
a, Å	3,559	3,559	3,560
$\rho, г/см^3$	3,27	3,27	3,27

В [175] для кристаллов с многоатомной элементарной ячейкой используется не подкрепленная должным обоснованием феноменологическая процедура усреднения величин  $\Theta$ , взятых для составляющих элементов. Не всегда оправданна и ссылка на то, что для сильных рефлексов точное значение  $\Theta$  не существенно. Кроме того, в кристаллах с низкой симметрией элементарной ячейки фактор Дебая–Валлера, вообще говоря, анизотропен, что нельзя описать с помощью только одного параметра  $\Theta$ . В рассматриваемой задаче расчеты факторов Дебая–Валлера выполнены на основе подходов, разработанных в [176], где описан алгоритм вычисления фактора Дебая–Валлера произвольного кристалла с учетом как акустических, так и оптических ветвей фононного спектра. Эффективная температура Дебая, а также параметры анизотропии фактора Дебая–Валлера рассчитываются на основе созданной базы данных для упругих силовых констант, характеризующих взаимодействие атомов, входящих в состав элементарной ячейки.

Расчеты были проведены для четырех материалов мишеней ПРИ, имеющих достаточно сильно различающиеся тепловые свойства. Так, были выбраны кристаллы кремния (табличное значение температуры Дебая  $\Theta = 625 - 653$  К), фторида лития ( $\Theta = 734 - 743$  К), вольфрама ( $\Theta = 310$  К) и алмаза ( $\Theta = 2340$  К). В табл. 7.1 приведены необходимые для расчета параметры мишеней: линейного коэффициента теплового расширения  $\alpha(T)$ , постоянной решетки  $a$  и плотности  $\rho$ . Данные были извлечены из [174, 177] и интерполированы согласно [178] следующим образом: постоянная решетки  $a = a_0(1 + \alpha(T)\Delta T)$ , плотность  $\rho = \rho_0/(1 + 3\alpha(T)\Delta T)$ .

Для определенности и упрощения анализа на первом этапе был выбран ультрарелятивистский электронный пучок с энергией 1 ГэВ. Для всех рефлексов и кристаллических мишеней умеренной толщины при такой энергии электронного пучка можно пренебречь многократным рассеянием и, следовательно, возникновением ДТИ. Была выбрана многократно апробированная геометрия эксперимента – симметричная дифракция по Лауэ, угол Брэгга  $\theta=45^\circ$ . В этом случае ПРИ является полностью  $\sigma$ -поляризованным. Таким образом, для первых оценок использованы такие параметры численного эксперимента, которые позволяют минимизировать вклады всех (помимо ПРИ) радиационных эффектов и рассматривать влияние температуры мишени на излучение в идеализированном случае.

Таблица 7.2

**Характеристики ПРИ в кремниевой мишени**

Рефлекс	Энергия излучения, кэВ	Глубина поглощения, см	Пороговая энергия, МэВ
(111)	2,8	$3,6 \cdot 10^{-4}$	45,9
(333)	8,4	$7,9 \cdot 10^{-3}$	136,6
(555)	13,9	$3,6 \cdot 10^{-2}$	229,2

Поскольку кремний наиболее часто используется для мишеней ПРИ, первые расчеты были произведены именно для него. На рис. 7.7, а, б, в приведены результаты расчетов спектрально-угловой интенсивности ПРИ в кремниевой пластинке толщиной 10 мкм для трех сильных рефлексов (111), (333) и (555). Характеристики излучения сведены в табл. 7.2. Азимутальный угол излучения  $\varphi=\pi/2$ , полярный угол излучения  $\theta=3$  мрад. На каждом рисунке изображены по три распределения – для температур 50, 300 и 500 К. С увеличением температуры мишени интенсивность излучения уменьшается.

Наиболее заметно зависимость спектрально-углового распределения излучения от температуры мишени проявляется на высокоиндексных рефлексах. Это показывает, что влияние температурного фактора Дебая–Валлера сильнее, чем у конкурирующего с ним увеличения длины поглощения, связанного с температурным уменьшением плотности и с увеличением частоты излучения. Видно также, что с увеличением температуры происходит некоторое смещение спектрального максимума, связанное с изменением расстояния между кристаллографическими плоскостями, на которых возникает дифракция. На рис. 7.7, *г* приведен срез углового распределения, полученный для рефлекса (555) интегрированием спектрально-углового распределения (см. рис. 7.7, *в*) по частоте  $\omega$  вблизи частоты Брэгга  $\omega_B = \pi c/d \sin \theta_B$  в узком спектральном диапазоне  $\Delta\omega/\omega_B = 10^{-3}$ . Здесь также хорошо заметно уменьшение интенсивности с ростом температуры.

Для проверки модели были проведены расчеты по условиям эксперимента [107], в котором измерялись отношения интенсивностей различных порядков излучения в рефлекс (110) кремния под углом  $2\theta_B = 90^\circ$  при двух температурах мишени – 88 и 293 К. Экспериментальные значения отношений интенсивностей  $R(n)$  равны  $1,16 \pm 0,03$ ,  $1,33 \pm 0,04$  и  $2,10 \pm 0,27$ , соответственно для порядков отражения  $n=4$ , 6 и 8. Расчеты дают для тех же условий  $R(n)=1,29$ , 1,76 и 2,73. Учитывая упомянутые в статье трудности с интерпретацией формы спектральных линий, согласие расчета и эксперимента следует признать хорошим.

Теперь сравним поведение материалов с различными температурами Дебая. На рис. 7.8 приведены спектрально-угловые распределения ПРИ, рассчитанные для кристаллов кремния, фторида лития, вольфрама и алмаза при температурах 50, 300 и 500 К. Для определенности был выбран часто используемый в экспериментах рефлекс (400) и толщина кристаллических пластинок равная 50 мкм. Соответствующие энергии излучения при температуре 300 К составляют: для Si – 6,5 кэВ, для LiF – 8,7 кэВ, для W – 11,1 кэВ, для C – 9,8 кэВ. Здесь не видно однозначной связи степени воздействия температуры на ПРИ с величиной температуры Дебая материала мишени. В данном случае излучение во фториде лития с его самым большим коэффициентом теплового расширения является наиболее подверженным воздействию температуры.

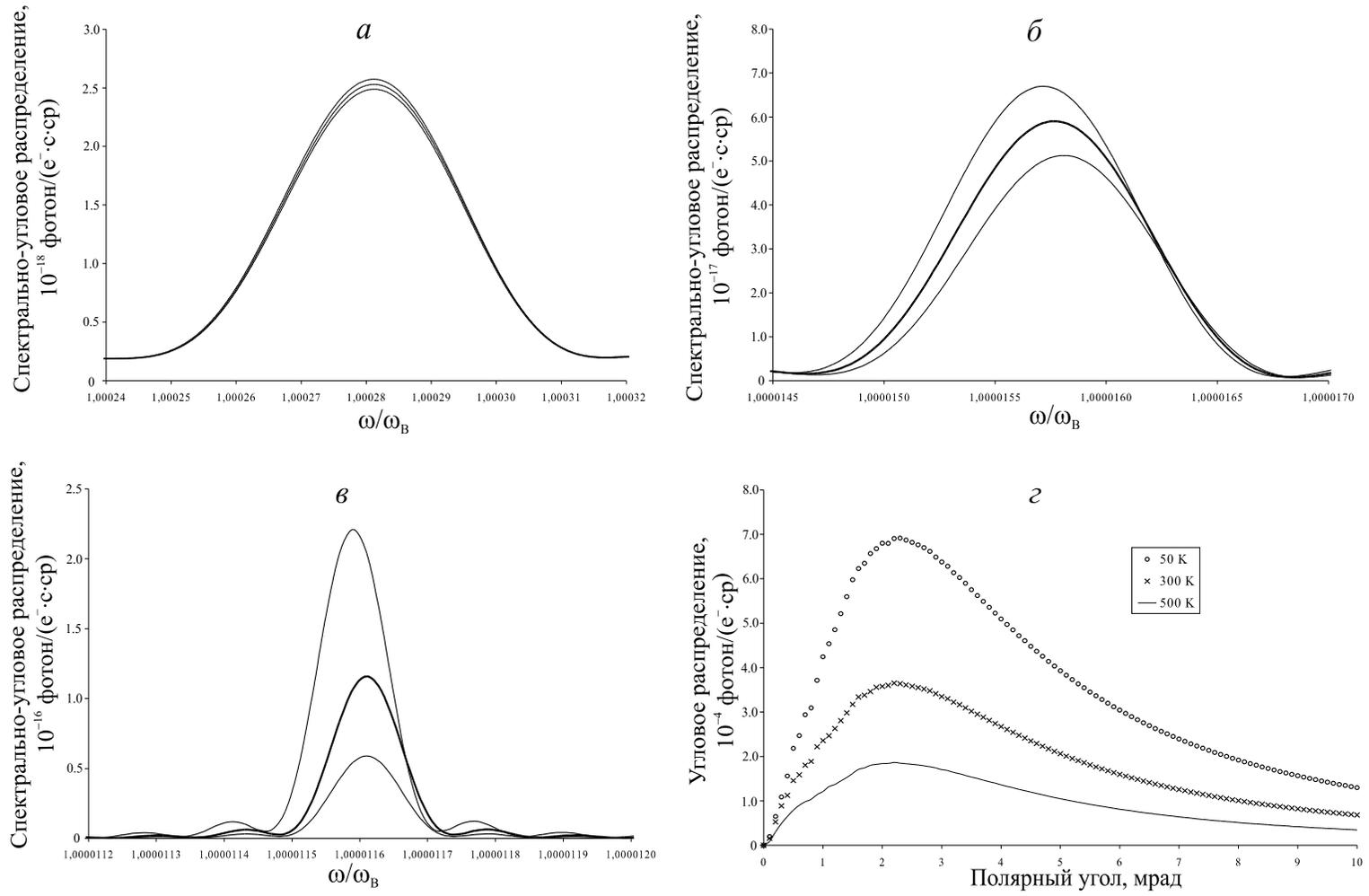


Рис. 7.7. Спектрально-угловые распределения ПРИ (*a*, *б*, *в* – соответственно рефлексy (111), (333) и (555); *сверху вниз*: температуры 50, 300 и 500 К) и угловое распределение ПРИ (*г* – рефлекс (555)) в кристалле кремния при различных температурах мишени

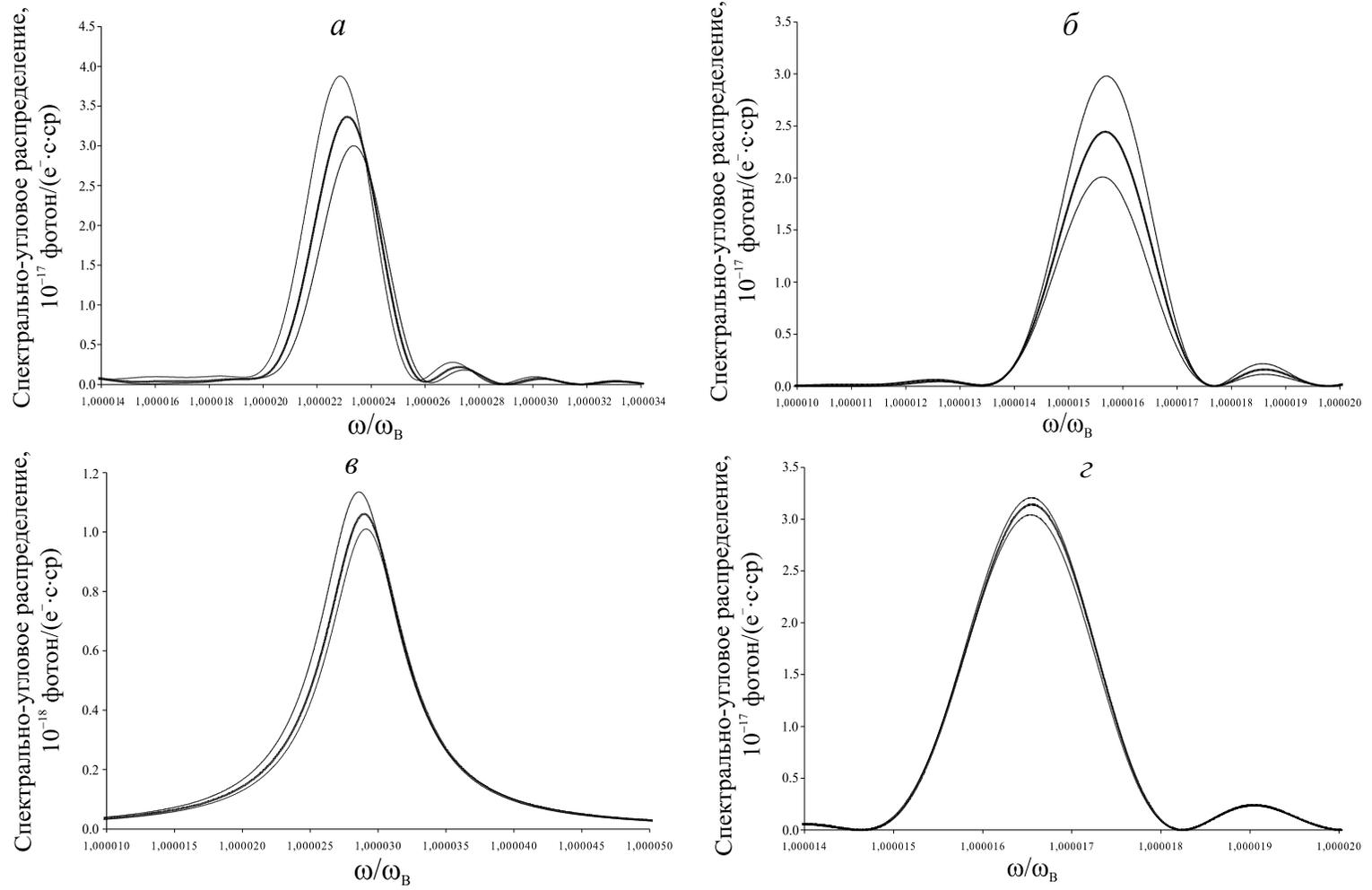


Рис. 7.8. Спектрально-угловые распределения ПРИ в рефлексах (400) мишеней из Si (*a*), LiF (*б*), W (*в*) и природного алмаза (*г*). *Сверху вниз*: температуры 50, 300 и 500 К

Проведенный численный анализ влияния температуры мишени на характеристики ПРИ показал, что она достаточно заметно влияет на дифференциальные характеристики. Этот факт, несомненно, следует учитывать при планировании и интерпретации экспериментов, особенно с высоким разрешением, наподобие [67]. Интегральные характеристики ПРИ, в основном, слабо зависят от температуры в широком диапазоне, за исключением рефлексов высоких порядков.

Напомним, что расчеты были проведены для условий, обеспечивающих доминирование ПРИ в полной интенсивности излучения в рефлекс. Свойства дифрагированного тормозного излучения, как следует из (1.9), тоже определенным образом зависят от температуры. Сильное многократное рассеяние электронов не только обуславливает возникновение этого радиационного механизма, формирующего дополнительное излучение в рефлекс, но оно также влияет и на процесс генерации самого ПРИ [134]. В силу этого, влияние температуры на суммарную интенсивность излучения, направленного в рефлекс, должно проявляться существенно более заметно при энергии электронов близкой к пороговой энергии  $E_0$  и ниже, то есть, когда интенсивность ДТИ становится больше интенсивности ПРИ. Влияние температуры на излучение в присутствии сильного многократного рассеяния необходимо дополнительно исследовать в связи с интересом к экспериментам по генерации ПРИ на пучках низкой энергии.

Таким образом, на основании проведенного численного моделирования гипотетического источника для низкодозовой медицинской диагностики на основе типового медицинского ускорителя электронов, предназначенного для радиационной терапии, можно сделать некоторые выводы.

Установлено, что, несмотря на уменьшение интенсивности излучения с энергией и уширения линии, интегральный выход излучения уменьшается не радикально, а монохроматичность остается достаточно высокой для получения качественных изображений при пониженной дозе облучения. При этом необходимые потоки рентгеновского излучения могут быть получены при существующих в терапевтических медицинских ускорителях токах пучка при, возможно, некоторой модернизации системы формирования пучка для снижения его расходимости.

Существуют оптимальные для целей генерации ПРИ значения толщины мишеней, получать которые возможно при использовании материалов и технологий микроэлектроники. Требуется

экспериментальное исследование новых видов мишеней, таких, как углеродные нанотрубки и пористый кремний. В сообществе исследователей ПРИ практически еще не обсуждалась рентгеновская оптика для повышения яркости источника.

Проведено численное моделирование влияния температуры мишени на свойства параметрического рентгеновского излучения. В качестве материалов мишеней были выбраны кристаллы природного алмаза, кремния, вольфрама и фторида лития, которые характеризуются сильно различающимися значениями температуры Дебая и коэффициентов теплового линейного расширения.

Установлено, что температура заметно влияет на дифференциальные характеристики ПРИ. Интегральные характеристики ПРИ, в основном, слабо зависят от температуры в широком диапазоне, за исключением рефлексов высоких порядков. Результаты расчета хорошо согласуются с опубликованными экспериментальными данными.

В итоге можно констатировать, что генерация ПРИ на ускорителях низкой энергии с относительно небольшими, по сравнению с рентгеновскими трубками, токами технически возможна с сохранением характеристик излучения, привлекательных для многих приложений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные выше эксперименты показывают, насколько большой путь прошло изучение параметрического рентгеновского излучения за двадцать лет. Несмотря на то что еще практически нет рентгеновских источников на базе ПРИ, потенциал этого механизма излучения, уникальная совокупность его свойств, по-прежнему сохраняет перспективу его более широкого применения в научных исследованиях, технологиях, медицине и биологии. Конкурировать с более традиционными источниками ему пока трудно в силу недостаточно высокой интегральной интенсивности. Поиск адекватных применений, то есть "своей ниши", несомненно позволит ему потеснить их, либо удастся выявить новые задачи, решение которых сдерживается сейчас отсутствием источника с таким набором свойств. Видимо, в основном это будут источники лабораторного типа на базе низкоэнергетических ускорителей и источников нерелятивистских электронов, адаптированные для задач, требующих высокой яркости, но не предъявляющих больших требований к интегральному потоку излучения.

Если касаться фундаментального аспекта исследований ПРИ и близких вопросов, то можно сказать, что благодаря рассмотренным в книге экспериментам удалось значительно улучшить понимание физики процессов излучения быстрых заряженных частиц в кристаллах. Тем не менее остается еще ряд весьма перспективных для изучения задач. В первую очередь среди них можно назвать поиск пока еще экспериментально не обнаруженного дифракционного излучения осциллятора, предсказанного и теоретически изученного в [185–187]. Это излучение возникает в результате когерентного сложения двух процессов – излучения при каналировании и дифракции излученных фотонов.

Весьма интересен круг вопросов, связанный с возможностями генерации индуцированного излучения. Известно, что в стандартных условиях для такой генерации требуются весьма высокие плотности

тока пучка, что является технически недостижимым. Однако, в [203] было показано, что при движении релятивистского пучка электронов через кристалл при выполнении условий многоволновой дифракции возможно проявление новой физической закономерности. Инкремент неустойчивости электронного пучка в условиях дифракции оказывается пропорциональным не  $\rho^{1/3}$ , а  $\rho^{1/3+s}$ , где  $s$  – число электромагнитных волн, возникающих в результате брэгговской дифракции в решетке, а  $\rho$  – плотность электронного пучка. Это же справедливо и для пучка, движущегося в вакууме вблизи пространственно-периодической среды [204]. Таким образом, пороговая плотность тока, требуемая для возникновения индуцированного излучения, может быть снижена на несколько порядков величины.

На основании этих результатов была предложена концепция объемного лазера на свободных электронах (ОЛСЭ) – нового типа эффективного компактного источника излучения, использующего дифракцию спонтанного излучения для формирования объемной распределенной обратной связи. Далее преимущества схемы объемного лазера на свободных электронах в результате детального анализа были теоретически продемонстрированы в широком спектральном диапазоне, от СВЧ до рентгена (напр. [205–208]). Наконец, в [209, 210] было доложено о первой генерации ОЛСЭ в СВЧ диапазоне (53–78 ГГц), в котором в качестве механизма спонтанного излучения был использован эффект Смита–Парселла [211] – частный случай дифракционного излучения [212, 213]. Без сомнения, разработки ОЛСЭ будут продолжаться, развиваясь от СВЧ диапазона через терагерцовую область в сторону видимого света и рентгена, где в схеме ОЛСЭ может быть использован механизм ПРИ [205].

Необходимы дальнейшие эксперименты по генерации ПРИ тяжелыми частицами и особенно ионами. Учитывая, что интенсивность излучения пропорциональна квадрату заряда иона, ПРИ может стать инструментом диагностики зарядового состояния ионов в твердом теле. Влияние температуры и мозаичности мишени, акустических волн пока не изучено в достаточной степени, известны только начальные эксперименты. Наконец, излучение в комбинированных мишенях или при условиях, когда несколько механизмов излучения имеют сравнимую интенсивность, их возможная интерференция составляет отдельный, весьма интересный предмет исследования. Исследование ПРИ высокого разрешения, включая многоволновые геометрии, весьма перспективны с точки зрения развития ПРИ как аналитического

инструмента для рентгеновской структурной диагностики. В частности, высокое спектральное разрешение необходимо для надежного наблюдения тонкой структуры спектральных линий ПРИ. Сюда же примыкают работы с рентгеновской оптикой (напр. [199]) применительно к ПРИ.

В сравнении с обычным рентгеновским излучением, история которого отсчитывается с 1895 года, изучение ПРИ находится только еще в самом начале пути. Это значит, что мы еще будем свидетелями многих новых исследований, новых красивых и тонких экспериментов, практического применения.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Приводится практическая процедура оценки характеристик ПРИ по модели Феранчука–Ивашина [33] в наиболее используемых мишенях. Табличные данные могут быть извлечены, например, из таблиц [129] или аналогичных, либо рассчитаны по соответствующим специализированным программам.

### I. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

#### 1. Пучок

##### *а. Тип частиц*

электрон  $Z_p = -1$ ,  $m = 0,51$  МэВ

протон  $Z_p = +1$ ,  $m = 938$  МэВ

ион  $Z_p = \dots$ ,  $m = \dots$  МэВ

##### *б. Энергия частиц $E_p$ (МэВ)*

Вычисляем

$$\gamma^{-2} = \left( \frac{E_p(\text{МэВ})}{m(\text{МэВ})} \right)^{-2}, \quad E_p^2$$

##### *в. Угол падения пучка на мишень $\theta_B$*

Вычисляем  $\sin \theta_B$ ,  $\sin^2 \theta_B$ ,  $\cos \theta_B$ ,  $\cos 2\theta_B$ ,  $\cos^2 2\theta_B$

#### 2. Мишень

##### *а. Толщина мишени $L_0$ (см)*

Вычисляем  $L = L_0 / \cos \theta_B$

### б. Тип геометрии

Лауэ, Брэгг, предельно-асимметричная (ПАД)

### в. Плоскости

$h, k, l$

### г. Материал

алмаз C	$a = 3,57 \text{ \AA}; X_0 = 14,88 \text{ см}; Z_t = 6; \omega_p^2 = 3,2 \cdot 10^{33} \text{ с}^{-2};$ $\rho = 3,35 \text{ г/см}^3; A = 14,0 \text{ а. е. м.}; \Theta = 1860 \text{ К}$
кремний Si	$a = 5,43 \text{ \AA}; X_0 = 10,32 \text{ см}; Z_t = 14; \omega_p^2 = 2,22 \cdot 10^{33} \text{ с}^{-2};$ $\rho = 2,33 \text{ г/см}^3; A = 28,09 \text{ а. е. м.}; \Theta = 625 \text{ К}$
германий Ge	$a = 5,66 \text{ \AA}; X_0 = 2,38 \text{ см}; Z_t = 32; \omega_p^2 = 4,52 \cdot 10^{33} \text{ с}^{-2};$ $\rho = 5,32 \text{ г/см}^3; A = 72,59 \text{ а. е. м.}; \Theta = 360 \text{ К}$
арсенид галлия GaAs	$a = 5,65 \text{ \AA}; X_0 = 2,38 \text{ см}; Z_t = 32; \omega_p^2 = 4,53 \cdot 10^{33} \text{ с}^{-2};$ $\rho = 5,35 \text{ г/см}^3; A_{av} = 72,32 \text{ а. е. м.}; \Theta = 1860 \text{ К}$

### 3. Детектор

$$D \text{ (см)}, L_D \text{ (см)} \rightarrow \theta_D = \frac{D}{L_D} \text{ (рад)}$$

## II. ВЫЧИСЛЕНИЯ

### 1. Энергия/частота ПРИ

$$\omega_B \text{ (кэВ)} = \frac{12,39 \cdot \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{2 \cdot a \text{ (\AA)} \cdot \sin \theta_B}$$

$$\omega_B \text{ (см}^{-1}\text{)} = \omega_B \text{ (кэВ)} \cdot 0,507 \cdot 10^8$$

$$\omega_B \text{ (с}^{-1}\text{)} = (\omega_B \text{ (кэВ)} / 6,583) \cdot 10^{19}$$

### 2. Квантовый выход N

$$N = N_0 \cdot F(\theta) \text{ (фотон/частица)}$$

### *Расчет $N_0$ в геометриях Лауэ и Брэгга*

$$N_0 = \frac{Z_p^2 \cdot e^2}{8} \cdot \frac{\omega_B (\text{см}^{-1})}{\sin^2 \theta_B} \cdot |g_\tau|^2 \cdot L_a (1 - e^{-L/L_a}) (1 + \cos^2 2\theta_B)$$

### *Расчет $N_0$ в геометрии ПАД*

$$N_0 = Z_p^2 \cdot L_0 \cdot (e^2/4) \cdot |g_\tau|^2 \cdot \omega_B (\text{см}^{-1}) \cdot (1 - e^{-d/L_a}),$$

где  $d$  – расстояние оси пучка от края мишени.

### *Расчет углового множителя*

$$F(\theta) = \left[ \ln \left( \frac{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2}{\theta_{ph}^2} \right) - \frac{\theta_D^2}{\theta_D^2 + \theta_{ph}^2} + \frac{\overline{\theta_s^2} \cdot \theta_D^2}{(\theta_D^2 + \theta_{ph}^2) \theta_{ph}^2} \right].$$

### *Величины, необходимые для расчета*

$$g'_0 = \frac{\omega_p^2}{[\omega_B (\text{с}^{-1})]^2}; \quad g''_0 = \frac{(\mu/\rho) \cdot \rho}{k}; \quad \lambda (\text{Å}) = \frac{12,39}{\omega_B (\text{кэВ})}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda (\text{Å})} \cdot 10^8 (\text{см}^{-1}).$$

По значению  $\lambda (\text{Å})$  извлекаем значение массового коэффициента поглощения  $\mu/\rho$  из таблиц.

### *Длина поглощения*

$$L_a = [\omega_B (\text{см}^{-1}) \cdot g''_0]^{-1} (\text{см}).$$

$$g'_\tau \cong g'_0 \cdot D_\tau \cdot S_\tau \cdot \frac{f_\tau}{f_0}; \quad g''_\tau \cong g''_0 \cdot D_\tau \cdot S_\tau; \quad |g_\tau|^2 = (g'_\tau)^2 + (g''_\tau)^2; \quad f_0 = Z_t.$$

### *Температурный фактор Дебая – Уоллера*

$$D_\tau = \exp(-BS^2); \quad S = \sin \theta_B / \lambda (\text{Å}^{-1})$$

По значению  $S (\text{Å}^{-1})$  извлекаем значение коэффициента рассеяния из таблиц.

Вычисляем величину  $B$ , пропорциональную среднеквадратической амплитуде смещения атомов из среднего положения, по формуле Дебая, которая, однако, применима только для кубических кристаллов, состоящих из атомов одного типа.

$$B = \frac{6h^2}{m_a k \Theta} \left( \frac{\Phi(x)}{x} + \frac{1}{4} \right) \cdot 10^{20} \text{ (Å}^2\text{)}$$

$$h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$$

$$m_a = A \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

По значению отношения температуры Дебая к абсолютной температуре  $x = \frac{\Theta}{T}$  из таблиц извлекаем значение интеграла ошибок

$$\Phi(x) = \frac{1}{x} \int_0^x \frac{\xi}{e^\xi - 1} d\xi.$$

**Структурный фактор**  $S_T$  решетки типа алмаза равен

1	$h + k + l = 4n$
$1/\sqrt{2}$	$h + k + l = 2n \pm 1$
0	$h + k + l = 4n + 2$

**Эффективная длина многократного рассеяния**

$$L_{eff}^{ms} = L \text{ для геометрии Лауэ;}$$

$$L_{eff}^{ms} = L_0 \text{ для геометрии ПАД;}$$

$$L_{eff}^{ms} = L_a (1 - e^{-L/L_a}) \text{ для геометрии Брэгга.}$$

**Среднеквадратический угол многократного рассеяния**

$$\overline{\theta_s^2} = \left( \frac{E_s(\text{МэВ})}{E_p(\text{МэВ})} \right)^2 \cdot \frac{L_{eff}^{ms}(\text{см})}{X_0(\text{см})}; \quad E_s = \sqrt{4\pi \cdot 137} \cdot mc^2 = 21,2 \text{ МэВ.}$$

**Угловая расходимость фотонов ПРИ**

$$\theta_{ph} \simeq \sqrt{|g'_0| + \gamma^{-2} + \overline{\theta_s^2}}.$$

**Относительная ширина линий ПРИ**

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_B} \simeq \sqrt{|g'_0| + \gamma^{-2} + \overline{\theta_s^2}}.$$

**Пороговая энергия**

$$E_0 = \sqrt{\frac{m^2 + E_s^2 \cdot \frac{L_{eff}^{ms}}{X_0}}{|g'_0|}}.$$

Для сравнения расчета с экспериментом необходимо учесть поглощение  $\exp(-L_w/L_a^w)$  в выходном окне ускорителя толщиной  $L_w$ , поглощение  $\exp(-L_{air}/L_a^{air})$  в слое воздуха  $L_{air}$  от окна ускорителя до входного окна детектора и эффективность детектора для частоты  $\omega_B$ , а также мозаичность  $\delta$  и расходимость пучка  $\Delta\psi$ . В простейшем случае малых интервалов мозаичности и расходимости пучка угол вылета фотонов может быть оценен как  $(\theta_{ph}^2)_{exp} = (\theta_{ph}^2)_{theor} + \delta^2 + \Delta\psi^2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Барышевский В. Г.* Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Мн.: БГУ, 1982. 256 с.
2. *Базылев В. А., Жеваго Н. К.* Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: Наука, 1987. 272 с.
3. *Baryshevsky V. G., Dubovskaya I. Ya.* Diffraction phenomena in spontaneous and stimulated radiation by relativistic particles in crystals (review). Lawrence Berkeley Laboratory, LBL-31695, ESG Note-162, 1991. 119 p.
4. *Тер-Микаэлян М. Л.* Радиационные электромагнитные процессы при высоких энергиях в периодических средах // Успехи физ. наук. 2001. Т. 171, № 6. С. 597–624.
5. *Феранчук И. Д.* Когерентные явления в процессах рентгеновского и гамма-излучения релятивистских заряженных частиц в кристаллах: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.02 / Бел. гос. ун-т. Мн., 1984. 402 с.
6. *Ивашин А. В.* Теоретическое исследование характеристик параметрического рентгеновского излучения: Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.02 / Бел. гос. ун-т. Мн., 1987. 134 с.
7. *Поликарпов И. В.* Параметрическое рентгеновское излучение релятивистских заряженных частиц в кристаллах, подверженных воздействию высокочастотных акустических полей: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.02 / Бел. гос. ун-т. Мн., 1989. 15 с.
8. *Луговская О. М.* Характеристики параметрического рентгеновского излучения в условиях динамической дифракции и многократного рассеяния: Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.16 / Бел. гос. ун-т. Мн., 2003. 150 с.
9. *Внуков И. Е.* Когерентное излучение релятивистских электронов в монокристаллах большой толщины: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.16 / Томск. политехн. ун-т. Томск, 2001. 46 с.

10. *Адищев Ю. Н.* Рентгеновское и гамма-излучение ультрарелятивистских электронов в кристаллах: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.16 / Томск. политехн. ун-т. Томск, 2003. 31 с.
11. *Углов С. Р.* Спектрально-угловые и поляризационные свойства параметрического (квазичеренковского) излучения, генерируемого ультрарелятивистскими электронами в кристаллах алмаза и кремния: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.16 / Томск. политехн. ун-т. Томск, 1992. 20 с.
12. *Верзилов В. А.* Влияние свойств среды и характеристик пучков заряженных частиц на параметрическое рентгеновское излучение: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.16 / Томск. политехн. ун-т. Томск, 1992. 18 с.
13. *Лобко А. С.* Экспериментальные исследования параметрического рентгеновского излучения релятивистских электронов и протонов в кристаллах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.16 / Бел. гос. ун-т. Мн., 1992. 136 с.
14. *Takashima Yoshifumi* Study of X-ray Emission by Relativistic Electrons in Stratified Silicon Crystal: PhD Thesis, Hiroshima University. 1998. 37 p. Electronic resource. Mode of access: <http://photon.hepl.hiroshima-u.ac.jp/lab/thesis/doctor/takasima/takasima.ps.gz>
15. *Hautht David J.* Parametric X-radiation from a beryllium crystal: Abstract of M.Sc. Thesis / United States Naval Academy. 1999. 1 p. Electronic resource. Mode of access: <http://www.nps.navy.mil/Research/ThesisSummer99/Physics.pdf>
16. *Луговская О. М.* Параметрическое рентгеновское излучение в кристаллах // *Фундаментальные и прикладные физические исследования 1986–2001 гг.: Сб. трудов / Ред. В. Г. Барышевский.* Мн.: Изд-во БГУ, 2001. С. 260–277.
17. *Тер-Микаэлян М. Л.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН Арм. ССР, 1969. 456 с.
18. *Барышевский В. Г., Феранчук И. Д.* О переходном излучении  $\gamma$ -квантов в кристалле // *ЖЭТФ.* 1971. Т. 61, № 3(9). С. 944–948. Поправка: *ЖЭТФ.* 1973. Т. 64, № 2. С. 760.
19. *Гарибян Г. М., Ян Ши.* Квантовая микроскопическая теория излучения равномерно движущейся частицы в кристалле // *ЖЭТФ.* 1971. Т. 61, № 3(9). С. 930–943.

20. Воробьев С.А., Калинин Б.Н., Пак С.Д., Потылицын А.П. Обнаружение монохроматического рентгеновского излучения при взаимодействии ультрарелятивистских электронов с монокристаллом алмаза // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. Вып. 1. С. 3–6.
21. Адищев Ю.Н., Барышевский В.Г., Воробьев С.А. и др. Экспериментальное обнаружение параметрического рентгеновского излучения // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. Вып. 7. С. 295–297.
22. Didenko A. N., Kalinin B. N., Pak S. D. et al. Observation of monochromatic x-ray radiation from 900 MeV electrons transmitting through a diamond crystal // Phys. Lett. 1985. Vol. 110A, N 3. P. 177–179.
23. Baryshevsky V. G., Danilov V. A., Ermakovich O. L. et al. Angular distribution of parametric x-rays // Phys. Lett. 1985. Vol. 110A, N 9. P. 477–479.
24. Авакян Р.О., Аветисян А.Э., Адищев Ю.Н. и др. Экспериментальное исследование квазичеренковского излучения электронов с энергией 4,5 ГэВ в алмазе // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 6. С. 313–316.
25. Адейшвили Д.И., Блажевич С.В., Болдышев В.Ф. и др. Спектры жесткого рентгеновского излучения электронов высокой энергии в кристалле под углом Брэгга // Докл. АН СССР. 1988. Т. 298, № 4. С. 844–946.
26. Адейшвили Д.И., Блажевич С.В., Бочек Г.Л. и др. Параметрическое рентгеновское излучение электронов средних энергий в монокристаллах. Харьковский физ.-техн. ин-т. Препринт № 88–44. 1988. 4 с.
27. Барышэўскі У.Р., Феранчук І.Д. Аб тэорыі выпраменьвання зараджаных часцінак у крышталі // Весці Акад. навук БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1973. № 2. С. 102–108.
28. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. О квантовой теории излучения электронов в кристалле // Докл. АН БССР. 1974. Т. 18, № 6. С. 499–502.
29. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D. The x-ray radiation of ultrarelativistic electrons in a crystal // Phys. Lett. 1976. Vol. 57A, N 2. P. 183–186.

30. Барышевский В.Г. О рассеянии света потоком электронов, проходящих через кристалл // Докл. АН БССР. 1971. Т. 15, № 4. С. 306–308.
31. Барышевский В.Г., Грубич А.О., Ле Тьен Хай. Сравнение теории с экспериментами по генерации рентгеновского излучения ультрарелятивистскими электронами в монокристалле Si // Изв. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1988. № 4. С. 100–102.
32. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D. Parametric x-rays from ultrarelativistic electrons in a crystal: theory and possibilities of practical utilization // J. de Physique. 1983. Vol. 44, N 8. P. 913–922.
33. Feranchuk I. D., Ivashin A. V. Theoretical investigation of the parametric x-ray features // J. de Physique. 1985. Vol. 46. P. 1981–1986.
34. Гинзбург В.Л. Излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова–Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления) // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166, № 10. С. 1033–1042.
35. Asano S., Endo I., Harada M. et al. How intense is parametric X radiation? // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70, N 21. P. 3247–3250.
36. Endo I., Harada M., Kobayashi T. et al. Parametric x radiation from thick crystals // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51, N 6. P. 6305–6308.
37. Freudenberger J., Gavrikov V. B., Galemann M. et al. Parametric x-ray radiation observed in diamond at low electron energies // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74, N 13. P. 2487–2490.
38. Fiorito R. B., Rule D. W., Pierstrup M. A. et al. Parametric x-ray generation from moderate energy electron beams // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. B79. P. 758–761.
39. Fiorito R. B., Rule D. W., Maruyama X. K. et al. Observation of higher order parametric x-ray spectra in mosaic graphite and single silicon crystals // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71, N 5. P. 704–707.
40. Schagin A. V., Pristupa V. I., Khizhniak N. A. Absolute differential yield of parametric x-ray radiation // Radiation of relativistic electrons in periodic structures: Proc. Int. Symp., Tomsk, Russia, 1993 / Tomsk Polytechn. Univ. Tomsk, 1993. P. 62–75.
41. Schagin A. V., Pristupa V. I., Khizhniak N. A. Parametric x-ray radiation from relativistic electrons in the vicinity of and at angular distance from a Bragg direction // Nucl. Instr. Meth. 1995. Vol. B99. P. 277–280.

42. *Мороховский В.Л.* Когерентное рентгеновское излучение релятивистских электронов в кристалле: Обзор / М.: ЦНИИАтоминформ, 1989. 39 с.
43. *Amosov C. Yu., Kalinin B. N., Kustov D. V. et al.* Characteristics of parametric x-ray radiation near threshold // Radiation of relativistic electrons in periodic structures: Proc. Int. Symp., Tomsk, Russia, 1993 / Tomsk Polytechn. Univ. Tomsk, 1993. P. 53–61.
44. *Maruyama X. K., Pasanello T., DiNova K. et al.* A method for measuring dark current electron beams in an RF linac and its application to determine the absolute intensity of PXR spectra // Radiation of relativistic electrons in periodic structures: Proc. Int. Symp., Tomsk, Russia, 1993 / Tomsk Polytechn. Univ. Tomsk, 1993. P. 112–119.
45. *Akimoto T., Tamura M., Ikeda J. et al.* Generation and use of parametric X-rays with an electron linear accelerator // Nucl. Instr. Meth. 2001. Vol. A459. P. 78–86.
46. *Freudenberger J., Genz H., Morokhovskiy V. V. et al.* Parametric X rays observed under Bragg condition: boost of intensity by a factor of two // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84, N 2. P. 270–273.
47. *Hayakawa Y., Seto M., Maeda Y. et al.* Analysis of the angular distribution and the intensity of parametric x-ray radiation in a Bragg case // Journ. Phys. Soc. of Japan. 1998. Vol. 67, N 3. P. 1044–1049.
48. *Didenko A. N., Adishev Yu. N., Kalinin B. N. et al.* Angular distribution and energy dependence of parametric x-ray radiation // Phys. Lett. 1986. Vol. A118, N 7. P. 363–365.
49. *Adishev Yu. N., Didenko A. N., Mun V. V. et al.* Measurements of parametric x-rays from relativistic electrons in silicon crystals // Nucl. Instr. Meth. 1987. Vol. B21. P. 49–55.
50. *Danon Y., Sones B. A., Block R. C.* Novel x-ray source at RPI Linac // Am. Nucl. Soc. Trans. 2002. Vol. 86. P. 185–186.
51. *Sones B. A., Danon Y., Block R. C.* Optimization of parametric x-ray production // Am. Nucl. Soc. Trans. 2002. Vol. 86. P. 240–241.
52. *Sones B. A., Danon Y., Block R. C.* Advances in parametric x-ray production at the RPI linear accelerator // Am. Nucl. Soc. Trans. 2003. Vol. 88. P. 352–354.

53. *Sones B. A., Danon Y., Block R. C.* LiF crystal advantages in parametric x-ray (PXR) production // *Trans. of ANS/ENS.* 2003. Vol. 89. P. 483–485.
54. *Danon Y., Sones B. A., Block R.* Dead time and pileup in pulsed parametric x-ray spectroscopy // *Nucl. Instr. Meth.* 2004. Vol. A524. P. 287–294.
55. *Chefonov O. V., Kalinin B. N., Naumenko G. A.* et al. Experimental comparison of parametric X-ray radiation and diffracted bremsstrahlung in a pyrolytic graphite crystal // *Nucl. Instr. Meth.* 2001. Vol. B173. P. 18–26.
56. *Takashima Y., Aramitsu K., Endo I.* et al. Observation of monochromatic and tunable hard X radiation from stratified Si single crystals // *Nucl. Instr. Meth.* 1998. Vol. B145. P. 25–30.
57. *Nakayama K., Sekimura M., Yanase I.* et al. Development of a periodically structured monocrystalline target of Si for x-ray emission // *Nucl. Instr. Meth.* 1998. Vol. B145. P. 236–238.
58. *Chouffani K., Andreyashkin M. Yu., Endo I.* et al. Parametric x-radiation and diffracted transition radiation at REFER electron ring // *Nucl. Instr. Meth.* 2001. Vol. B173. P. 241–252.
59. *Kaplin V. V., Kuznetsov S. I., Timchenko N. A.* et al. X-ray production by 500 MeV electron beam in a periodically structured monocrystalline target of GaAs // *Nucl. Instr. Meth.* 2001. Vol. B173. P. 238–240.
60. *Kaplin V. V., Uglov S. R., Zabaev V. N.* et al. Observation of bright monochromatic x rays generated by relativistic electrons passing through a multilayer mirror // *Appl. Phys. Lett.* 2000. Vol. 76, N 24. P. 3647–3649.
61. *Kaplin V. V., Lombardo L. W., Mihalchuk A. A.* et al. X-ray production simulation of an electron beam recycled through a betatron internal target // *Nucl. Instr. Meth.* 1998. Vol. B145. P. 244–252.
62. *Kaplin V. V., Uglov S. R., Bulaev O. F.* et al. Observation of multiple passes of electrons through thin internal target of a betatron // *Nucl. Instr. Meth.* 2001. Vol. B173. P. 3–15.
63. *Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D.* A comparative analysis of various mechanisms for the generation of x-rays by relativistic particles // *Nucl. Instr. Meth.* 1985. Vol. 228. P. 490–495.

64. *Freudenberger J., Galemann M., Genz H.* et al. Experimental determination of the linewidth of parametric x-ray radiation at electron energies below 10 MeV // *Nucl. Instr. Meth.* 1996. Vol. B115. P. 408–410.
65. *Freudenberger J., Genz H., Morokhovskii V.V.* et al. Lineshape, linewidth and spectral density of parametric x-radiation at low electron energy in diamond // *Appl. Phys. Lett.* 1997. Vol. 70(2). P. 267–269.
66. *Brenzinger K.-H., Limburg B., Backe H.* et al. How narrow is the linewidth of parametric x-ray radiation // *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 79, N 13. P. 2462–2465.
67. *Backe H., Ay C., Clawiter N.* et al. Diffracted transition radiation and parametric x-radiation from silicon single crystal slabs // *Proc. Symp. Channeling-Bent Crystals-Radiation Processes.* 2003. P. 41–58.
68. *Пинскер З.К.* Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982. 392 с.
69. *Zhevago N.K., Glebov V.I.* Multi-wall carbon nanotubes as x-ray waveguides and PXR and CTR source // *Proc. SPIE.* 2005. Vol. 5974. P. 597412-1–597412-10.
70. *Zhevago N.K., Glebov V.I.* Various types of coherent x-ray radiation in carbon nanotubes and fullerites // *Proc. SPIE.* 2005. Vol. 5974. P. 59740S-1–59740S-10.
71. *Didenko A.N., Adischev Yu.N., Kalinin B.N.* et al. Angular distribution and energy dependence of parametric x-ray radiation // *Phys. Lett. A.* 1986. Vol. 118, N 7. P. 363–365.
72. *Amosov C. Yu., Andreyashkin M. Yu., Kalinin B.N.* et al. Angular distribution of parametric x-ray radiation in mosaic crystals // *Preprint № 3/94, Tomsk Techn. Univ.* 1994. 13 p.
73. *Brenzinger K.-H., Herberg C., Limburg B.* et al. Investigation of the production mechanism of parametric x-ray radiation // *Zeit. für Physik.* 1997. Vol. A358. P. 107–114.
74. *Fiorito R.B., Rule D.W., Piestrup M.A.* et al. Polarized angular distributions of parametric x radiation and vacuum-ultraviolet transition radiation from relativistic electrons // *Phys. Rev. E.* 1995. Vol. 51, N 4. P. R2759–R2762.
75. *Адищев Ю.Н., Верзилов В.А., Воробьев С.А.* и др. Экспериментальное обнаружение линейной поляризации параметрического

- рентгеновского излучения // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. Вып. 6. С. 311–314.
76. *Adishchev Yu. N., Verzilov V. A., Potylitsyn A. P.* et al. Measurement of spectral and polarization characteristics of parametric x-rays in a Si crystal // Nucl. Instr. Meth. 1989. Vol. B44. P. 130–136.
  77. *Shchagin A. V.* Linear polarization of parametric x-rays // Phys. Lett. A. 1998. Vol. 247. P. 27–36.
  78. *Morokhovskii V. V., Schmidt K. H., Buschhorn G.* et al. Polarization of parametric x radiation // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79, N 22. P. 4389–4392.
  79. *Morokhovskii V. V., Freudenberger J., Genz H.* et al. Polarization of parametric x radiation // Nucl. Instr. Meth. 1998. Vol. B145. P. 14–18.
  80. *Schmidt K. H., Buschhorn G., Kotthaus R.* et al. Measurement of the linear polarization of parametric x-radiation // Nucl. Instr. Meth. 1998. Vol. B145. P. 8–13.
  81. *Baryshevsky V. G.* Parametric x-ray radiation at a small angle near the velocity direction of the relativistic particle // Nucl. Instr. Meth. 1997. Vol. B122. P. 13–18.
  82. *Kalinin B. N., Naumenko G. A., Padalko D. V.* et al. Experimental search of parametric x-ray radiation in a silicon crystal at a small angle near the velocity direction of relativistic electrons // Nucl. Instr. Meth. 2001. Vol. B173. P. 253–261.
  83. *Backe H., Rueda A., Lauth W.* et al. Forward diffracted parametric x radiation from a silicon single crystal // Nucl. Instr. Meth. 2005. Vol. B234. P. 138–147.
  84. *Aleinik N., Baldin A. N., Bogomazova E. A.* et al. Experimental observation of parametric x-ray radiation directed along the propagation velocity of relativistic electrons in a tungsten crystal // ЖЭТФ Lett. 2004. Vol. 80, N 6. P. 393–397 / Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. Вып. 6. С. 447–451.
  85. *Sones B., Danon Y., Block R.C.* Lithium fluoride (LiF) crystal for parametric x-ray (PXR) production // Nucl. Instr. Meth. 2005. Vol. B277. P. 22–31.
  86. *Baryshevsky V., Feranchuk I.* Parametric x-radiation: from the theoretical prediction to the first observation and applications // Études

- on theoretical physics: Collected papers / Eds. Barkovsky L. M., Feranchuk I. D., Shnir Ya. M.- Singapore: World Scientific, 2004. P. 377–394.
87. *Yuan Luke C. L., Alley P. W., Bamberger A. et al.* A search for dynamic radiation from crystals // Nucl. Instr. Meth. 1985. Vol. A234. P. 426–429.
  88. Canberra Product Catalog, Edition Ten, 2001. 336 p.
  89. *Blazhevich S. V., Bocek G. L., Gavrikov V. B. et al.* First observation of interference between parametric x-ray and coherent bremsstrahlung // Phys. Lett. 1994. Vol. A195. P. 210–212.
  90. *Morokhovskiy V. V., Freudenberger J., Genz H. et al.* Theoretical description and experimental detection of the interference between parametric x radiation and coherent bremsstrahlung // Phys. Rev. 2000. Vol. B61, N 5. P. 3347–3352.
  91. *Насонов Н.Н., Похил Г.П., Тулинов А.Ф.* Интерференционные эффекты в рентгеновском излучении релятивистских электронов, движущихся в кристалле под малым углом к атомной плоскости // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 8. С. 59–65.
  92. *Feranchuk I. D., Lugovskaya O. M.* Dynamical effects for high resolution parametric x-radiation // Advanced Radiation Sources and Applications / Ed. Wiedemann H., Springer, 2006. NATO Science Series II, Vol. 199. P. 17–26.
  93. *Feranchuk I. D., Ulyanikov A., Harada J., Spence J. C. H.* Parametric x-ray radiation and coherent bremsstrahlung from nonrelativistic electrons in crystals // Phys. Rev. 2000. Vol. E62, N 3. P. 4225–4234.
  94. *Коробочко Ю.С., Космач В.Ф., Минеев В.И.* О когерентном тормозном излучении электронов // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. Вып. 5. С. 1248–1256 (Sov. Phys. JETP. 1965. Vol. 21, N 5. P. 834–839).
  95. *Reese G. M., Spence J. C. H., Yamamoto N.* Coherent bremsstrahlung from kilovolt electrons in zone axis orientations // Philos. Mag. 1984. Vol. 49, N 5. P. 697–716.
  96. *Spence J. C. H., Reese G. M.* Pendellosung radiation and coherent bremsstrahlung // Acta.Cryst. 1986. Vol. A42. P. 577–585.
  97. *Vecchio K. S., Williams D. B.* Experimental conditions affecting coherent bremsstrahlung in x-ray microanalysis // J. Microscopy. 1987. Vol. 147, N 1. P. 15–35.

98. *Feranchuk I. D., Ulyanekov A. P.* Interference of parametric x-ray and coherent bremsstrahlung radiation from nonrelativistic electrons: application to the phase analysis in crystallography // *Acta. Cryst.* 2001. Vol. A57. P. 283–289.
99. *Feranchuk I. D., Ulyanekov A. P.* About new application of parametric x-radiation for crystallography // *Acta. Cryst.* 1999. Vol. A55. P. 466–470.
100. *Феранчук И. Д.* Об использовании параметрического эффекта Вавилова–Черенкова для исследования структуры кристаллов // *Кристаллография.* 1979. Т. 24. Вып. 2. С. 289–296.
101. Synchrotron light sources of the world / Electronic resource.-Mode of access: [http://www-als.lbl.gov/als/synchrotron\\_sources.html](http://www-als.lbl.gov/als/synchrotron_sources.html)
102. *Schagin A. V., Khizhniak N. A., Fiorito R. B.* et al. Parametric x-ray radiation for calibration of x-ray space telescopes and generation of several x-ray beams // *Nucl. Instr. Meth.* 2001. Vol. B173. P. 154–159.
103. *Schagin A. V.* Current status of parametric x-ray radiation research // *Radiation Phys. Chem.* 2001. Vol. 61. P. 283–291.
104. *Mkrtchyan A. R., Aslanyan H. A., Mkrtchyan A. H.* et al. Experimental observation of quasi-cherenkov radiation amplification by external fields // *Phys. Lett.* 1991. Vol. A152, N 5–6. P. 297–299.
105. *Барышевский В. Г., Поликарпов И. В.* Параметрическое рентгеновское излучение в кристаллах, подверженных воздействию ультразвуковой волны // *ЖЭТФ.* 1988. Т. 94. Вып. 7. С. 109–117.
106. *Baryshevsky V. G., Polikarpov I. V.* Parametric x-rays in crystals subjected to the resonant action of ultrasonic waves // *Phys. Lett.* 1989. Vol. A140, N 4. P. 205–208.
107. *Amosov K. Yu., Kalinin B. N., Potylitsyn A. P.* et al. Influence of temperature on parametric x-ray intensity // *Phys. Rev.* 1993. Vol. E47, N 3. P. 2207–2209.
108. *Baryshevsky V., Feranchuk I., Ulyanekov A.* Parametric X-ray Radiation in Crystals: Theory, Experiment and Applications. Berlin: Springer, 2005. 176 p.
109. *Афанасенко В. П., Барышевский В. Г., Градовский О. Т.* и др. Обнаружение параметрического рентгеновского излучения монокристалла арсенида галлия // *Письма в ЖТФ.* 1988. Т. 14. Вып. 1. С. 57–60.

110. Адищев Ю.Н., Апанасевич А.П., Афанасенко В.П. и др. Экспериментальное исследование параметрического рентгеновского излучения кристаллов кремния, кварца и алмаза // XVI-П Всесоюз. совещание по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (г. Москва, 1988): Материалы. М.: МГУ. 1989. С. 99–101.
111. Адищев Ю.Н., Апанасевич А.П., Афанасенко В.П. и др. Угловые распределения параметрического рентгеновского излучения монокристалла алмаза // Изв. вузов: Физика. 1989. № 8. С. 112–114.
112. Афанасенко В.П., Барышевский В.Г., Зуевский Р.Ф. и др. Обнаружение многоволновой генерации параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 1. С. 33–36.
113. Afanasenko V. P., Baryshevsky V. G., Gradovsky O. T. et al. Detection of parametric X-ray radiation of a GaAs monocrystal // Phys. Lett. 1989. Vol. A141, N 5, 6. P. 311–313.
114. Афанасенко В.П., Барышевский В.Г., Гациха С.В. и др. Обнаружение аномалии в угловом распределении параметрического рентгеновского излучения // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. Вып. 4. С. 213–215.
115. Барышевский В.Г., Давыдченко А.Г., Коржик М.В. и др. Быстродействующие сцинтилляционные кристаллы для детекторов ядерных излучений // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 22. С. 75–78.
116. Барышевский В.Г., Зуевский Р.Ф., Коржик М.В. и др. Быстродействующие сцинтилляционные кристаллы  $\text{YAlO}_3:\text{Pr}$  // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 24. С. 82–85.
117. Барышевский В.Г., Коржик М.В., Лившиц М.Г. и др. Сцинтилляционные характеристики кристаллов  $\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}^{3+}$  // Весці Акад. навук БССР, сер. фіз.-энерг. навук. 1991. № 4. С. 114–117.
118. Kachanov V. A., Rykalin V. V., Khodyrev V. Yu. et al.  $\alpha$ -particle spectrometer based on  $\text{YAlO}_3:\text{Ce}^{3+}$  crystal scintillator // 3-rd Workshop "Physics at UNK" (Protvino, September 25-28, 1990): Proceedings / Protvino. 1991. P. 148–153.
119. Афанасенко В.П., Барышевский В.Г., Зуевский Р.Ф. и др. Обнаружение параметрического рентгеновского излучения протонов // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. Вып. 9. С. 493–495.

120. Барышевский В. Г., Богатко А. П., Дробышев Г. Ю. и др. Монокристаллический сцинтиллятор  $\text{YAlO}_3:\text{Ce}^{3+}$  для спектрометрии альфа-излучения // Весті Акад. навук БССР. Сер. фіз.-енерг. навук. 1992. № 2. С. 5–7.
121. Kachanov V. A., Rykalin V. V., Solovyapov V. L. et al. Light source for energy stabilization of calorimetric detectors based on photodetectors // Nucl. Instr. Meth. 1992. Vol. A314. P. 215–218.
122. Зуевский Р. Ф., Коржик М. В., Лобко А. С., Федоров А. А. Установка для измерения временных параметров сцинтилляций // Приборы и техника эксперимента. 1992. № 6. С. 101–104.
123. Afanasenko V. P., Baryshevsky V. G., Zuevsky R. F. et al. Detection of proton parametric X-ray radiation in silicon // Phys. Lett. 1992. Vol. A170. P. 315–318.
124. Качанов В. А., Коржик М. В., Лобко А. С. и др. Реперные световые источники для мониторинга многоканальных электромагнитных и адронных калориметров // Приборы и техника эксперимента. 1993. № 1. С. 99–102.
125. Afanasenko V. P., Baryshevsky V. G., Lobko A. S. et al. Experimental study of the influence of multiple scattering on the parametric X-rays characteristics // Nucl. Instr. Meth. 1993. Vol. A334. P. 631–637.
126. Afanasenko V. P., Baryshevsky V. G., Lobko A. S. Parametric X-rays as a promising radiation mechanism for high energy particle identification // 1993 IEEE Nucl. Sci. Symp. (San Francisco, 1993) / Conf. Record 93CH3374-6. 1993. Vol. 1. P. 103–107.
127. Зуевский Р. Ф., Лобко А. С. Численный расчет характеристик параметрического рентгеновского излучения в рамках кинематической модели Феранчука–Ивашина // 5-я Междунар. науч.-практ. конф. "Вузовская наука, промышленность, международное сотрудничество" (г. Минск, 2004): Материалы. Мн., 2004. С. 328–332.
128. Lobko A., Lugovskaya O. Choice of optimal target for monochromatic tunable x-ray source based on low-energy accelerator // Advanced Radiation Sources and Applications / Ed. Wiedemann H., Springer. 2006. NATO Science Series II, Vol. 199. P. 47–54.
129. International Tables for Crystallography.-Volume B: Mathematical, physical and chemical tables. Ed. Shmueli U., 2001. 620 p.

130. Адищев Ю. Н., Воробьев С. А., Калинин Б. Н. и др. Исследование спектров параметрического (квазичеренковского) излучения ультрарелятивистских электронов в монокристалле алмаза // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 3. С. 829–837.
131. Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D., Grubich A. O., Ivashin A. V. Theoretical interpretation of parametric x-ray spectra // Nucl. Instr. Meth. 1986. Vol. A249. P. 306–319.
132. Adischev Yu. N., Pleshkov G. A., Potylitsin A. P. et al. Observation of spectral line splitting for parametric x-rays // Phys. Lett. 1987. Vol. A120, N 9. P. 486–488.
133. Адищев Ю. Н., Бабаджанов Т. М., Муминов Т. М. и др. Пороговый характер энергетической зависимости параметрического рентгеновского излучения // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 12. Вып. 24. С. 1507–1511.
134. Барышевский В. Г., Грубич А. О., Ле Тьен Хай. Влияние многократного рассеяния на параметрическое рентгеновское излучение // ЖЭТФ. 1988. Т. 94, № 5. С. 51–65.
135. Насонов Н. Н., Насонова В. А., Носков А. В. О влиянии многократного рассеяния на свойства параметрического излучения // Поверхность. Рентг. синхр. нейтр. иссл. 2004. № 4. С. 18–22.
136. Dubovskaya I. Ya., Lobko A. S. Multiwave mode of parametric x-rays generation // Proc. SPIE. 2005. Vol. 5974. P. 59740R-1–59740R-8.
137. Афанасенко В. П., Барышевский В. Г., Зуевский Р. Ф. и др. Параметрическое рентгеновское излучение монокристалла арсенида галлия // XX Всесоюз. совещание по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва, 1990): Материалы. М.: МГУ. 1991. С. 112–114.
138. Асланов Л. А. Инструментальные методы рентгеноструктурного анализа. М.: МГУ, 1983. 288 с.
139. Чжан Ш. Многоволновая дифракция рентгеновских лучей в кристаллах. М.: Мир, 1987. 234 с.
140. Truong Ba Ha, Dubovskaya I. Ya. Diffraction x-ray radiation under multiwave diffraction // Phys. Stat. Sol. (b). 1989. Vol. 155. P. 685–695.
141. Dubovskaya I. Ya., Truong Ba Ha, Le Tien Hai. Angular distribution of parametric x-ray radiation (PXR) in case of multiwave diffraction // Phys. Stat. Sol. (b). 1991. Vol. 165. P. 575–581.

142. *Dubovskaya I. Ya., Savchuk G. K.* The parametric x-ray radiation in case of three-wave asymmetric diffraction // *Phys. Stat. Sol. (b)*. 1989. Vol. 156. P. 687–695.
143. *Kohn V. G.* On the theory of the Bragg reflection in the case of multiple x-ray diffraction // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1979. Vol. 54. P. 375–377.
144. *Dubovskaya I. Ya., Stepanov S. A., Silenko A. Ya., Ulyanenkoff A. P.* Computation of parametric x-ray production by relativistic particles in crystals under multiple Bragg diffraction // *J. Phys. C: Condens. Matter*. 1993. Vol. 5. P. 7771–7784.
145. *Stepanov S. A., Silenko A. Ya., Ulyanenkoff A. P., Dubovskaya I. Ya.* Multi-wave parametric x-ray production of relativistic particles in crystals: comparison of computations and experimental results // *Nucl. Instr. Meth.* 1996. Vol. B974. P. 55–67.
146. *Шипов Н. В.* Многоволновая дифракция рентгеновского параметрического излучения // *ЖТФ*. 1997. Т. 67. Вып. 4. С. 129–132.
147. *Nasonov N. N.* Borrmann effect in parametric x-ray radiation // *Phys. Lett.* 1999. Vol. A260. P. 391–394.
148. *Nasonov N. N.* On the effect of anomalous photoabsorption in the parametric x-rays // *Phys. Lett.* 2001. Vol. A292. P. 146–149.
149. *Барышевский В. Г., Дубовская И. Я., Савчук Г. К.* Параметрическое рентгеновское излучение, генерируемое в монокристаллах кремния релятивистскими заряженными частицами (протонами,  $\mu^\pm$ - и  $\pi^\pm$ -мезонами) // *Весті НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук*. 1992. № 1. С. 41–46.
150. *Бавижев М. Д., Докумова Л. Ш., Гошюков Р. М.* и др. О возможности диагностики протонных пучков высоких энергий с помощью параметрического рентгеновского излучения в монокристаллах // *ЖТФ*. 2001. Т. 71. Вып. 8. С. 125–127.
151. *Забаев В. Н., Углов С. Р., Адищев Ю. Н.* и др. Генерация рентгеновского излучения релятивистскими протонами // XXXIV Междунар. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва, 2004): Тез. докл. М.: МГУ. 2004. С. 53.
152. *Адищев Ю. Н., Артемов А. С., Афанасьев С. В.* и др. Обнаружение параметрического рентгеновского излучения умеренно релятивистских протонов в кристаллах // *Письма в ЖЭТФ*. 2005. Т. 81. Вып. 6. С. 305–308.

153. *Клайнкнехт К.* Детекторы корпускулярных излучений. М.: Мир, 1990. 224 с.
154. *Группен К.* Детекторы элементарных частиц. Новосибирск: Сибирский хронограф, 1999. 408 с.
155. *Григорьев В. А., Колобин А. А., Логинов В. А.* Электронные методы ядерно-физического эксперимента. М.: Энергоатомиздат, 1988. 336 с.
156. *Мелешко Е. А.* Наносекундная электроника в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1987. 216 с.
157. *Цирлин Ю. А., Глобус М. Е., Сыроева Е. П.* Оптимизация детектирования гамма-излучения сцинтилляционными кристаллами. М.: Энергоатомиздат, 1991. 152 с.
158. *Коржик М. В.* Физика сцинтилляторов на основе кислородных монокристаллов. Мн.: БГУ, 2003. 263 с.
159. *Асеев А. А., Бавижев М. Д., Васильев А. Н.* и др. Особенности использования изогнутого монокристалла блока 25 при выводе протонов на установку ПРОЗА одновременно с выводом вторичных частиц. Протвино / Ин-т физики высоких энергий. Препринт 91-46. 1991. 16 с.
160. *Afanasiev S. V., Efimov A. N., Kovalenko A. D.* et al. First observation of parametric x-ray radiation from moderately relativistic nuclei in crystals // International Workshop "Relativistic Channeling and Coherent Phenomena in Strong Fields"(Frascati, 2005), Program. Electronic resource. Mode of access: <http://www.lnf.infn.it/~bellucci/RC2005program.html>
161. *Bartoloni A.* The AMS-02 transition radiation detector for the international space station // Proc. 8<sup>th</sup> Conf. "Astroparticle, Particle and Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications". Eds. M. Barone et al. World Scientific Publ. 2004. P. 3-7.
162. Review of Particle Physics / Europ. Phys. Journ. 2000. Vol. C15. P. 1-878.
163. *Feranchuk I. D., Batrakov K. G.* Development of tunable source on the basis of parametric X-radiation // Nucl. Instr. Meth. 2005. Vol. A543. P. 55-57.

164. Барышевский В. Г., Батраков К. Г., Грубич А. О. и др. Когерентное тормозное и параметрическое рентгеновское излучение от нерелятивистских электронов в кристалле // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 9. С. 50–57.
165. Vyssotsky V. B., Lobko E. V., Lobko A. S. Technology for production of ultra-thin crystal silicon membranes // LANL e-Print archive. 2005. 3 p. Electronic resource. Mode of access: <http://xxx.lanl.gov/abs/physics/0508079>
166. Splinter A., Bartels O., Benecke W. Thick porous silicon formation using implanted mask technology // Sensors and Actuators. 2001. Vol. B76. P. 354–360.
167. Lammel G., Renaud Ph. Free-standing, mobile 3D porous silicon microstructures // Sensors and Actuators. 2000. Vol. 85. P. 356–360.
168. Блохин М. А., Швейцер И. Г. Рентгеноспектральный справочник. М.: Наука, 1982. 376 с.
169. Attwood D. Soft x-rays and extreme ultraviolet radiation. Cambridge Univ. Press, 1999. 470 p.
170. Baldelli P., Taibi A., Tuffanelli A., Gambaccini M. Dose comparison between conventional and quasi-monochromatic systems for diagnostic radiology // Phys. Med. Biol. 2004. Vol. 49. P. 4135–4146.
171. Иванов С. А., Шукин Г. А. Рентгеновские трубки технического назначения. Л.: Энергоатомиздат, 1989. 200 с.
172. Лобко А. С., Луговская О. М. Влияние температуры мишени на характеристики параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) // XXXV Междунар. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва, 2005): Тез. докл. 2005. С. 78.
173. Lobko A., Lugovskaya O. X-ray source based on the parametric x-rays mechanism // Вестн. Воронежского ун-та. Сер. физ., мат. 2005. № 2. С. 104–110.
174. Акустические кристаллы: Справочник / Ред. М. П. Шаскольская. М.: Наука, 1982. 632 с.
175. Луговская О. М., Степанов С. А. Расчет поляризуемостей кристаллов для дифракции рентгеновского излучения непрерывного спектра в диапазоне длин волн 0,1–10 Å // Кристаллография. 1991. Т. 36. Вып. 4. С. 856–860.

176. *Feranchuk I. D., Gurskii L. I., Komarov L. I. et al.* A new method for calculation of crystal susceptibilities for X-ray diffraction at arbitrary wavelength // *Acta Cryst.* 2002. Vol. A58. P. 370–384.
177. Физические величины: Справочник / Ред. И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихов. М.: Энергоатомиздат. 1991. 1232 с.
178. *Яворский Б. М., Детлаф А. А.* Справочник по физике. М.: Наука, 1974. 944 с.
179. *Sones B., Danon Y., Block R.* Novel x-ray imaging opportunities for the RPI linear accelerator's tunable, quasi-monochromatic x-ray source // *Transactions ANS Annual Meeting.* 2004. P. 68–70.
180. *Hayakawa Y., Sato I., Hayakawa K. et al.* Present status of the parametric X-ray generator at LEBRA in Nihon University // *International Workshop "Relativistic Channeling and Coherent Phenomena in Strong Fields"*(Frascati, 2005), Program. Electronic resource. Mode of access: <http://www.lnf.infn.it/~bellucci/RC2005program.html>
181. *Freudenberger J., Hell E., Knupfer W.* Perspectives of medical x-ray imaging // *Nucl. Instr. Meth.* 2001. Vol. A466. P. 99–104.
182. Физика визуализации изображений в медицине: В 2 т. / Ред. С. Уэбб. М.: Мир, 1991. 408 с.
183. *Абрамян Е. А.* Промышленные ускорители электронов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 248 с.
184. *Амосов К. Ю., Андряшкин М. Ю., Верзилов В. А. и др.* Параметрическое рентгеновское излучение в мозаичном кристалле пиролитического графита // *Письма в ЖЭТФ.* 1994. Т. 60. Вып. 7. С. 506–510.
185. *Барышевский В. Г., Дубовская И. Я.* Сложный и аномальный эффект Доплера для каналированного позитрона (электрона) // *Докл. АН СССР.* 1976. Т. 231, № 6. С. 1335–1338.
186. *Baryshevsky V. G., Dubovskaya I. Ya.* Coherent radiation of the channeling positron (electron) // *Phys. stat. sol. (b).* 1977. Vol. 82. P. 403–412.
187. *Барышевский В. Г., Градовский О. Т., Дубовская И. Я.* О дифракционном излучении осциллятора в периодической среде (эффект Барышевского–Дубовской) // *Вести АН БССР. Сер. физ.-мат. наук.* 1987. № 6. С. 77–81.

188. *Комар А. П., Круглов С. П., Лопатин И. В.* Измерение полной энергии пучков тормозного излучения от электронных ускорителей. Л.: Наука, 1972. 172 с.
189. Coherent Radiation Sources / Eds. Saenz A. W., Überall H. Springer, 1985. 235 p.
190. *Берестецкий В. Б., Лившиц Е. М., Питаевский Л. П.* Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989. 728 с.
191. *Барышевский В. Г., Луговская О. М.* К вопросу о параметрическом рентгеновском излучении // Ядерная физика. 2003. Т. 66, № 2. С. 429–434.
192. *Newville M.* Fundamentals of XAFS. 43 p. Electronic resource. Mode of access: <http://cars9.uchicago.edu/xafs/xas-fun/xas-fundamentals.pdf>
193. *Мишетт А.* Оптика мягкого рентгеновского излучения. М.: Мир, 1989. 352 с.
194. Savitzky-Golay Smoothing Filters. 6 p. Electronic resource. Mode of access: <http://www.library.cornell.edu/nr/bookcpdf/c14-8.pdf>
195. *Lewis R. A., Rogers K. D., Hall C. J.* et al. Preliminary observations of breast tumor collagen using synchrotron radiation // Proc. SPIE. 1999. Vol. 3770. P. 32–37.
196. *Джеймс Р.* Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М.: ИЛ, 1950. 572 с.
197. *Пресняков Л. П., Шевелько В. П., Янев Р. К.* Элементарные процессы с участием многозарядных ионов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 200 с.
198. *Сугано Т., Икома Т., Такэиси Е.* Введение в микроэлектронику. М.: Мир, 1988. 320 с.
199. *Pantell R. H., Feinstein J., Beguiristain H. R.* et al. Refractive lenses for coherent x-ray sources // Appl. Opt. 2001. Vol. 40, N 28. P. 5100–5105.
200. *Kaplin V. V., Uglov V. V., Bulaev O. F.* et al. Tunable, monochromatic x rays using the internal beam of a betatron // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 80, N 18. P. 3427–3429.
201. *Piestrup M. A., Wu X., Kaplan V. V.* et al. A design of mammography units using a quasimonochromatic x-ray source // Rev. Sci. Instr. 2001. Vol. 72, N 4. P. 2159–2170.

202. *Lecoq P., Annenkov A., Gektin A. et al.* Inorganic scintillators for detector systems. Springer, 2006. 251 p.
203. *Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D.* Parametric beam instability of relativistic charged particles in a crystal // *Phys. Lett.* 1984. Vol. 102A, N 3. P. 141–144.
204. *Барышевский В. Г.* Поверхностное параметрическое излучение релятивистских частиц // *Докл. АН СССР.* 1988. Т. 299, № 6. С. 1363–1366.
205. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* Induced radiation from a relativistic electron beam in periodic structures // *Phys. stat. sol. (b).* 1992. Vol. 169. P. 235–243.
206. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* Formation of distributed feedback in an FEL under multi-wave diffraction // *Nucl. Instr. Meth.* 1995. Vol. A358. P. 493–496.
207. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Dubovskaya I. Ya.* Visible surface quasi-Cherenkov FEL // *Nucl. Instr. Meth.* 1995. Vol. A358. P. 493–496.
208. *Baryshevsky V. G.* Volume free electron lasers // *Nucl. Instr. Meth.* 2000. Vol. A445. P. 281–283.
209. *Baryshevsky V., Batrakov K., Gurinovich A. et al.* First lasing of a volume FEL (VFEL) at a wavelength range  $\lambda \sim 4\text{--}6$  mm // *Nucl. Instr. Meth.* 2002. Vol. A483. P. 21–23.
210. *Baryshevsky V. G., Batrakov K. G., Gurinovich A. A. et al.* Progress of the volume FEL (VFEL) experiments in millimeter range // *Nucl. Instr. Meth.* 2003. Vol. A507. P. 137–140.
211. *Smith S. J., Purcell E. M.* Visible light from localized surface charges moving across a grating // *Phys. Rev.* 1953. Vol. 92. P. 1069.
212. *Болотовский Б. М., Воскресенский Г. В.* Дифракционное излучение // *Успехи физ. наук.* 1966. Т. 88. Вып. 2. С. 209–251.
213. *Болотовский Б. М., Галстьян Е. А.* Дифракция и дифракционное излучение // *Успехи физ. наук.* 2000. Т. 170, № 8. С. 809–830.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>ПРЕДИСЛОВИЕ</b>	<b>4</b>
<b>PREFACE</b>	<b>6</b>
<b>СПИСОК АББРЕВИАТУР</b>	<b>8</b>
<b>ВВЕДЕНИЕ</b>	<b>9</b>
<b>1 ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (ПРИ) РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ</b>	<b>17</b>
1.1 Развитие исследований ПРИ . . . . .	17
1.2 Качественное описание ПРИ . . . . .	25
1.3 Основные результаты кинематической теории ПРИ . . . . .	30
<b>2 ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ПАРАМЕТРИЧЕСКИМ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ</b>	<b>44</b>
2.1 Исследования квантового выхода ПРИ . . . . .	45
2.2 Монохроматичность ПРИ . . . . .	56
2.3 Угловые распределения ПРИ . . . . .	59
2.4 Динамические эффекты в ПРИ . . . . .	65
2.5 Применение ПРИ . . . . .	70
<b>3 ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВУХВОЛНОВОЙ ГЕОМЕТРИИ ГЕНЕРАЦИИ</b>	<b>76</b>
3.1 Установка для исследования ПРИ на синхротроне СИРИУС . . . . .	76

3.2	Интенсивность ПРИ . . . . .	82
3.3	Угловые характеристики ПРИ . . . . .	93
3.4	Влияние многократного рассеяния на характеристики ПРИ . . . . .	98
<b>4</b>	<b>ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МНОГОВОЛНОВОЙ ГЕОМЕТРИИ ГЕНЕРАЦИИ</b>	<b>103</b>
4.1	Исследование ПРИ с высоким разрешением . . . . .	103
4.2	Интерпретация экспериментов по многоволновой генерации ПРИ . . . . .	110
4.3	Многоволновые эффекты для электронов низких энергий . . . . .	116
<b>5</b>	<b>ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ</b>	<b>121</b>
5.1	Методика эксперимента по поиску ПРИ тяжелых частиц . . . . .	121
5.2	Быстродействующий детектор ПРИ . . . . .	124
5.3	Обнаружение ПРИ, генерируемого протонами . . . . .	130
5.4	Идентификация заряженных частиц по ПРИ . . . . .	136
<b>6</b>	<b>КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ И ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ (КТПРИ)</b>	<b>141</b>
6.1	Первые эксперименты с когерентным рентгеновским излучением нерелятивистских электронов . . . . .	141
6.2	Характеристики КТПРИ нерелятивистских электронов . . . . .	145
6.3	Установка для исследования КТПРИ . . . . .	149
6.4	Результаты экспериментов с КТПРИ . . . . .	153
<b>7</b>	<b>ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКА ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ</b>	<b>163</b>

7.1	Моделирование источника ПРИ на основе ускорителя электронов низкой энергии . . . . .	163
7.2	Оценка оптимальных параметров мишени . . . . .	168
7.3	Влияние температуры мишени на характеристики ПРИ . . . . .	173
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b>		<b>182</b>
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ</b>		<b>185</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА</b>		<b>190</b>