

На правах рукописи

Иванова Ирина Александровна

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
УСКОРЕННЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ**

Специальность: 01.04.07 - Физика конденсированного
состояния

Автореферат

на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Ростов-на-Дону

2017

Работа выполнена на кафедре технической физики Южного
федерального университета, Ростов-на-Дону

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
ст. науч. сотр. **Малышевский Вячеслав Сергеевич**
(Южный федеральный университет, кафедра
технической физики, заведующий)

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор **Хоконов Мурат Хазреталиевич**
(Кабардино-Балкарский государственный университет
кафедра теоретической физики, заведующий)
кандидат физико-математических наук
ст. науч. сотр. **Щагин Александр Васильевич**
(Национальный научный центр "Харьковский
физико-технический институт", старший научный сотрудник)

Ведущая организация: Белгородский государственный
национальный исследовательский университет

Защита состоится **28 февраля 2018** года, в **14³⁰** часов, на заседании
диссертационного совета Д 212.208.05, по адресу НИИ физики ЮФУ:
344090, г. Ростов-на-Дону, пр. Стачки 194, ауд. 411

С диссертацией можно ознакомиться в Зональной библиотеке Южного
федерального университета по адресу: Пушкинская, 147 и на сайте ЮФУ:
<http://hub.sfedu.ru/diss/announcement/2e653046-bc4a-45e9-b32b-7a95d756e2c3/>

Автореферат разослан «_____» января 2018 года

Отзывы на автореферат (*укажите дату, полностью свои фамилию, имя, отчество, учёную степень со специальностью, звание, организацию, подразделение, должность, адрес, телефон, email и с нумерацией страниц*) в 2 экземплярах, с заверенной подписью рецензента и печатью организации, просим направлять учёному секретарю диссертационного совета Д 212.208.05 при ЮФУ по адресу: 344090, г. Ростов-на-Дону, пр. Стачки, 194. НИИ физики ЮФУ, а также в формате *.pdf* на email: geguzina@sfedu.ru

Ученый секретарь диссертационного
совета Д 212.208.05 при ЮФУ _____ Гегузина Галина Александровна

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В связи с широким применением ускоренных атомных частиц в науке и технике исследования взаимодействия пучков быстрых частиц с веществом приобретают большую практическую значимость. С появившимися техническими возможностями получать и ускорять до релятивистских энергий тяжелые многозарядные ионы интерес к проблеме использования пучков ионов высокой энергии в ядерной физике и физике конденсированного состояния значительно возрос. Пучки заряженных и нейтральных частиц представляют собой эффективный инструмент для модификации поверхности, исследования состава и структуры твёрдых тел. Физические процессы, сопровождающие прохождение быстрых заряженных частиц через различные среды, достаточно многообразны, и их исследование ещё не завершено. Потребность в исследовании процессов прохождения и излучения ускоренных многозарядных ионов через твердотельные мишени обусловлена развитием новых методов генерации жёсткого электромагнитного излучения, регистрации релятивистских частиц, а также планированием и проведением их фундаментальных исследований.

Открытое почти 70 лет назад В.Л. Гинзбургом и И.М. Франком переходное излучение зарядов при пересечении ими границы раздела двух сред [В.Л. Гинзбург, И.М. Франк. ЖЭТФ, 1946, **16**, 15] в последнее время получило новый импульс для дальнейших исследований, потому что переходное излучение получило ряд важных применений. Оно может быть использовано для генерации электромагнитных волн сильноточными электронными пучками, для генерации излучения в лазерах на свободных электронах, для диагностики сред с помощью пучков заряженных частиц, для контроля пучка в процессе ускорения и для многих других направлений ядерной физики и физики конденсированного состояния. Новые технические возможности поставили новые задачи, возникающие, в частности, при конструировании эффективных детекторов многозарядных ионов.

Для решения выше перечисленных проблем необходим учёт многих особенностей взаимодействия многозарядных ионов с веществом, таких как торможение или обмен зарядом иона со средой, которые до настоящего времени не исследованы в полной мере. В ряде работ проводилось экспериментальное исследование Черенковского излучения многозарядных релятивистских ионов (M. Ciljak et.al. NIM A, 2003, **498**, 126; J. Ruzicka et.al., Vacuum, 2001, **63**, 591). В частности, впервые изучались особенности электромагнитного излучения многозарядных ионов золота в оптическом диапазоне частот в прозрачной среде вблизи Черенковского порога, и обнаружено направленное вперед излучение в сильно размытом конусе, возникающее в допороговой области скоростей ионов.

Методом численного моделирования прохождения ионов через мишени исследовано влияние торможения релятивистских многозарядных ионов на характеристики возникающего Черенковского излучения (E.I.Fiks et. al., NIM B, 2012, **134**, 51). Была получена оценка ширины углового распределения Черенковского конуса и проведены расчеты структуры углового распределения с использованием различных способов описания торможения. Дальнейшее развитие теории столкновений ионов с атомами среды позволит найти ответы на многие вопросы современной электродинамики многозарядных ионов в кристаллах и дадут ключ к созданию новых технологий в экспериментальной и прикладной физике.

Таким образом, тема диссертации, посвящённой исследованию процессов прохождения через различные конденсированные среды ускоренных многозарядных ионов и их излучения, актуальна и своевременна.

Цель работы: установить особенности поляризационных и радиационных потерь энергии ускоренными многозарядными ионами в конденсированных средах и на границах их раздела, сопровождаемые процессами их перезарядки.

В соответствии с поставленной целью в диссертации решались следующие **задачи**.

1. Определить влияние флуктуаций заряда многозарядных ионов на поляризационные потери энергии в конденсированных средах.

2. Выявить влияние процессов подхвата (или потери) электронов многозарядными ионами высокой энергии на характеристики возникающего электромагнитного излучения при их прохождении через границу раздела двух сред и через конденсированные среды конечной толщины.

3. Установить особенности электромагнитного излучения в области скоростей ионов ниже и выше порога возникновения Черенковского излучения, в том числе при подхвате (или потере) электрона многозарядными ионами высокой энергии.

Научная новизна основных результатов.

1. Определены поправки к поляризационным потерям энергии многозарядных ионов в конденсированных средах, вызванным процессами перезарядки. Флуктуации заряда приводят к дополнительному корреляционному вкладу в тормозную способность иона, причём для лёгких ионов поправка на корреляционные эффекты может достигать десяти процентов;

2. Решена задача о переходном излучении многозарядных ионов на границе раздела сред и в тонкой пластинке в условиях изменения заряда иона.

3. Установлено, что процессы перезарядки многозарядных ионов в среде приводят к увеличению выхода переходного излучения, что связано с возникновением дополнительного вклада в выход излучения электронов, которых подхватывает или теряет многозарядный ион в среде аналогично вкладу мгновенно стартующих или останавливающихся зарядов.

4. Предложен новый способ идентификации зарядовых распределений релятивистских многозарядных ионов, заключающийся в регистрации углового распределения Черенковского излучения ионов с предварительным

разделением по скоростям ионов с разными зарядами во внешней мишени с большим зарядовым числом.

Практическая значимость полученных результатов состоит в том, что они позволяют уточнить характер торможения многозарядных ионов в конденсированных средах, что представляется важным при разработке технологии легирования и модификации поверхности твёрдых тел. Они также могут быть полезны при разработке новых методов генерации жёсткого электромагнитного излучения, детекторов для регистрации релятивистских частиц и зарядовых распределений многозарядных ионов. Экспериментальное исследование радиационных процессов с их участием в конденсированных средах позволит реализовать идею наблюдения электромагнитного излучения внезапно стартующих или останавливающихся зарядов, что не удаётся сделать в традиционных экспериментах.

Основные научные положения, выносимые на защиту

1. Флуктуации заряда многозарядных ионов, движущихся в конденсированной среде, вносят дополнительный корреляционный вклад в их полные поляризационные потери энергии, который учитывается введением эффективного заряда, зависящего от его среднеквадратичной флуктуации, причём для лёгких ионов поправка может достигать 10 %.

2. На границе раздела двух сред процессы перезарядки ускоренных многозарядных ионов приводят к увеличению переходного излучения, связанного с возникновением дополнительного вклада в излучение электронов, которые они подхватывают или теряют. Угловое распределение излучения в направлении «назад» в рентгеновском диапазоне имеет максимумы вдоль границы раздела, объясняемые эффектом полного внешнего отражения, а в допороговой области скоростей ионов возникающее излучение в направлении «вперед» имеет широкое угловое распределение вблизи Черенковского угла.

3. Предварительное разделение по скоростям ионов с разными зарядами во внешней мишени с большим зарядом позволяет реализовать надёжный способ определения зарядовых распределений релятивистских многозарядных ионов, заключающийся в регистрации углового распределения их Черенковского излучения в комбинации с определением удельных потерь их энергии.

Апробация основных результатов проведена на 47-ой Международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, 2017; Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2016», Москва, 2016; 22-ой Всероссийской конференции студентов физиков и молодых учёных, Ростов-на-Дону, 2016; XI Intern. Symp. "RREPS-15", Saint Petersburg, Russia, 2015; 45-ой Международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, 2015; 44-ой Международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, 2014.

Публикации. Материалы, изложенные в диссертации, опубликованы в журналах «Журнал экспериментальной и теоретической физики», «Письма в журнал технической физики», «Известия ВУЗов. Физика», «Nuclear Instruments and Methods in Physics Research» и в материалах всероссийских и международных конференций. Основные научные результаты, включённые в диссертацию, опубликованы в работах [A1 - A11].

Личный вклад автора состоит в проведении основных численных аналитических расчётов сформулированы основные результаты и выводы и непосредственном участии в постановке решаемых задач, интерпретации полученных результатов и основных научных положений, а также в подготовке публикаций по теме диссертации.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, 3 разделов, заключения, приложений и списка литературы из 50 наименований, списка публикаций автора, снабжённых литерой А, изложенных на 89 страницах, включая 15 рисунков.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении описано состояние исследований в области физики взаимодействия многозарядных ионов с конденсированными средами к моменту начала работы, дано обоснование актуальности и необходимости проведения дальнейших исследований, сформулированы решаемые задачи и основные положения, выносимые на защиту.

В первом разделе дан краткий обзор особенностей взаимодействия многозарядных ионов с конденсированными средами. Рассмотрены некоторые из появившихся в последнее время перспективных направлений исследований в этой, достаточно богатой на новые эффекты, области физики. При проникновении многозарядного иона в твердое тело его зарядовое состояние быстро изменяется благодаря обмену электронами между ионом и твердым телом. При движении ионов через кристаллические среды возникают новые явления. Так, в 1999 году (W. Assmann et. al. Phys. Rev.Lett. 1999, **83**, 1759) было сообщено об экспериментальном обнаружении нарушения правила обратимости при каналировании многозарядных ионов. В одних случаях, вдоль кристаллографических плоскостей или осей наблюдается увеличение выхода в угловом распределении (поперечное «охлаждение»), в других случаях (поперечный «нагрев») – уменьшение количества частиц в этих направлениях. Эти явления можно объяснить зависимостью от прицельного параметра вероятности обмена зарядом между ионом и атомами кристалла (J.U. Andersen, et.al., NIM, 2002, **V193**, 118).

При проникновении ускоренного иона в аморфную мишень его зарядовое состояние быстро изменяется благодаря обмену электронами между ионом и средой. Это приводит к тому, что достаточно быстро

устанавливается некоторый, зависящий от скорости иона, равновесный заряд. Усреднение поглощаемой средой энергии по равновесному распределению зарядовых состояний может приводить в этом случае к новым эффектам в тормозной способности иона.

История открытия излучения зарядов, движущихся в среде или пересекающих границу раздела двух сред начинается с 1934 года. При движении заряженной частицы в среде с постоянной скоростью возможно возникновение электромагнитного излучения при условии, что скорость частицы больше фазовой скорости распространения электромагнитных волн в этой среде. В 1946 году сотрудники ФИАН В.Л. Гинзбург и И.М. Франк опубликовали статью «Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую» (В.Л. Гинзбург., В.Н. Цитович Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984), в которой описали существование нового вида электромагнитного излучения. В этой работе был рассмотрен случай движения заряда из вакуума в идеальный проводник, и при пересечении границы раздела двух сред со скоростью как большей, так и меньшей фазовой скорости света, возникало излучение, названное переходным. В 70-х годах переходное излучение начали использовать для детектирования заряженных частиц.

В ряде недавних работ проводилось экспериментальное исследование Черенковского излучения многозарядных релятивистских ионов. В частности, экспериментально изучались особенности электромагнитного излучения многозарядных ионов золота в оптическом диапазоне частот в прозрачной среде вблизи Черенковского порога (J. Ruzicka et. al., Vacuum. 2001, **63**, 591). Авторами, в частности, было обнаружено направленное вперед излучение в сильно размытом конусе, возникающее в допороговой области скоростей ионов.

Если за время пролета иона через среду ион многократно теряет и подхватывает электроны, то можно говорить о флуктуациях величины заряда. Влияние перезарядки на эффект Черенковского излучения можно

качественно описать на основе принципа Гюйгенса (V.S.Malyshevsky. Phys. Lett. 2008, **A372**, 2133). А именно, компонента поля с определенной частотой движущейся в среде частицы может быть представлена как суперпозиция полей осцилляторов с той же частотой, расположенных вдоль траектории частицы. Пусть на некотором участке пути у частицы скачком меняется величина заряда. Это приведет к изменению энергии взаимодействия ее со средой и к изменению амплитуд полей осцилляторов. Тогда интерференция полей осцилляторов на длине когерентности с участков траектории, соответствующих разным зарядовым состояниям, не погасит полностью результирующее поле вне Черенковского конуса излучения. Если изменения заряда происходят случайным образом, то это приведет к размытию фронта волны излучения и к трансформации спектрально-угловой плотности. Для высоких энергий ионов в тонких мишенях можно говорить не о флуктуациях заряда, а об однократных процессах потери или подхвата электрона ионом за время пролета через мишень. Следует ожидать, что и однократные процессы перезарядки в тонких мишенях также приведут к некоторым особенностям и дадут вклад в излучение в допороговой области скоростей.

Во **втором** разделе рассмотрены особенности поляризационных потерь энергии многозарядных ионов в конденсированной среде. Для вычисления энергетических потерь ускоренных заряженных частиц в веществе используют теорию торможения Бете-Блоха, основы которой были заложены в 1932 году (H. Bethe. Z. Phys. 1932, **B76**, 293). При анализе тормозной способности многозарядных ионов в веществе необходимо учитывать экранирование заряда ядра электронами его внутренних оболочек. Эффект такого экранирования зависит от прицельного параметра при столкновении иона с атомами вещества и может быть описан введением некоторого эффективного заряда иона. Поэтому для более точных расчетов и анализа энергетических спектров ионов используют различные эмпирические формулы (H-D. Betz. Rev. Mod. Phys. 1972, **44**, 465) или табличные данные для тормозных способностей (Ziegler J.F. SRIM: the Stopping and Range of

Ions in Matter, www.srim.org). Однако, прохождение иона через вещество сопровождается также изменением его зарядового состояния вследствие процессов подхвата или потери электронов. Это приводит к тому, что достаточно быстро устанавливается, зависящий от скорости иона, равновесный заряд, который равен среднему значению по равновесному распределению зарядовых состояний. Флуктуации заряда вблизи его равновесного значения приведут к дополнительным эффектам в тормозной способности иона и генерируемом электромагнитном излучении.

Если в газах ионизационные потери могут быть определены как результат столкновений быстрой частицы с отдельными атомами, то в конденсированной среде во взаимодействии с пролетающей частицей может вовлекаться одновременно много атомов. Влияние этого обстоятельства на потери энергии частицей является, с макроскопической точки зрения, есть результат диэлектрической поляризации среды ее зарядом. Если внешние токи $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ создаются движущейся по траектории $\mathbf{r}(t)$ со скоростью $\mathbf{v}(t)$ в среде заряженной частицей, заряд которой флуктуирует, то, используя уравнения Максвелла, можно определить энергию, поглощаемую средой от внешних источников электромагнитного поля. Представим заряд иона как функцию времени $Z(t)e$, где $Z(t)$ – случайная переменная, пробегающая ряд дискретных значений от нуля до зарядового числа иона. Причем, говоря о переменном заряде, мы естественно полагаем, что часть заряда системы выходит из состояния движения и остается в среде, но полный заряд всей системы остается постоянным. Плотность тока заряженной частицы с зависящим от времени зарядом можно представить в виде:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = eZ(t)\mathbf{v}(t)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}(t)). \quad (1)$$

Тогда потери энергии заряженной частицей за все время движения в среде на возбуждение в среде продольных плазменных колебаний можно записать в виде:

$$Q = -\int \mathbf{E}_l(\mathbf{r}, t)\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)d\mathbf{r}dt. \quad (2)$$

Продольная компонента напряженности электрического поля $\mathbf{E}_l(\mathbf{r}, t)$ относительно волнового вектора $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$ для немагнитной среды найденная из соответствующих уравнений Максвелла имеет следующий вид:

$$\mathbf{E}_l(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi i}{c^2} \int \frac{\omega e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t}}{k^2 - \omega^2 \varepsilon(\mathbf{k}, \omega) / c^2} \left[\mathbf{n}(\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega), \mathbf{n}) - \frac{c^2}{\omega \varepsilon(\mathbf{k}, \omega)} \mathbf{k} \rho(\mathbf{k}, \omega) \right] d\mathbf{k} d\omega, \quad (3)$$

где $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)$, $\rho(\mathbf{k}, \omega)$ – Фурье-компоненты комплексной диэлектрической проницаемости и плотности заряда, причем $\omega \rho(\mathbf{k}, \omega) = (\mathbf{k}, \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega))$.

Согласно сделанным выше замечаниями, в выражении (2) необходимо провести усреднение по равновесному распределению зарядовых состояний частицы. При равномерном и прямолинейном движении частицы в среде со скоростью $\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}$ и $\mathbf{r}(t) = \mathbf{v}t$ формула (2) будет содержать интегралы вида:

$$\Delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) = \int dt dt' \langle Z(t)Z(t') \rangle \exp[i(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})(t - t')], \quad (4)$$

где угловыми скобками обозначено среднее по равновесному распределению зарядовых состояний. Наличие автокорреляционной функции $\langle Z(t)Z(t') \rangle$ в (4) приводит к модификации поляризационных потерь энергии и появлению дополнительного корреляционного вклада. Автокорреляционную функцию $\langle Z(t)Z(t') \rangle$ удобно записать в виде $\langle Z(t)Z(t') \rangle = Z_{eq}^2 + \langle \xi(t)\xi(t') \rangle$, где $\xi(t) = Z(t) - Z_{eq}$. Для стационарного стохастического процесса, которым и является процесс перезарядки иона в среде, корреляционная функция $\langle \xi(t)\xi(t') \rangle$ является четной функцией аргумента $t - t'$ и может быть представлена в виде аппроксимации $\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = \Lambda^2 \exp(-\Gamma|t - t'|)$, где Λ^2 – средний квадрат флуктуации величины заряда $Z(t)$, $1/\Gamma$ – характерное время перезарядки, которое определяется сечениями подхвата и потери электрона [A1].

Во **втором** разделе показано, что при отсутствии пространственной дисперсии, т.е. при предположении, что $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon(\omega)$, в предельном случае $\Gamma/\omega \ll 1$ (это условие означает, что длина свободного пробега между двумя актами перезарядки намного больше длины волны плазменных колебаний) корреляционный вклад в полные поляризационные потери энергии сведется к

замене равновесного заряда иона на некоторый эффективный заряд, зависящий от среднеквадратичной флуктуации, а именно $Z_{eff} = Z_{eq}(1 + \Lambda^2 / Z_{eq}^2)^{1/2}$. Удельные поляризационные потери в плазменном пределе для диэлектрической проницаемости $\varepsilon'(\omega) = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$, где ω_p – плазменная частота, в этом случае имеют вид:

$$\frac{Q}{T} = Z_{eq}^2 (1 + \Lambda^2 / Z_{eq}^2) \frac{4\pi e^4 N_e}{m_e v} \ln \frac{q_0 v}{\omega_p}, \quad (5)$$

где N_e – концентрация электронов, m_e – масса электрона, $\hbar q_0$ – максимальный импульс, передаваемый при столкновении атомному электрону (используемый макроскопический подход неприменим при больших переданных импульсах).

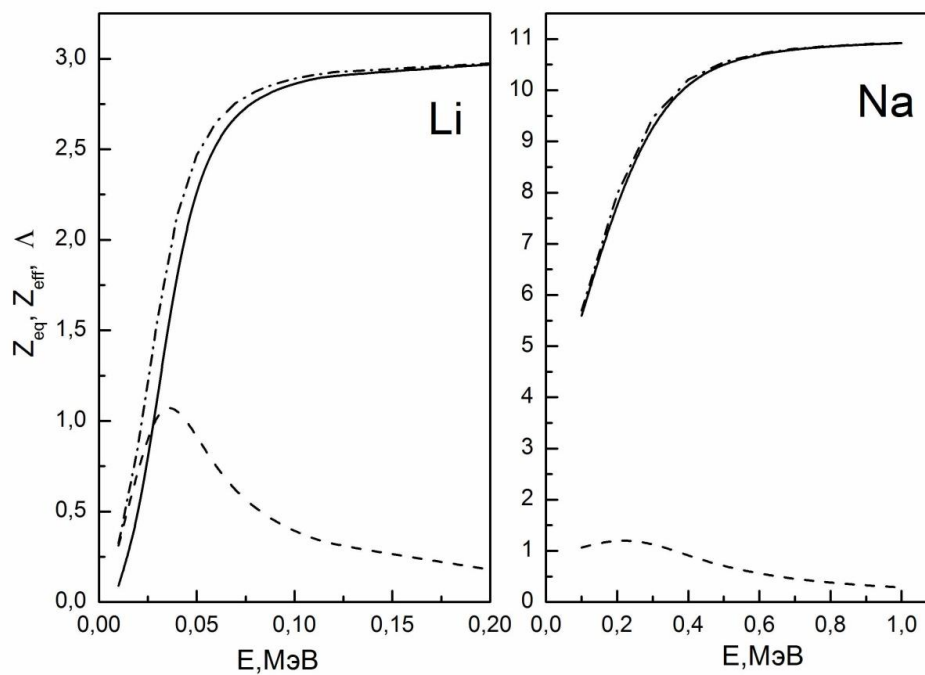


Рисунок 1 - Результаты численных расчетов равновесного заряда Z_{eq} (сплошная линия), среднеквадратичной флуктуации заряда Λ (пунктир) и эффективного заряда Z_{eff} (штрих - пунктир) при торможении ионов лития и натрия в углеродной мишени

Проведенные численные расчёты показывают (рис. 1), что процессы перезарядки и корреляционные эффекты существенно сказываются на поляризационных потерях энергии легких ионов в конденсированных средах. Например, для ионов лития с энергией 50 кэВ в углеродной мишени поправка на корреляционные эффекты может достигать 10%.

Таким образом, проведенное исследование позволяет сформулировать *первое* положение, выносимое на защиту.

В **третьем** разделе рассматривается влияние процессов подхвата (потери) электронов ускоренными многозарядными ионами в конденсированной среде, на границе раздела двух сред и в среде конечных размеров на характеристики возникающего электромагнитного излучения. Процессы перезарядки являются «быстрыми» и если рассматривать электромагнитное излучение с длиной формирования l_{coh} намного превышающей характерный пространственный масштаб обмена зарядом l_{eq} , то процессы подхвата и потери электрона ионом можно считать «мгновенными». Оценки показывают, что для широкого диапазона скоростей ионов и длин волн излучения, вплоть до вакуумного ультрафиолета, условие $l_{coh} \gg l_{eq}$ не нарушается. Если за время пролета иона через среду ион многократно теряет и подхватывает электроны, то можно говорить о флуктуациях величины заряда. При высоких энергиях ионов в тонких мишенях можно говорить не о флуктуациях заряда, а об однократных процессах потери или подхвата электрона ионом за время пролета через мишень. Следует ожидать, что и однократные процессы перезарядки в тонких мишенях также приведут к некоторым особенностям и дадут вклад в излучение и в допороговой области скоростей, что показано далее.

Как и выше, представим заряд иона как функцию времени $Z(t)e$, а плотность тока заряженной частицы с зависящим от времени зарядом, движущейся по траектории $\mathbf{r}(t)$ со скоростью $\mathbf{v}(t)$, запишем в виде (1). Тогда потери энергии заряженной частицей за все время движения в среде на излучение поперечных электромагнитных волн можно записать в виде:

$$W = -\int \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t) \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} dt, \quad (6)$$

где поперечная компонента напряженности электрического поля относительно волнового вектора $\mathbf{n} = \mathbf{k} / k$ при отсутствии пространственной дисперсии равна:

$$\mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi i}{c^2} \int \omega \frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) \times \mathbf{n})}{k^2 - \omega^2 \varepsilon(\omega) / c^2} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t} d\mathbf{k} d\omega. \quad (7)$$

Тогда после интегрирования по модулю вектора \mathbf{k} для энергии излучения в интервале частот $\omega, \omega + d\omega$ и в телесный угол $d\Omega$ в области прозрачности (т.е. $\varepsilon''(\omega) \rightarrow 0$) получим:

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega k}{(2\pi c)^2} |\mathbf{n} \times \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)|^2, \quad k = \omega \sqrt{\varepsilon'(\omega)} / c. \quad (8)$$

Для определенности рассмотрим картину излучения, возникающую при подхвате ионом электрона в среде. Если пороговое условие для возникновения Черенковского излучения не выполнено, а именно, скорость иона мала и не удовлетворяет условию $v \geq c_p$, где $c_p = c / \sqrt{\varepsilon'(\omega)}$ – фазовая скорость света в среде, после несложных преобразований получим в соответствии с общим выражением (8) спектрально-угловую плотность излучения:

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \sqrt{\varepsilon'(\omega)} \sin^2 \theta}{4\pi^2 c} \frac{\beta^2}{(1 - \beta \sqrt{\varepsilon'(\omega)} \cos \theta)^2}. \quad (9)$$

Как и следовало ожидать, выражение (9) совпадает со спектрально-угловой плотностью излучения заряда, который в момент времени $t=0$ начал внезапно двигаться в среде со скоростью v . Излучение, описываемое распределением (9), направленно вперед в сильно размытом конусе вблизи Черенковского угла и возникает в допороговой области скоростей ионов. Как было указано выше, подобная картина углового распределения наблюдалась в экспериментах (J. Ruzicka et. al. Vacuum. 2001, **63**, 591), в которых экспериментально изучались особенности электромагнитного излучения многозарядных ионов золота в оптически прозрачной среде конечных размеров вблизи Черенковского порога. Наблюдаемые особенности находят адекватное объяснение, если учесть процессы подхвата электрона ионом в среде. Действительно, если для оценки сечения подхвата электрона ионом воспользоваться формулой Бора и Линдхарда (N.Bohr, J.Lindhard, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1954, **28**, no 7), то нетрудно убедиться, что вероятность

подхвата электрона полностью ионизованным ионом золота за время пролета через радиатор в условиях цитированного эксперимента приближается к единице.

Рассмотрим теперь случай, когда порог Черенковского излучения выполнен, т.е. $v \geq c_p$. Проведя перенормировку полной энергии излучения за все время движения на энергию, отнесенную к единице времени (или к единице длины пробега), после интегрирования по углам получим известную формулу для отнесенной к единице пути спектральной плотности Черенковского излучения, но с изменённым значением величины заряда частицы:

$$\frac{1}{L} \frac{dW}{d\omega} = \frac{\omega}{c^2} (Z_1 - 1/2)^2 e^2 (1 - c_p^2/v^2) \mathcal{G}(1 - c_p^2/v^2). \quad (10)$$

При подхвате одного электрона за время пролета заряд иона естественным образом заменяется на его «эффективное» значение, равное среднему значению $[Z_1 + (Z_1 - 1)]/2 = Z_1 - 1/2$. Понятно, что эффект подхвата электрона в условиях выполнения порога Черенковского излучения, описываемый выражением (10) будет заметен лишь для легких ионов с небольшим значением Z_1 . Например, для ионов гелия ($Z_1 = 2$) при однократном подхвате электрона за пролет через мишень интенсивность излучения уменьшится почти в два раза.

Далее исследовано переходное излучения многозарядных ионов, возникающего на границе раздела двух сред [A5]. При пересечении ионом такой границы процессы подхвата или потери электрона приводят к тому, что поля в каждой из сред создаются различными ионными токами. Как уже подчеркивалось выше, данное обстоятельство не означает нарушения закона сохранения заряда, поскольку полный заряд системы «ион+мишень» не изменяется. Условие «мгновенности» подхвата, потери электронов или установления равновесного заряда иона в среде позволит тогда найти соответствующие поля из условия непрерывности нормальной и тангенциальной к поверхности раздела компонент. Задача о нахождении спектрально-

угловой плотности переходного излучения иона в условиях возможного подхвата или потери электронов может быть решена традиционным расчетом потока вектора Пойнтинга через удалённую поверхность.

Пусть скорость иона направлена перпендикулярно границе раздела двух сред и направим ось z параллельно постоянной скорости частицы. Обозначим заряд иона до влета в среду через Z_1e , а установившийся в среде через Z_2e . Полагая, что магнитная проницаемость среды $\mu=1$, запишем уравнения Максвелла для потенциалов слева (в вакууме):

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} Z_1 e \mathbf{v} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad \Delta \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -4\pi Z_1 e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t). \quad (11)$$

При записи уравнений Максвелла во второй среде будем полагать, что поля создаются, во-первых, током заряда Z_2 , движущимся с такой же скоростью, как в первой среде. А во-вторых, полагаем, что приобретенный ионом заряд $Z_1 - Z_2$ вследствие процессов потери электронов (или образовавшейся в среде заряд «дырки» вследствие процессов захвата электронов) создает в среде некоторую плотность заряда, быстро останавливающуюся вблизи границы раздела. Тогда справа от поверхности раздела в среде с диэлектрической проницаемостью ε можно записать:

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} Z_2 e \mathbf{v} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t), \quad (12)$$

$$\Delta \varphi - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} Z_2 e \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}t) - \frac{4\pi}{\varepsilon} (Z_1 - Z_2) e \delta(\mathbf{r}). \quad (13)$$

Заметим, что в соответствии с предыдущим замечанием, в правой части уравнения (13) добавлено слагаемое, содержащее разность зарядов, и обеспечивающее сохранение заряда. Решения уравнений (11-13) будем искать, разлагая все величины в интегралы Фурье. В результате получим угловое и частотное распределение переходного излучения слева от поверхности раздела (излучение «назад»):

$$\frac{d^2 W_1}{d\omega d\Omega'} = \frac{e^2 \sin^2 \vartheta' \cos^2 \vartheta'}{\pi^2 c} \left| \frac{\beta}{\varepsilon \cos \vartheta' + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'}} F_1(\vartheta') \right|^2, \quad (14)$$

$$F_1(\vartheta') = \frac{Z_1(\varepsilon - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'})}{1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta'} - \frac{Z_2}{1 + \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'}}. \quad (15)$$

и справа (излучение «вперед»):

$$\frac{d^2W_2}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \varepsilon^{5/2} \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta}{\pi^2 c} \left| \frac{\beta}{\cos \vartheta + \varepsilon^{1/2} \sqrt{1 - \varepsilon \sin^2 \vartheta}} F_2(\vartheta) \right|^2, \quad (16)$$

$$F_2(\vartheta) = \frac{Z_1}{1 - \beta\sqrt{1 - \varepsilon \sin^2 \vartheta}} - \frac{Z_2(1 + \beta\varepsilon\sqrt{1 - \varepsilon \sin^2 \vartheta})}{\varepsilon(1 - \beta^2 \varepsilon \cos^2 \vartheta)}. \quad (17)$$

где $\beta = v/c$. Если положить $Z_1 = Z_2$, то формулы (14-17) переходят в известные выражения, полученные Гинзбургом и Франком (В.Л Гинзбург, В.Н. Цитович. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984). При условии $Z_1 = 1$, $Z_2 = 0$ и $\varepsilon \rightarrow \infty$ получаем известную формулу спектрально-угловой плотности переходного излучения «назад» при влете заряженной частицы из вакуума в идеальный проводник. Если же положить, что $\varepsilon \rightarrow 1$ и учесть в (16), то при $Z_1 = 1$, $Z_2 = 0$ или при $Z_1 = 0$, $Z_2 = 1$, получим известное выражение для спектрально-угловой плотности излучения мгновенно остановившегося или стартующего заряда. Обсуждаются результаты сравнения (рис. 2) расчетов по формулам для случая изменения заряда с расчетами по формулам Гинзбурга и Франка.

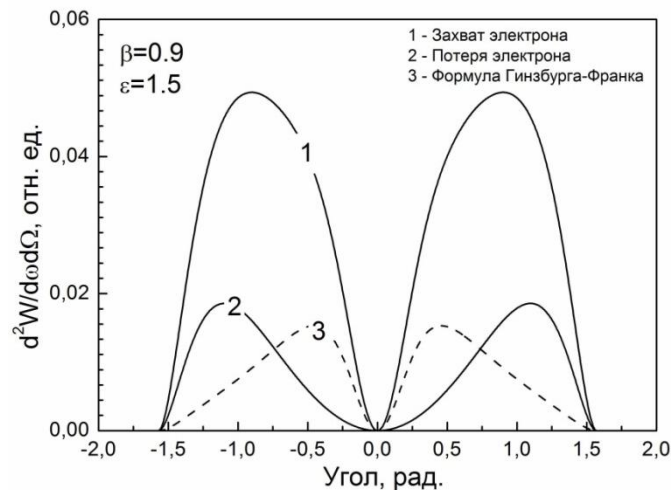


Рисунок 2 - Рассчитанное угловое распределение переходного излучения «назад» в оптической области спектра на границе раздела двух сред ($\varepsilon = 1,5$) для случая однократно заряженного иона ($\beta = 0,9$) подхватывающего один электрон при влёте в среду (1) и влетающей в среду нейтральной частицы и теряющий электрон в среде (2). Для сравнения показан расчёт по формулам Гинзбурга-Франка (3)

Далее проведён анализ переходного излучения многозарядных ионов в тонкой пластинке. Полагалось, что толщина пластинки L такова, что можно пренебречь торможением иона и считать его скорость, как и в предыдущем случае, постоянной. Наличие второй границы требует проведения на ней процедуры дополнительной сшивки нормальной и тангенциальной компонент полей. Однако теперь, в отличие от предыдущего случая, внутри пластинки будут присутствовать две волны, одна из которых распространяется вдоль скорости иона, а вторая в противоположном направлении. Аналитические решения новой системы уравнений достаточно громоздки и приведены в приложении к диссертации, а так же в [A3]. Показаны результаты сравнения расчетов с имеющимися экспериментальными данными (J. Ruzicka, et.al., NIM A, 2002, **488**, 74) углового распределения излучения полностью ионизованных ионов свинца в направлении «вперед» без изменения его заряда при скоростях вблизи порога Черенковского излучения в оптической области спектра. Расчётная угловая зависимость сглаживалась (рис. 3) на интервалах угловой расходимости пучка ионов, равной, примерно, 0,5 мрад. Результаты проведенных расчетов неплохо согласуются с экспериментальными данными.

В расчетах для ионов углерода, пересекающих тонкую золотую пластину, для различных значений конечного заряда Z_2 (рис. 4) использованы данные по частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости золота Центра рентгеновской оптики Берклеевской Национальной лаборатории имени Лоуренса (<http://henke.lbl.gov/optical-constants/index>). Осцилляции в угловых распределениях связаны с интерференцией отраженного излучения от границ пластины. Эффект полного внешнего отражения проявляется в острых максимумах в излучении «назад» при углах, близких к $\pi/2$.

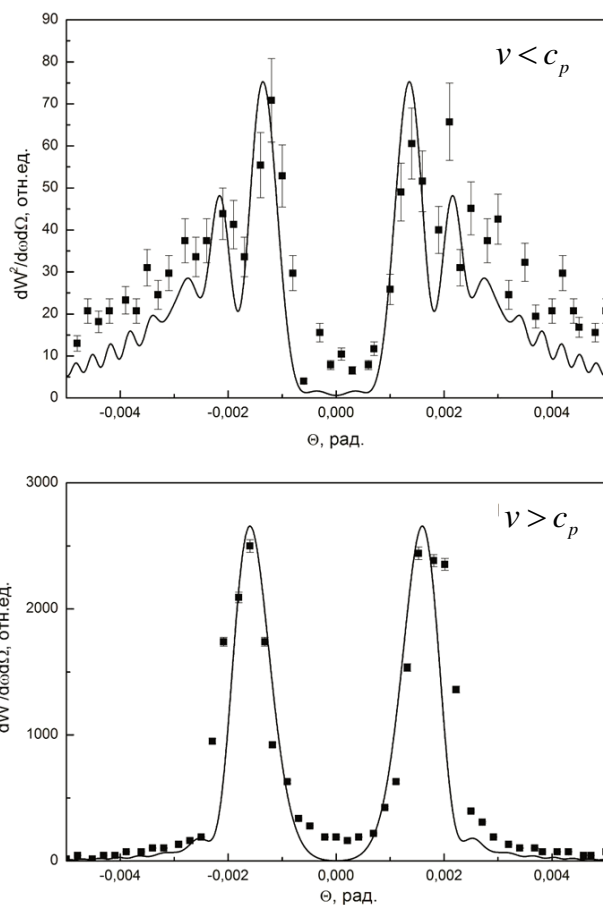


Рисунок 3 - Рассчитанное по формулам Главы 3 и измеренное (J. Ruzicka, et.al., NIM A, 2002, **488**, 74) угловое распределение излучения «вперед» ионов свинца с энергией 158 ГэВ/п на границе порога Черенковского излучения в среде, имеющей конечные размеры при $Z_1 = Z_2 = 82$

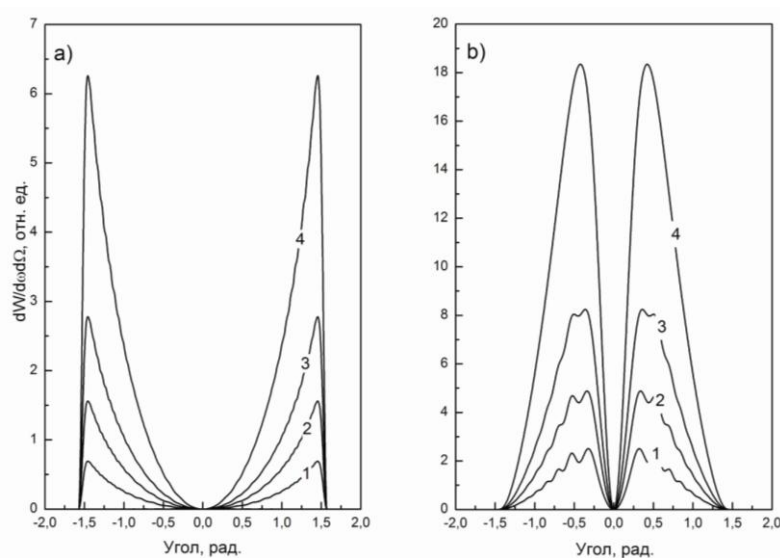


Рисунок 4 - Рассчитанное угловое распределение переходного излучения «назад» (а) и «вперед» (b) в области вакуумного ультрафиолета ($\hbar\omega = 500$ eV) ускоренных ионов углерода ($\beta = 0.9$) в золотой пластинке ($L = 25$ нм) при различных значениях заряда иона на выходе из пластинки: 1 – $Z_1=6, Z_2 = 4$; 2 – $Z_1=6, Z_2 = 3$; 3 – $Z_1=6, Z_2 = 2$; 4 – $Z_1=6, Z_2 = 0$

Далее показано, что сочетание метода удельных потери энергии и Черенковского излучения позволит определить распределение по зарядовым состояниям в пучке релятивистских и ультрарелятивистских ионов. Если в исходном пучке ионов имеются частицы с разным значением заряда, то для идентификации их распределения с использованием Черенковского излучения необходимо обеспечить разброс по скоростям ионов с разными зарядами.

После прохождения внешней мишени пучок ионов будет содержать ионы разных зарядов, движущихся с разными скоростями. При влете такого пучка в Черенковский радиатор заряды будут излучать под разными углами относительно направления движения иона. Причем большему заряду будет соответствовать меньший угол, а интенсивность излучения будет пропорциональна доле ионов с заданным зарядом в пучке. Регистрация углового распределения возникающего излучения позволит определить распределение по зарядовым состояниям (полагаем, что скорости ионов с разными зарядами $\beta_i = v_i / c$ таковы, что порог Черенковского излучения выполнен). Разработанный для численных расчетов интерфейс позволяет в интерактивном режиме моделировать угловое распределение возникающего излучения с вариацией различных параметров: выбором скорости и заряда иона, толщины радиатора, углового диапазона излучения (вперед или назад), действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости. Из результатов расчётов Черенковского излучения ионов U^{238} , прошедших внешнюю мишень Pb^{208} разной толщины (рис. 5) видно, что угловая дистанция между пиками достаточна для их уверенного разрешения. Ширина пиков значительно уменьшается при использовании более толстых радиаторов Черенковского излучения.

Таким образом, проведённый анализ показывает, что использование комбинированного метода удельных потерь энергии и Черенковского излучения позволит надёжно проводить идентификацию распределения тяжелых релятивистских ионов по зарядовым состояниям [A2].

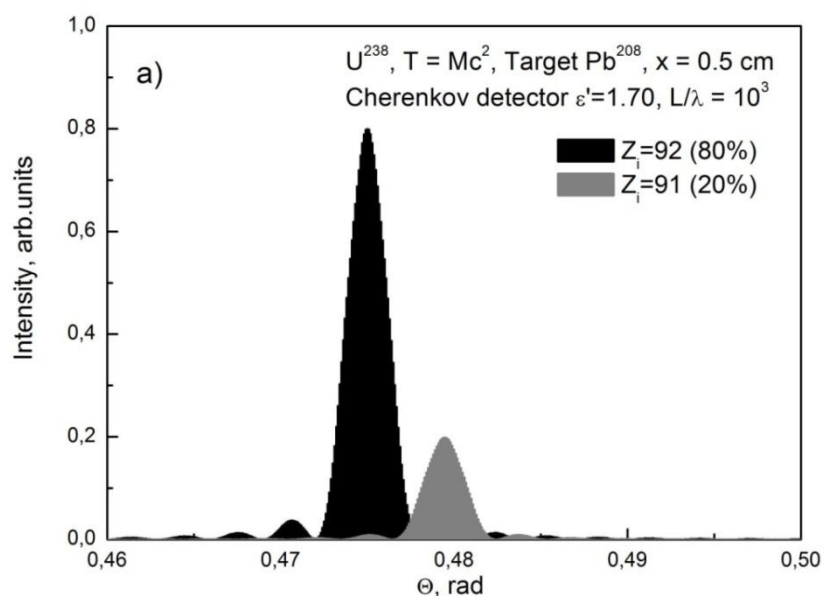


Рисунок 5 - Результаты расчетов Черенковского излучения ионов U^{238} , прошедших внешнюю мишень Pb^{208} толщиной 0,5 см. Предполагалось, что в исходном пучке содержится 80% ионов с зарядом 92 и 20% с зарядом 91. Действительная часть диэлектрической проницаемости радиатора $\epsilon' = 1,7$, толщина радиатора выбрана равной 10^3 длинам волн генерируемого излучения

Наконец анализируется возможность экспериментального наблюдения электромагнитного излучения внезапно стартующих или останавливающихся электронов. Показано, что объектом для наблюдения этих эффектов могут быть процессы подхвата или потери электронов ускоренными многозарядными ионами на границах раздела двух сред с возникающим дополнительным вкладом в электромагнитное излучение.

В заключении представлены **основные результаты и выводы**:

- Флуктуации заряда приводят к дополнительному корреляционному вкладу в тормозную способность иона;
- Если длина свободного пробега между двумя актами перезарядки намного больше длины волны плазменных колебаний то корреляционный вклад в полные поляризационные потери энергии можно описать введением эффективного заряда, зависящего от его среднеквадратичной флуктуации;
- Для легких ионов поправка на корреляционные эффекты может достигать десяти процентов. Для более тяжелых многозарядных ионов эффективный заряд незначительно отличается от равновесного и вклад

корреляционных эффектов на поляризационные потери энергии ионов несущественен.

- В допороговой области скоростей ионов при однократном подхвате (или потере) электрона многозарядными ионами высокой энергии возникающее излучение направлено вперед в сильно размытом конусе вблизи Черенковского угла. Спектрально-угловая плотность излучения не зависит от начального заряда иона, его массы и толщины тонкой мишени. Это может служить тестом для обнаружения описываемого эффекта допорогового излучения многозарядных ионов высокой энергии в среде.

- При выполнении Черенковского порога спектрально-угловая плотность излучения описывается известной формулой Тамма но с изменённым значением величины заряда частицы. При подхвате одного электрона за время пролета заряд иона естественным образом заменен на его «эффективное» значение, равное среднему значению.

- Процессы перезарядки многозарядных ионов в среде приводят к существенному увеличению выхода переходного излучения. Это связано с возникновением дополнительного вклада в выход излучения электронов, которые подхватывает или теряет многозарядный ион в среде, что аналогично вкладу мгновенно стартующих или останавливающихся зарядов. Узкие максимумы в излучении «назад» в рентгеновском диапазоне при углах, близких к $\pi/2$ (эффект полного внешнего отражения) могут быть использованы для создания новых направленных широкополосных источников рентгеновского излучения. Выявленные особенности угловых распределений могут быть полезны для проектирования детекторов зарядовых распределений многозарядных ионов.

- Предложен способ идентификации зарядовых распределений релятивистских многозарядных ионов, заключающийся в регистрации углового распределения Черенковского излучения ионов с предварительным разделением по скоростям ионов с разными зарядами во внешней мишени с большим зарядовым числом. Показано, что использование

комбинированного метода удельных потерь энергии и Черенковского излучения позволит надежно проводить идентификацию распределения тяжелых релятивистских ионов по зарядовым состояниям.

Проведенные исследования позволяют сформулировать второе и третье научные положения, выносимые на защиту.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА

A1. Малышевский, В.С. / Корреляционные эффекты в тормозной способности многозарядных ионов. /В.С. Малышевский, **И.А. Иванова** //Известия ВУЗов. Физика. – 2017. - Т. 60, №9. - С. 27 - 31.

A2. Малышевский, В.С. Моделирование детектора зарядовых состояний релятивистских многозарядных ионов. /В.С. Малышевский, **И.А. Иванова**, Г.В. Фомин // Письма в журнал технической физики, 2017. – Т. 43, Вып. 1. - С. 61 – 66.

A3. Малышевский, В.С. Переходное излучение многозарядных ионов. /В.С. Малышевский, **И.А. Иванова**, Г.В. Фомин //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2016. – Т. 49. - С. 243 - 250.

A4. Malyshevsky, V.S. Transition radiation of multicharged ions. / V.S. Malyshevsky, G.V. Fomin, **I.A. Ivanova** // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2015. – V. 359. – P. 75 – 77.

A5. Малышевский, В.С. Переходное излучение многозарядных ионов на границе раздела двух сред. /**И.А. Иванова**, В.С. Малышевский // Письма в «Журнал технической физики». - 2015. – Т. 41, №3. – С. 1 - 7.

A6. **Иванова, И.А.** Моделирование детектора зарядовых состояний релятивистских многозарядных ионов /И.А.Иванова, В.С.Малышевский, Г.В. Фомин //Тезисы 47 Междунар. Тулиновской конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (30 мая - 1 июня 2017 г.) - М.: Изд-во МГУ, 2017. – С. 115.

A7. **Иванова, И.А.** /Переходное излучение многозарядных ионов /И.А.Иванова, В.С.Малышевский //Материалы 22-ой Всерос. науч. конф. студентов-физиков и молодых ученых (21 – 28 апреля 2016) - Ростов-на-Дону: Ую-изд.л., 2016. – С. 63.

A8. **Иванова, И.А.** Переходное излучение «назад» ускоренных ионов при потере электронов на границе раздела двух сред /И.А. Иванова, В.С. Малышевский, Г.В. Фомин// Тезисы 23 Международной научной

конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов». (11 – 15 апреля 2016) - М.: Изд-во МГУ, 2016. – С. 29.

A9. Malyshevsky, V.S. Transition Radiation Of Multiply Charged Ions / V.S. Malyshevsky, **I.A. Ivanova** // XI Intern. Symp. "RREPS-15" – С.-П.: Изд-во СПбГУ, 2015. – С. 124.

A10. **Иванова, И.А.** Переходное излучение многозарядных ионов на границе раздела двух сред. /И.А. Иванова, В.С. Малышевский // Тезисы докладов 45 Междунар. Тулиновская конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами – М.: Изд-во. МГУ, 2015. – С. 38.

A11. **Иванова, И.А.** Особенности излучения многозарядных ионов вблизи черенковского порога /И.А. Иванова, В.С. Малышевский // Тезисы докл. 44-ой Международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд-во. МГУ, 2015. – С. 57.