

На правах рукописи

**Гладких Юлия Петровна**

**КОГЕРЕНТНОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ  
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА В  
ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СЛОИСТОЙ СРЕДЕ**

Специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

**АВТОРЕФЕРАТ**  
диссертации на соискания ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Белгород 2016

Диссертационная работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Белгородский государственный национальный исследовательский университет» (НИУ «БелГУ»)

**Научный руководитель** доктор физико-математических наук, доцент  
**Носков Антон Валерьевич**

**Официальные оппоненты:** **Матюхин Сергей Иванович** - доктор физико-математических наук, декан факультета естественнонаучного и гуманитарного образования Орловского государственного университета.

**Малышевский Вячеслав Сергеевич** – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической и вычислительной физики Южного федерального университета.

**Ведущая организация:** Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования **Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»**

Защита состоится «9» июня 2016 г. в 14.00 часов на заседании диссертационного совета Д 212.015.15 при федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Белгородский государственный национальный исследовательский университет» по адресу: 308015, г. Белгород, ул. Победы, 85, e-mail: D212.015.15@bsu.edu.ru.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке и на сайте Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Белгородский государственный национальный исследовательский университет» по адресу: 308015, г. Белгород, ул. Победы, 85, <https://www.bsu.edu.ru>.

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2016 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 212.015.15  
при НИУ «БелГУ», д.ф.-м.н.



Захвалинский В.С.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### АКТУАЛЬНОСТЬ ТЕМЫ.

Движение быстрой заряженной частицы в веществе сопровождается генерацией электромагнитного излучения. Свойства такого излучения существенно зависят от характеристик среды, в которой движется частица. Подбирая эти характеристики, можно добиться либо большого выхода, либо высокой монохроматичности излучения, либо других желаемых характеристик. Этим и обусловлен неослабевающий на протяжении последних десятилетий интерес исследователей к данному кругу вопросов.

В настоящей диссертационной работе рентгеновское излучение в конденсированной периодической слоистой среде возникает вследствие изменения локальных физических свойств вещества вдоль траектории движения электрона, связанного с внешним воздействием кулоновского поля релятивистского электрона на электроны вещества. При этом последние приходят в колебательное движение и излучают рентгеновские волны, которые при распространении в мишени в свою очередь воздействуют на электроны среды. Таким образом, внешнее воздействие кулоновского поля релятивистского электрона на вещество приводит к генерации излучения в веществе, которое возникает вследствие изменения физических свойств вещества.

Впервые излучение в периодической слоистой среде рассматривалось в приближении динамической теории дифракции в работе [1]. Когерентное рентгеновское излучение впервые рассматривалось в этой работе как суммарное параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) и дифрагированное переходное излучение (ДПИ). ПРИ возникает вследствие дифракции псевдо-фотонов кулоновского поля релятивистского электрона на слоях мишени, по аналогии с дифракцией кулоновского поля релятивистского электрона на системе параллельных атомных плоскостей кристалла [2-3]. Дифрагированное переходное излучение является следствием дифракции на слоях мишени фотонов переходного излучения, генерируемого на входной поверхности мишени, по аналогии с ДПИ в монокристалле [4-6]. Динамическая теория излучения релятивистских электронов в периодических слоистых средах [1] хорошо описывает экспериментальные данные, представленные в работе [7]. Так же процессы излучения в периодических слоистых средах на протяжении долгого времени исследовались во многих работах, следует отметить из них [8-13]. Во всех цитируемых выше работах [1,7, 8-13] процесс излучения в периодических слоистых средах рассматривался в геометрии рассеяния Брэгга только в частном случае симметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени, то есть когда угол между поверхностью мишени и отражающими плоскостями равен нулю. Необходимо отметить, что для геометрии рассеяния Лауэ процесс когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона в периодической слоистой среде в общем случае асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени рассматривался в работе [14].

Таким образом, актуальной научной задачей является:

– исследование процессов когерентного излучения, генерируемого релятивистскими заряженными частицами, пересекающими периодическую слоистую мишень и создание фундаментальной теоретической модели, предсказывающей возможности проявления в излучении эффектов динамической дифракции;

– поиск возможности очень востребованного в прикладных исследованиях повышения интенсивности параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) и дифрагированного переходного излучения (ДПИ) релятивистского электрона в периодической слоистой среде за счет использования эффектов динамической дифракции;

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности №3.500.2014/К в ФГАОУ ВПО «Белгородский государственный национальный исследовательский университет».

ЦЕЛЮЮ РАБОТЫ является развитие динамической теории когерентного рентгеновского излучения, возникающего в слоистой периодической конденсированной среде, под (внешним) воздействием кулоновского поля релятивистского электрона, пересекающего эту среду в геометрии рассеяния Брэгга, для общего случая асимметричного относительно поверхности мишени отражения поля электрона.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ состоит в том, что в ней:

– развита динамическая теория процесса когерентного рентгеновского излучения в направлении рассеяния Брэгга и вблизи направления скорости релятивистского электрона, пересекающего периодическую слоистую конденсированную среду в геометрии рассеяния Брэгга;

– в рамках развитой теории впервые получены выражения, описывающие спектрально-угловые характеристики параметрического рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона, а также переходного излучения и дифрагированного переходного излучения релятивистского электрона, пересекающего периодическую слоистую конденсированную среду в геометрии рассеяния Брэгга для общего случая асимметричного относительно поверхности мишени отражения кулоновского поля электрона;

– продемонстрирована возможность проявления в периодической слоистой среде динамического эффекта изменения ширины спектра ПРИ в геометрии рассеяния Брэгга при изменении асимметрии отражения. Показано, что при неизменном угле Брэгга уменьшение угла падения электрона на периодическую слоистую конденсированную структуру ведет к существенному росту ширины спектра параметрического рентгеновского излучения;

– показано существование области полного внешнего отражения для волн когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона в периодической слоистой среде и зависимость параметров этой области от соотношения толщин слоев мишени и асимметрии отражения. Выявлен рост частотной области полного отражения и, как следствие, рост ширины спектра

ДПИ при уменьшении угла падения электрона на мишень, что приводит к значительному увеличению угловой плотности ДПИ;

– показана возможность существования динамического эффекта, заключающегося в возникновении параметрического рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона (ПРИВ) в периодической слоистой среде в геометрии рассеяния Брэгга. Установлено, что спектрально-угловая плотность ПРИВ резко зависит от асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени даже при фиксированном пути электрона в мишени;

– предсказан эффект подавления выхода ПРИВ релятивистского электрона, пересекающего периодическую слоистую среду в геометрии Брэгга в случае толстой поглощающей мишени. Показано, что проявление данного эффекта зависит от того, какая из двух ветвей рентгеновских волн в мишени дает вклад в выход ПРИВ, а именно, с положительной или отрицательной групповой скоростью, что, в свою очередь определяется асимметрией отражения кулоновского поля релятивистского электрона относительно поверхности мишени.

### ДОСТОВЕРНОСТЬ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Теоретическое исследование процессов излучения релятивистских электронов в периодической слоистой среде проведено в диссертации с использованием апробированных методов теоретической физики. Полученные в настоящей диссертационной работе выражения для спектрально-угловых плотностей параметрического рентгеновского излучения и дифрагированного переходного излучения в предельном частном случае симметричного отражения сводятся к выражениям, полученным в работе [1], которые хорошо описывают эксперимент [7].

### ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ определяется:

– возможностью использования результатов, полученных в настоящей диссертационной работе, при постановке новых экспериментов в области физики когерентного излучения, расчета оптимальных условий эксперимента и интерпретации данных измерений;

– возможностью использования результатов работы при создании новых квазимонохроматических перестраиваемых по энергии источников рентгеновского излучения на основе взаимодействия пучков релятивистских электронов средних энергий с периодическими слоистыми средами.

### ПОЛОЖЕНИЯ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ

1. В геометрии рассеяния Брэгга ширина спектра параметрического рентгеновского излучения (ПРИ), возбуждаемого релятивистским электроном в мишени, представляющей собой периодическую слоистую конденсированную среду, зависит от асимметрии отражения кулоновского поля релятивистского электрона относительно поверхности мишени. При фиксированном угле Брэгга уменьшение угла падения электрона на периодическую слоистую структуру ведет к существенному росту ширины спектра ПРИ. Этот динамический эффект приводит к увеличению угловой плотности ПРИ.

2. Положение и ширина частотной области полного внешнего отражения для излученных рентгеновских волн в периодической слоистой конденсированной среде зависят от асимметрии относительно поверхности мишени отражения поляризующего атомы среды кулоновского поля релятивистского электрона, а также от соотношения толщин слоев мишени. Следствием этой зависимости является рост ширины спектра дифрагированного переходного излучения (ДПИ) при уменьшении угла падения электрона на мишень при фиксированном угле Брэгга. Данный эффект приводит к росту угловой плотности ДПИ.

3. В периодической слоистой среде в геометрии рассеяния Брэгга существуют условия для динамического эффекта, заключающегося в возникновении параметрического излучения электронов конденсированной среды в направлении вперед (ПРИВ), т.е. в направлении движения падающего на мишень релятивистского электрона. Спектрально-угловая плотность ПРИВ также зависит от асимметрии отражения кулоновского поля электрона относительно поверхности мишени.

4. Предсказан эффект подавления выхода ПРИВ электронов конденсированной среды, возникающего при внешнем воздействии поля релятивистского электрона, пересекающего периодически слоистую среду в геометрии Брэгга для случая толстой поглощающей мишени. Установлено, что проявление данного эффекта зависит от того, какая из двух ветвей рентгеновских волн в мишени дает вклад в выход ПРИВ, а именно, с положительной или отрицательной групповой скоростью, что в свою очередь зависит от асимметрии отражения кулоновского поля релятивистского электрона относительно поверхности мишени.

#### АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ:

Результаты настоящей диссертации апробированы на 42-ой, 43-ей, 44-ой международных конференциях по физике взаимодействия быстрых заряженных частиц с кристаллами, Москва, МГУ, 2012, 2013, 2014 гг.; на 11-ой конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Харьков, ННЦ ХФТИ, 2013 г.; на 5-ой международной конференции «International Conference Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena»-Channeling -2012, Италия.

#### ПУБЛИКАЦИИ

Материалы диссертации опубликованы в работах [1-14].

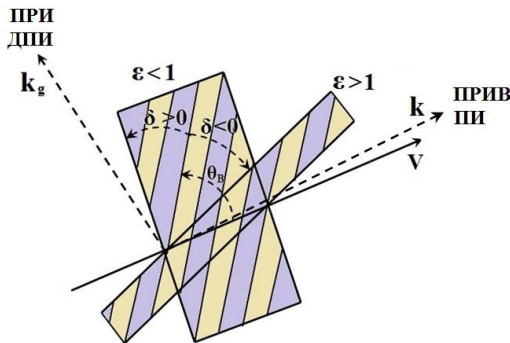
ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА заключается в получении всех численных результатов работы, в выполнении большей части аналитических расчетов по всей теме диссертации, участии в постановке рассмотренных задач, интерпретации результатов и в написании текстов публикаций. Автором сформулированы основные результаты диссертационной работы и написан текст диссертации.

СТРУКТУРА ДИССЕРТАЦИИ. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 76 страниц, включая список литературы из 74 наименований, содержит 14 рисунков.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Настоящая диссертационная работа посвящена развитию теории когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона, пересекающего периодическую слоистую среду в геометрии рассеяния Брэгга для общего случая асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени, то есть когда отражающие слои мишени находятся под произвольным углом к ее поверхности. Случай симметричного отражения является частным случаем асимметричного отражения - при этом отражающие слои в геометрии Брэгга располагаются параллельно поверхности мишени. В диссертационной работе рассматривается излучающая мишень толщиной  $L$ , состоящая из аморфных слоев толщиной  $a$  и  $b$ , чередующихся с периодом  $T = a + b$ , характеризующихся диэлектрической восприимчивостью  $\chi_a$  и  $\chi_b$  соответственно. Слои в мишени расположены под произвольным углом  $\delta$  к поверхности мишени.

**В первой главе** рассматривается когерентное рентгеновское излучение релятивистского электрона в периодической слоистой среде в направлении рассеяния Брэгга, которое соответствует направлению волнового вектора излученного фотона  $\mathbf{k}_g$  (см. рис. 1). В начале главы на основе двухволнового приближения динамической теории дифракции, получено выражение, описывающее полную амплитуду когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона прямолинейно пересекающего периодическую слоистую среду. При выводе амплитуды излучения использовалась система уравнений для Фурье-образа электромагнитного поля, возбуждаемого релятивистским электроном, в двух волновом приближение динамической теории дифракции, а также обычные граничные условия для электромагнитных полей на входной и выходной поверхностях мишени. Далее в работе амплитуда излучения явно разделяется на амплитуды параметрического рентгеновского излучения и дифрагированного переходного излучения.



*Рис. 1 Асимметричные ( $\epsilon > 1$ ,  $\epsilon < 1$ ) отражения. Параметр  $\epsilon = \sin(\theta_B - \delta) / \sin(\theta_B + \delta)$  определяет угол между отражающими слоями и поверхностью мишени  $\delta$ , при фиксированном угле  $\theta_B$*

В следующем параграфе получены выражения, описывающие спектрально-угловые распределения параметрического рентгеновского излучения, дифрагированного переходного излучения и слагаемого, описывающего интерференцию этих механизмов излучения. Полученные выражения для ПРИ и ДПИ имеют вид:

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{P^{(s)^2} \theta^2}{\left( \theta^2 + \gamma^{-2} - \left( \frac{a}{T} \chi'_a + \frac{b}{T} \chi'_b \right) \right)^2} R_{\text{ПРИ}}^{(s)}, \quad (1a)$$

$$R_{\text{ПРИ}}^{(s)} = \left| \frac{\Omega_+^{(s)} 1 - \exp(-ib^{(s)} \Delta_+^{(s)})}{\Delta_+^{(s)}} - \frac{\Omega_-^{(s)} 1 - \exp(-ib^{(s)} \Delta_-^{(s)})}{\Delta_-^{(s)}} \right|^2, \quad (16)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ДИИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} P^{(s)^2} \theta^2 \left( \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \left( \frac{a}{T} \chi'_a + \frac{b}{T} \chi'_b \right)} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} \right)^2 R_{\text{ДИИ}}^{(s)}, \quad (2a)$$

$$R_{\text{ДИИ}}^{(s)} = \varepsilon^2 \left| \frac{\exp\left(-ib^{(s)} \frac{K^{(s)}}{\varepsilon}\right) - \exp\left(ib^{(s)} \frac{K^{(s)}}{\varepsilon}\right)}{\left( \xi^{(s)} - K^{(s)} - i\rho^{(s)} \frac{1+\varepsilon}{2} \right) \exp\left(-ib^{(s)} \frac{K^{(s)}}{\varepsilon}\right) - \left( \xi^{(s)} + K^{(s)} - i\rho^{(s)} \frac{1+\varepsilon}{2} \right) \exp\left(ib^{(s)} \frac{K^{(s)}}{\varepsilon}\right)} \right|^2, \quad (26)$$

В формулах (1-2) введены следующие обозначения:

$$\Delta^{(s)} = \left( \xi^{(s)} - K^{(s)} - i\rho^{(s)} \frac{1+\varepsilon}{2} \right) \exp(-ib^{(s)} \Delta_+^{(s)}) - \left( \xi^{(s)} + K^{(s)} - i\rho^{(s)} \frac{1+\varepsilon}{2} \right) \exp(-ib^{(s)} \Delta_-^{(s)}),$$

$$\Omega_{\pm}^{(s)} = \varepsilon \left( \sigma^{(s)} - i\rho^{(s)} \right) \cdot \exp(-ib^{(s)} \Delta_{\mp}^{(s)}) + \Delta_{\pm}^{(s)}, \Delta_{\pm}^{(s)} = \frac{\xi^{(s)} \pm K^{(s)}}{\varepsilon} - \sigma^{(s)} + i \frac{\rho^{(s)} (\varepsilon - 1)}{2\varepsilon},$$

$$K^{(s)} = \sqrt{\xi^{(s)^2 - \varepsilon - i\rho^{(s)} ((1+\varepsilon)\xi^{(s)} - 2\kappa^{(s)}\varepsilon) - \rho^{(s)^2} \left( \frac{(1+\varepsilon)^2}{4} - \kappa^{(s)^2} \varepsilon \right)},$$

$$b^{(s)} = \frac{1}{2 \sin(\theta_B + \delta)} \frac{L}{L_{\text{ext}}^{(s)}}, L_{\text{ext}}^{(s)} = \frac{1}{2C^{(s)} \omega} \frac{gT}{\left| \sin\left(\frac{ga}{2}\right) \right| \left| \chi'_b - \chi'_a \right|},$$

$$\nu^{(s)} = \frac{2C^{(s)} \left| \sin\left(\frac{ga}{2}\right) \right|}{g} \left| \frac{\chi'_b - \chi'_a}{a\chi'_a + b\chi'_b} \right|, \kappa^{(s)} = \frac{2C^{(s)} \left| \sin\left(\frac{ga}{2}\right) \right|}{g} \left| \frac{\chi''_b - \chi''_a}{a\chi''_a + b\chi''_b} \right|,$$

$$\rho^{(s)} = \frac{a\chi''_a + b\chi''_b}{\left| \chi'_b - \chi'_a \right| C^{(s)}} \frac{g}{2 \left| \sin\left(\frac{ga}{2}\right) \right|}, \xi^{(s)}(\omega) = \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1-\varepsilon}{2\nu^{(s)}}, \varepsilon = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)},$$

$$\sigma^{(s)} = \frac{gT}{2 \cdot \left| \sin\left(\frac{ga}{2}\right) \right| \left| \chi'_b - \chi'_a \right| C^{(s)}} \cdot \left( \theta^2 + \gamma^{-2} + \frac{|a\chi'_a + b\chi'_b|}{T} \right)$$

$$\eta^{(s)}(\omega) = \frac{\sin^2 \theta_B}{V^2 C^{(s)}} \frac{gT}{\left| \chi'_b - \chi'_a \right| \left| \sin\left(\frac{ga}{2}\right) \right|} \left( 1 - \frac{\omega(1 - \theta \cos \varphi \cot \theta_B)}{\omega_B} \right),$$

$$C^{(1)} = 1, \quad C^{(2)} = |\cos 2\theta_B|, \quad P^{(1)} = \sin \varphi, \quad P^{(2)} = \cos \varphi. \quad (3)$$

При значении параметра  $s=1$  выражения (1-3) описывают поля  $\sigma$ -поляризованные, а при  $s=2$   $\pi$ -поляризованные.  $\omega$  - частота излученного фотона,  $\theta$  - угол излучения,  $\theta_B$  - угол Брэгга (угол между скоростью электрона  $\mathbf{V}$  и отражающими слоями мишени),  $\delta$  - угол между поверхностью мишени и отражающими слоями,  $\varphi$  - азимутальный угол излучения, отсчитывается от плоскости, образованной векторами  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{g}$ . Вектор  $\mathbf{g}$  - аналогичен вектору обратной решетки в кристалле. Его длина определяется выражением  $g = 2\omega_B \sin \theta_B / V = \frac{2\pi}{T} n$ , где  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ,  $\omega_B$  - частота Брэгга. Важным параметром в выражениях (1-3) является параметр  $\varepsilon$ , который определяет степень асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени. Параметр  $\nu^{(s)}$ , принимающий значения в промежутке  $0 \leq \nu^{(s)} \leq 1$ , определяет степень отражения поля от периодической слоистой структуры, которая обуславливается характером интерференции волн, отраженных от разных слоев: конструктивным ( $\nu^{(s)} \approx 1$ ) или деструктивным ( $\nu^{(s)} \approx 0$ ). Параметр  $\rho^{(s)}$  характеризует степень поглощения рентгеновских волн периодической средой и равен отношению длины экстинкции  $L_{ext}^{(s)}$  к длине поглощения  $L_{abs} = T / \omega |a\chi'_a + b\chi'_b|$  рентгеновских волн в периодической структуре. Параметр  $\kappa^{(s)}$  определяет степень проявления эффекта аномального низкого фотопоглощения (эффекта Бормана) в прохождении излученных рентгеновских фотонов через периодическую слоистую среду. Функции  $R_{\text{ПРИ}}^{(s)}$  и  $R_{\text{ДПИ}}^{(s)}$  описывают спектры ПРИ и ДПИ.

Отличительной особенностью полученных выражений (1-2) от выражений ранее полученных другими авторами [1] является то, что выражения (1-2) содержат параметр асимметрии  $\varepsilon$ , зависящий от угла между поверхностью мишени и отражающими слоями  $\delta$ .

**Вторая глава** диссертации посвящена исследованию эффектов динамической дифракции в параметрическом рентгеновском излучении (ПРИ) и дифрагированном переходном излучении (ДПИ) релятивистского электрона, пересекающего мишень, имеющую периодическую слоистую

структуру. В данной главе рассматривается тонкая непоглощающая мишень, однако при этом оговаривается, что длина пути электрона в мишени  $L_e = L/\sin(\theta_B + \delta)$  должна быть больше длины экстинкции рентгеновских волн в слоистой среде  $L_{ext}^{(s)}$  - только в этом случае могут проявиться эффекты динамической дифракции в периодической слоистой среде. С другой стороны, мишень должна быть достаточно тонкая для того, чтобы можно было игнорировать влияние эффекта поглощения фотонов в слоистой структуре  $L_{maxf}/L_{abs} \ll 1$ , где  $L_{maxf} = L/\sin(\theta_B - \delta)$  - максимальный путь фотона в мишени. Для выполнения численных расчетов рассматриваются  $\sigma$ -поляризованные волны ( $s=1$ ) в случае  $\varphi = \pi/2$ . Получено выражение, описывающее спектрально-угловую плотность параметрического рентгеновского излучения в случае, когда поглощение отсутствует. Спектральная часть спектрально-угловой плотности ПРИ представлена в виде суммы вкладов двух возбуждаемых в мишени рентгеновских волн и слагаемого, являющегося результатом их интерференции

$$\omega \frac{d^2 N_{ПРИ}^{(1)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{\theta_{\perp}^2}{\left(\theta_{\perp}^2 + \gamma^{-2} + \frac{|a\chi'_a + b\chi'_b|}{T}\right)^2} R_{ПРИ}, \quad (4a)$$

$$R_{ПРИ} = R_{ПРИ}^{(1)} + R_{ПРИ}^{(2)} + R_{ПРИ}^{(ИНТ)}, \quad (4б)$$

$$R_{ПРИ}^{(1)} = \frac{\left(\xi + \sqrt{\xi^2 - \varepsilon}\right)^2 \sin^2\left(\frac{b^{(1)}}{2} \left(\frac{\xi + \sqrt{\xi^2 - \varepsilon}}{\varepsilon} - \sigma\right)\right)}{\xi^2 - \varepsilon + \varepsilon \sin^2\left(\frac{b^{(1)}\sqrt{\xi^2 - \varepsilon}}{\varepsilon}\right) \left(\frac{\xi + \sqrt{\xi^2 - \varepsilon}}{\varepsilon} - \sigma\right)^2}, \quad (4в)$$

$$R_{ПРИ}^{(2)} = \frac{\left(\xi - \sqrt{\xi^2 - \varepsilon}\right)^2 \sin^2\left(\frac{b^{(1)}}{2} \left(\frac{\xi - \sqrt{\xi^2 - \varepsilon}}{\varepsilon} - \sigma\right)\right)}{\xi^2 - \varepsilon + \varepsilon \sin^2\left(\frac{b^{(1)}\sqrt{\xi^2 - \varepsilon}}{\varepsilon}\right) \left(\frac{\xi - \sqrt{\xi^2 - \varepsilon}}{\varepsilon} - \sigma\right)^2}, \quad (4г)$$

$$R_{ПРИ}^{(ИНТ)} = \frac{\varepsilon}{\xi^2 - \varepsilon + \varepsilon \sin^2\left(\frac{b^{(1)}\sqrt{\xi^2 - \varepsilon}}{\varepsilon}\right)} \times \cos\left(b^{(1)} \frac{\sqrt{\xi^2 - \varepsilon}}{\varepsilon}\right) \left(\cos\left(b^{(1)} \left(\frac{\xi}{\varepsilon} - \sigma\right)\right) - \cos\left(b^{(1)} \frac{\sqrt{\xi^2 - \varepsilon}}{\varepsilon}\right)\right) \times \frac{1}{\left(\frac{\xi}{\varepsilon} - \sigma\right)^2 + \frac{\varepsilon - \xi^2}{\varepsilon^2}}, \quad (4д)$$

где  $\theta_{\perp} = \theta \sin \varphi$ , а остальные обозначения соответствуют (3) при  $s = 1$ .

Вклады первой  $R_{\text{ПРИ}}^{(1)}$  и второй  $R_{\text{ПРИ}}^{(2)}$  ветвей возбуждаемых в мишени рентгеновских волн (4в) и (4г) в спектр ПРИ будет существенным тогда, когда будут иметь решения уравнения соответствующие нулевым значениям знаменателей:

$$\frac{\xi(\omega) + \sqrt{\xi(\omega)^2 - \varepsilon}}{\varepsilon} - \sigma = 0, \quad (5a)$$

$$\frac{\xi(\omega) - \sqrt{\xi(\omega)^2 - \varepsilon}}{\varepsilon} - \sigma = 0. \quad (5б)$$

Теоретический анализ показал, что вклад первой ветви  $R_{\text{ПРИ}}^{(1)}$  в спектр будет гораздо существеннее, чем второй  $R_{\text{ПРИ}}^{(2)}$ . Вклад  $R_{\text{ПРИ}}^{(2)}$  может сравниться с вкладом  $R_{\text{ПРИ}}^{(1)}$  только при очень малых значениях параметра асимметрии  $\varepsilon \ll 1$ , однако при этом условии полный выход ПРИ будет очень мал.

Получено выражение, описывающее спектрально-угловую плотность ДПИ в случае непоглощающей мишени и выражение, описывающие интерференцию ПРИ и ДПИ. Приведем выражение для ДПИ

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ДПИ}}^{(1)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \theta_{\perp}^2 \left( \frac{1}{\theta_{\perp}^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta_{\perp}^2 + \gamma^{-2} + \frac{|a\chi'_a + b\chi'_b|}{T}} \right)^2 R_{\text{ДПИ}}, \quad (6a)$$

$$R_{\text{ДПИ}} = \frac{\varepsilon^2}{\xi^2 - (\xi^2 - \varepsilon) \coth^2 \left( \frac{b^{(1)} \sqrt{\varepsilon - \xi^2}}{\varepsilon} \right)}. \quad (6б)$$

Выражения, описывающие угловые плотности ПРИ и ДПИ, имеют следующий вид:

$$\frac{dN_{\text{ПРИ}}}{d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{\theta_{\perp}^2}{\left( \theta_{\perp}^2 + \gamma^{-2} + \frac{|a\chi'_a + b\chi'_b|}{T} \right)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\text{ПРИ}} \frac{d\omega}{\omega}, \quad (7a)$$

$$\frac{dN_{\text{ДПИ}}}{d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \theta_{\perp}^2 \left( \frac{1}{\theta_{\perp}^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta_{\perp}^2 + \gamma^{-2} + \frac{|a\chi'_a + b\chi'_b|}{T}} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\text{ДПИ}} \frac{d\omega}{\omega}. \quad (7б)$$

Рассматривается возможность проявления частотной области полного внешнего отражения рентгеновских волн когерентного излучения в периодической слоистой среде. В некоторой частотной области волновой вектор принимает комплексное значение даже в отсутствии поглощения. В этой области частот все фотоны отражаются, а частотная область называется

областью полного отражения. В случае отсутствия поглощения длина волнового вектора падающего фотона в периодической слоистой среде принимает следующий вид:

$$k^{(1,2)} = \omega \sqrt{1 + \frac{a}{T} \chi'_a + \frac{b}{T} \chi'_b + \frac{\omega |\chi'_g C^{(s)}|}{2\varepsilon}} \left( \xi^{(s)}(\omega) \pm \sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2 - \varepsilon} \right). \quad (8)$$

Отсюда следует ширина частотной области полного внешнего отражения для периодической слоистой среды:

$$-\sqrt{\varepsilon} < \xi^{(s)}(\omega) < \sqrt{\varepsilon}, \quad \text{где}$$

$$\xi^{(s)}(\omega) = \frac{2\pi \sin^2 \theta_B}{\left| \sin \left( \frac{\pi m}{1 + \frac{b}{a}} \right) \right| |\chi'_b - \chi'_a| C^{(s)}} \cdot \left( 1 - \frac{\omega(1 - \theta \cos \varphi \cot \theta_B)}{\omega_B} \right) + \frac{1 + \varepsilon}{2\nu^{(s)}}, \quad (9)$$

или

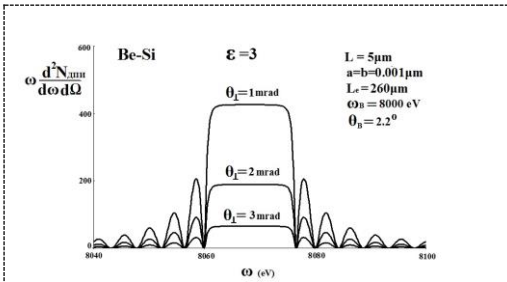
$$\frac{\omega_B}{(1 - \theta \cos \varphi \cot \theta_B)} \left[ \left( -\sqrt{\varepsilon} + \frac{1 + \varepsilon}{2\nu^{(s)}} \right) \frac{\left| \sin \left( \frac{\pi m}{1 + \frac{b}{a}} \right) \right| |\chi'_b - \chi'_a| C^{(s)}}{2\pi \sin^2 \theta_B} + 1 \right] < \omega < \frac{\omega_B}{(1 - \theta \cos \varphi \cot \theta_B)} \left[ \left( \sqrt{\varepsilon} + \frac{1 + \varepsilon}{2\nu^{(s)}} \right) \frac{\left| \sin \left( \frac{\pi m}{1 + \frac{b}{a}} \right) \right| |\chi'_b - \chi'_a| C^{(s)}}{2\pi \sin^2 \theta_B} + 1 \right]. \quad (10)$$

Неравенства (9) и (10) определяют область экстинкции (полного внешнего отражения) для когерентного рентгеновского излучения релятивистских электронов в периодической слоистой среде. Эти неравенства зависят от соотношения толщин слоев мишени  $b/a$  и асимметрии отражения  $\varepsilon$ . Область полного внешнего отражения определяет ширину спектра ДПИ релятивистского электрона в периодической слоистой среде. Это является следствием того, что ДПИ формируется при рассеянии свободных фотонов переходного излучения, возникающего на входной поверхности мишени при ее пересечении релятивистским электроном.

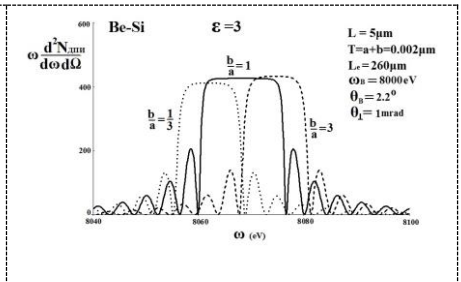
Все численные расчеты в главе проведены, для примера, при значениях параметров, указанных на рисунках. Энергия релятивистского электрона  $E = 500 \text{ MeV}$ . В качестве мишени рассматривается периодическая слоистая среда бериллий-кремний.

На рис.2 – рис.4 представлены рассчитанные по формулам (6а) и (6б) кривые, описывающие спектр ДПИ. Как видно из рис.2, при изменении угла наблюдения  $\theta_{\perp}$  изменяется амплитуда спектра ДПИ, однако область полного внешнего отражения (10) остается неизменной. Из рис.3 и рис.4 видно изменение расположения области полного отражения и ее ширины в зависимости от соотношения толщин слоев  $b/a$  и асимметрии  $\varepsilon$  соответственно. Рис. 4 показывает, что уменьшение угла падения электрона

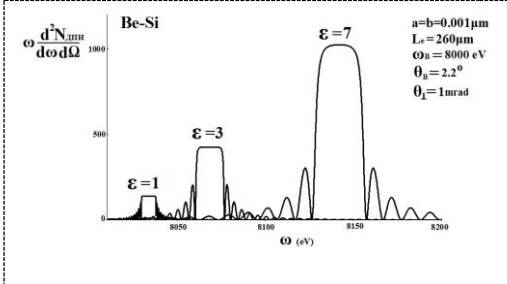
на мишень при постоянном угле  $\theta_B$  (т. е. при увеличении  $\varepsilon$ ) приводит к увеличению как ширины спектра ДПИ, так и его амплитуды. Следствием этого является существенное увеличение угловой плотности ДПИ, которое демонстрируется кривыми, построенными на рис.5 по формуле (7б).



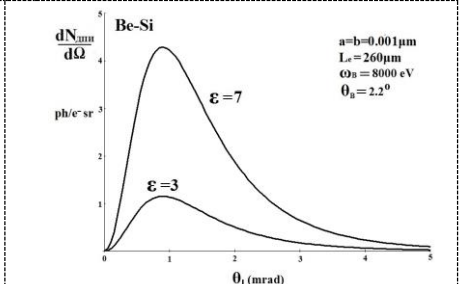
**Рис. 2** Спектры ДПИ релятивистского электрона в периодической слоистой среде при разных углах наблюдения.



**Рис. 3** Спектры ДПИ для различных отношений толщин слоев  $b/a$  при фиксированном периоде структуры  $T = a + b$



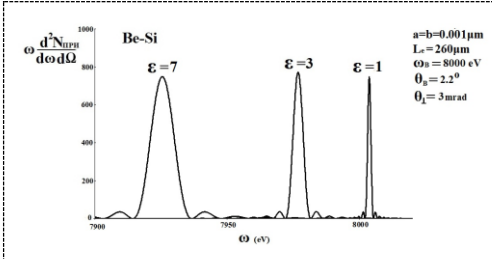
**Рис. 4** Влияние асимметрии отражения (параметра  $\varepsilon$ ) на спектральную плотность ДПИ при фиксированном угле наблюдения.



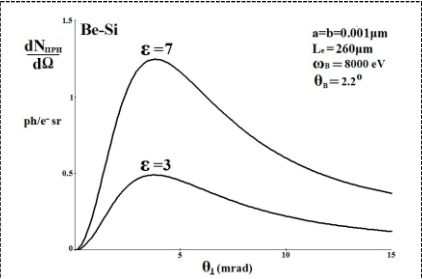
**Рис. 5** Угловая плотность ДПИ при различной асимметрии отражения.

В главе показано, что ширина спектра ПРИ релятивистского электрона, пересекающего периодическую слоистую мишень в геометрии рассеяние Брэгга, зависит от асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени. При неизменном угле Брэгга  $\theta_B$  уменьшение угла падения электрона на периодическую слоистую структуру  $\delta$  (увеличение  $\varepsilon$ ) ведет к существенному росту ширины спектра параметрического рентгеновского излучения (рис. 6). Кривые на рис. 6 построены по формулам (4а) и (4в). Данный динамический эффект возникает вследствие того, что частотная зависимость условия резонанса (5а) становится слабее при увеличении параметра  $\varepsilon$ , т.к. при этом знаменатель выражения (4в) слабее меняется при изменении  $\xi^{(s)}(\omega)$ , и изменении  $\omega$  соответственно, то есть ПРИ дольше находится в резонансе при изменении  $\omega$ . Этот эффект ведет к значительному увеличению

угловой плотности ПРИ при увеличении  $\varepsilon$ , что показано рис.7., где кривые построены по формуле (7а).



**Рис. 6** Влияние асимметрии отражения (параметра  $\varepsilon$ ) на спектральную плотность ПРИ при фиксированном угле наблюдения.



**Рис. 7** Угловая плотность ПРИ при различной асимметрии отражения.

**Третья глава** настоящей диссертационной работы посвящена исследованию когерентного рентгеновского излучения в направлении близком к направлению скорости релятивистского электрона, пересекающего мишень, выполненную из периодического слоистого материала, в геометрии рассеяния Брэгга. Направление излучения фотона соответствует направлению волнового вектора  $\mathbf{k}$  (см. рис.1). На основе двухволнового приближения динамической теории дифракции получены выражения, описывающие спектрально-угловую плотность ПРИВ и ПИ в периодической слоистой среде. В полученных выражениях содержится параметр, зависящий от асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени, то есть выражения зависят от угла между отражающими слоями и поверхностью мишени. Показано, что возможны две ветви рентгеновских волн в периодической слоистой среде, дающие вклад в выход ПРИВ. Вклад первой или второй ветви существенен, когда имеют решения соответствующие им уравнения, которые являются условием резонанса ПРИВ:

$$\sigma - \left( \xi - \sqrt{\xi^2 - \varepsilon} \right) / \varepsilon = 0, \quad (11a)$$

$$\sigma - \left( \xi + \sqrt{\xi^2 - \varepsilon} \right) / \varepsilon = 0 \quad (11б)$$

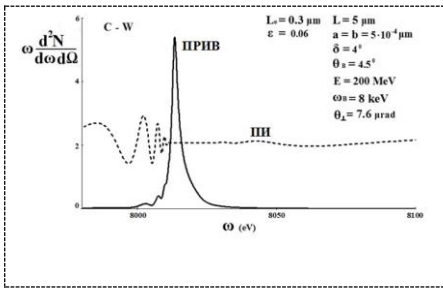
обозначения представлены в (3).

Поскольку  $\sigma > 1$ , то уравнение (11б) имеет решение при условии  $\varepsilon > 1/\sigma^2$ , а уравнение (11а) разрешимо при условии  $\varepsilon < 1/\sigma^2$ . Таким образом, в зависимости от значений параметра асимметрии  $\varepsilon$  возможен вклад первой или второй ветви рентгеновских волн в ПРИВ.

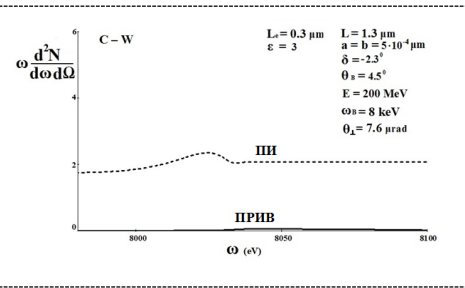
Получены выражения, описывающие групповые скорости двух ветвей рентгеновских волн

$$V_{gr} = \left( \frac{\partial k_x^{(1,2)}}{\partial \omega} \right)^{-1} \approx \left( \sin(\theta_B + \delta) - \frac{\sin^2 \theta_B}{\sin(\theta_B - \delta)} \left( 1 \mp \frac{\xi(\omega)}{\sqrt{\xi(\omega)^2 - \varepsilon}} \right) \right)^{-1} \quad (12)$$

Групповая скорость первой волны положительна  $(\partial k_x^{(1)} / \partial \omega)^{-1} > 0$  и энергия этой волны переносится от входной к выходной поверхности мишени. Групповая скорость второй волны всегда отрицательна  $(\partial k_x^{(2)} / \partial \omega)^{-1} < 0$ , следовательно, энергия этой волны переносится от выходной к входной поверхности мишени. Это обстоятельство ведет к подавлению второй волны ПРИВ в периодической слоистой среде в случае довольно толстой мишени, когда переносимая энергия полностью поглощается. Таким образом, при достаточно большой толщине мишени ПРИВ, соответствующее второй ветви, подавляется, однако при условии  $\varepsilon < 1/\sigma^2$ , существенно будет ПРИВ, соответствующее первой ветви генерируемых рентгеновских волн в периодической слоистой среде. Так как  $\sigma > 1$ , то условие  $\varepsilon < 1/\sigma^2$  будет выполнено при малых значениях  $\varepsilon = \sin(\theta_B - \delta) / \sin(\theta_B + \delta)$ , то есть при  $\delta \approx \theta_B$ . Таким образом, близость угла между поверхностью мишени и ее слоями и угла между скоростью электрона и слоями мишени является условием генерации ПРИВ в геометрии рассеяния Брэгга в периодической слоистой среде. При этом условии угол между поверхностью мишени и волновым вектором излученного фотона ПРИ в направлении рассеяния Брэгга будет близок к нулю. Для примера проведены численные расчеты. На рис.8 и рис.9 построены кривые, описывающие спектрально-угловые плотности ПРИВ и ПИ релятивистского электрона с энергией  $E = 200 \text{ MeV}$ , пересекающего периодическую слоистую структуру C-W, состоящую из слоев углерода и вольфрама. На рис.8 кривые построены для случая, когда параметр асимметрии  $\varepsilon < 1/\sigma^2$  и вклад дает первая ветвь ПРИВ с положительной групповой скоростью рентгеновских волн. Из рисунка так же следует, что условием для существования ПРИВ в геометрии рассеяния Брэгга является приближенное равенство  $\delta \approx \theta_B$  (то есть малое  $\varepsilon$ ), при этом в геометрии рассеяния Брэгга  $\delta < \theta_B$ . На рис.9 кривые построены для случая  $\varepsilon > 1/\sigma^2$ , при этом вклад первой ветви отсутствует, а вклад второй подавляется из-за отрицательной групповой скорости ее волн. Необходимо отметить, что на рис.8 и рис.9 кривые построены для тех же значений длины пути электрона и фотона в мишени. В рассматриваемом случае переходное излучение состоит из излучения, возникающего на выходной поверхности мишени, ПИ возникающее на входной поверхности поглощается. Необходимо также отметить, что ширина пика ПРИВ в рассматриваемом случае, как следует из рис.8 около 25eV, что гораздо шире, чем в кристаллической среде. В кристалле ширина пика ПРИВ примерно 1-2 eV. Данный факт позволит облегчить экспериментальное исследование и идентификацию ПРИВ в периодической слоистой среде.



**Рис. 8** Спектрально-угловая плотность ПРИВ и ПИИ релятивистского электрона в периодической слоистой среде (C-W), в случае параметра асимметрии  $\varepsilon < 1$ .



**Рис. 9** Спектрально-угловая плотность ПРИВ и ПИИ релятивистского электрона в периодической слоистой среде (C-W), в случае параметра асимметрии  $\varepsilon > 1$ .

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДАННОЙ РАБОТЫ

1. Развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона, пересекающего периодическую слоистую конденсированную среду в геометрии рассеяния Брэгга в общем случае асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени. Когерентное рентгеновское излучение в направлении рассеяния Брэгга представлено в виде вкладов двух механизмов излучения: ПРИ и ДПИ.
2. На основе двухволнового приближения динамической теории дифракции в геометрии Брэгга получены выражения, описывающие спектрально-угловые характеристики параметрического рентгеновского излучения, дифрагированного переходного излучения и их интерференционного слагаемого. Отличительной особенностью полученных выражений является то, что они содержат параметр асимметрии, зависящий от угла  $\delta$  между поверхностью мишени и отражающими слоями периодической слоистой среды.
3. Получены выражения, описывающие спектрально-угловые характеристики параметрического рентгеновского излучения, дифрагированного переходного излучения и их интерференцию в случае непоглощающей мишени. Показана возможность проявления динамического эффекта изменения ширины спектра ПРИ в геометрии Брэгга при изменении асимметрии отражения. Показано, что при неизменном угле Брэгга уменьшение угла падения электрона на периодическую слоистую структуру (то есть увеличение параметра асимметрии  $\varepsilon$ ) ведет к существенному росту ширины спектра параметрического рентгеновского излучения, что приводит в свою очередь к росту угловой плотности (данный эффект не связан с поглощением).
4. Показано существование области полного внешнего отражения для когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона в периодической слоистой конденсированной среде. Определена

зависимость области полного внешнего отражения и ее ширины от асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени. Выявлен рост частотной области полного отражения и как следствие рост ширины спектра ДПИ при уменьшении угла падения электрона на мишень, что приводит к значительному увеличению угловой плотности ДПИ.

5. Развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения вблизи направления скорости релятивистского электрона, пересекающего периодическую слоистую конденсированную среду в геометрии рассеяния Брэгга для общего случая асимметричного отражения поля частицы относительно поверхности мишени. На основе двухволнового приближения динамической теории дифракции получены выражения, описывающие спектрально-угловые характеристики ПРИВ и ПИ.
6. Показана возможность существования динамического эффекта ПРИВ в периодической слоистой структуре в геометрии рассеяния Брэгга. Показаны условия существования ПРИВ. Определено, что спектрально-угловая плотность ПРИВ резко зависит от асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени.
7. Выявлен эффект подавления выхода ПРИВ релятивистского электрона, пересекающего периодическую слоистую среду в геометрии Брэгга в толстой поглощающей мишени. Проявление данного эффекта зависит от того, какая из двух ветвей рентгеновских волн в мишени дает вклад в выход ПРИВ, с положительной или отрицательной групповой скоростью, что в свою очередь зависит от параметра асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени.

### ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Nasonov, N.N. X rays from relativistic electrons in a multilayer structure / N.N. Nasonov, V.V. Kaplin, S.R. Uglov, M.A. Piestrup and C.K. Gary // *Phys. Rev E.* – 2003. – Vol. 68. – P. 3604.
2. Гарибян Г.М. Квантовая макроскопическая теория излучения равномерно движущейся заряженной частицы в кристалле / Г.М. Гарибян, Ян Ши // *ЖЭТФ.* – 1971. – Т.61. – С. 930.
3. Барышевский, В.Г. О переходном излучении – квантов в кристалле. / В.Г. Барышевский, И.Д. Феранчук // *ЖЭТФ.* – 1971. – Т.61. – С.944 – 948.
4. Baryshevsky, V.G. Parametric X-ray radiation at a small angle near the velocity direction of the relativistic particle/ V.G. Baryshevsky // *Nucl. Instr. and Meth. A.* – 1997. – Vol. 122. – P. 13.
5. Artru, X. Parametric X-rays and diffracted transition radiation in perfect and mosaic crystals/ X. Artru, P. Rullhusen // *Nucl. Instr. and Meth. B.* – 1998. – Vol. 145. – P. 1
6. Nasonov, N.N. Influence of the density effect upon the parametric X-rays of high energy particles / N.N. Nasonov // *Phys. Lett A* – 1998. – Vol.246– P. 148.
7. Kaplin, V.V. Observation of bright monochromatic x rays generated by relativistic electrons passing through a multilayer mirror / V.V. Kaplin, S.R. Uglov, V.N. Zabaev, M.A. Piestrup, C.K. Gary, N.N. Nasonov and M. K. Fuller // *Appl. Phys. Lett.* – 2000.– Vol.76. – P. 3647.

8. Тер-Микаелян, М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях / М.Л. Тер-Микаелян. – Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969. – С. 459.
9. Tanaka, T. Resonance effects of transition radiation emitted from thin-foil stacks / T. Tanaka et al // Nucl. Instrum. Methods B. – 1994. – Vol. 93. – P.21.
10. Yamada, K. Observation of soft x rays of single-mode resonant transition radiation from a multilayer target with a submicrometer period. / K. Yamada, T. Hosokawa, H. Takenaka // Phys. Rev. A. – 1999. – Vol.59. – P.3673.
11. Asano, S. Investigation of parametric x-ray by relativistic electrons in a crystals / S. Asano, I. Endo, M. Harada et al // Phys. Rev. Lett. – 1993. – Vol.70. – P.3247
12. Kaplan, A.E X-ray Narrow-line Transition Radiation Source Based on Low-Energy Electron Beams Traversing a Multilayer Nanostructure. / A.E. Kaplan, C.T. Law, P.L. Shkolnikov // Phys. Rev. E. – 1995. – Vol.52. – P.6795
13. Pardo, B. Parametric and resonant transition radiation in periodic stratified structures / B. Pardo and J.-M. Andre // Phys. Rev. E –2002. – Vol. 65 – P. 036501.
14. Блажевич, С.В. Когерентное рентгеновское излучение релятивистского электрона в искусственной периодической структуре / С.В. Блажевич, И.В. Колосова, А.В. Носков // ЖЭТФ – Т.141, Вып.4. – 2012. – С.627.

## ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

### *Публикации в изданиях, рекомендованных ВАК Минобрнауки РФ*

1. Блажевич, С.В. Когерентное рентгеновское излучение, возбуждаемое релятивистским электроном в периодической слоистой структуре в геометрии рассеяния Брэгга / С.В. Блажевич, **Ю.П. Гладких**, А.В. Носков // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2013. – №4. – С. 99– 109.
2. Блажевич, С.В. Проявление эффектов динамической дифракции в когерентном рентгеновском излучении релятивистских электронов в периодической слоистой среде / С.В. Блажевич, **Ю.П. Гладких**, А.В. Носков // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2014. – №12. – С. 91– 99.
3. Блажевич, С.В. Когерентное рентгеновское излучение, порождённое релятивистским электроном вдоль скорости движения в периодически слоистой среде / С.В. Блажевич, **Ю.П. Гладких**, А.В. Носков, О.Н. Сатлер // Научные ведомости БелГУ – 2013. – №11 (154) – Выпуск 31. – С. 118– 129.
4. Блажевич, С.В. Динамическая теория излучения релятивистского электрона в периодической слоистой среде вблизи направления его скорости / С.В. Блажевич, **Ю.П. Гладких**, А.В. Носков // Известия ВУЗов. Физика. –2012. – Т.55. – № 11. – С.77– 87.

### *В международных изданиях*

5. Blazhevich, S.V. Coherent X-radiation generated in periodic layered medium along the relativistic electron velocity / S.V. Blazhevich, **Yu. P. Gladkih**, A.V. Noskov // Proceedings the 5th International Conference Charged & Neutral Particles Channeling Phenomena - Channeling, Alghero, Italy (September 23– 28) – 2012. –pp. 220 – 230.
6. Blazhevich, S.V. Coherent X-Rays Excited by a Relativistic Electron Crossing a Periodic Stratified Structure in Bragg Scattering Geometry / S.V. Blazhevich, **Yu. P. Gladkih**, A. Noskov // Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – Vol. 7 No. 2. – 2013. – P. 388–397.
7. Blazhevich, S.V. Manifestation of the Effects of Dynamic Diffraction in the Coherent X-ray Radiation of Relativistic Electrons in a Periodic Layered Medium / S.V. Blazhevich, **Yu. P. Gladkih**, A.V. Noskov // Journal of Surface Investigation. X-ray,

Synchrotron and Neutron Techniques. – Vol. 8, No. 6 – 2014. – P. 1351–1359.

8. Blazhevich, S.V. Dynamic theory of radiation a relativistic electron in a periodic layered medium near the electron velocity direction / S.V. Blazhevich, **Yu. P. Gladkikh**, A.V. Noskov // Russian Physics Journal. – April 2013 – Vol. 55. – Issue 11. – P. 1324–1337.

*Тезисы докладов*

9. Blazhevich, S. Coherent X-radiation generated in periodic layered medium along the relativistic electron velocity / S. Blazhevich, **Yu. Gladkikh**, A. Noskov // Book of abstracts “Channeling 2012” conference. – Alghero, Italy. – September 23– 28. – 2012. – P. 48.

10. Блажевич, С.В. Когерентное излучение, возбуждаемое релятивистским электроном в периодической слоистой структуре в геометрии Брэгга / С.В. Блажевич, **Ю.П. Гладких**, А.В. Носков // Тезисы докладов XLII международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – Москва, МГУ. – 29 – 31 мая. – 2012. – С. 59

11. Блажевич, С.В. Когерентное рентгеновское излучение вблизи направления скорости релятивистского электрона, пересекающего периодическую слоистую структуру / С.В. Блажевич, **Ю.П. Гладких**, А.В. Носков // Тезисы докладов XLII международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – Москва, МГУ. – 29 – 31 мая. – 2012. – С. 60.

12. Блажевич, С.В. Проявление эффектов динамической дифракции в когерентном рентгеновском излучении релятивистских электронов в периодической слоистой среде / С.В. Блажевич, **Ю.П. Гладких**, А.В. Носков // Тезисы докладов XLIII международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, МГУ. – 28 мая – 30 мая. – 2013 – С. 54

13. Блажевич, С.В. Возбуждение мягкого рентгеновского излучения релятивистским электроном в периодической слоистой структуре / С.В. Блажевич, **Ю.П. Гладких**, А.В. Носков // Тезисы докладов XI конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, Украина, Харьков, ННЦ ХФТИ. – 11-15 марта – 2013. – С.108.

14. Блажевич, С.В. Параметрическое рентгеновское излучение релятивистского электрона в периодической слоистой среде в условиях многократного рассеяния / С.В. Блажевич, **Ю.П. Гладких**, И.В. Колосова, Т.В. Коськова, А.В. Носков // Тезисы докладов XLIV международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, МГУ. – 27 мая - 29 мая. – 2014. – С. 52.