

На правах рукописи

Фикс Елена Ивановна

**Излучение Вавилова-Черенкова релятивистских
тяжелых ионов с учетом торможения в
твёрдых радиаторах**

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск – 2013

Работа выполнена на кафедре теоретической и экспериментальной физики Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор

Пивоваров Юрий Леонидович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор каф. Теоретической физики,
Физический факультет,
Томский государственный университет

Бордовицын Владимир Александрович

доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник
лаб. Электронов высоких энергий,
отделение Физики и астрофизики,
Физический институт
им. П.Н. Лебедева РАН

Дабагов Султан Барасбиевич

Ведущая организация:

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Защита состоится 12 ноября в 16⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д 212.269.05 при ФГБОУ ВПО НИ ТПУ, по адресу: 634050, г. Томск, пр. Ленина 2.А, ТПУ

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБОУ ВПО НИ ТПУ.

Автореферат разослан «_____» _____ 2013 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
к.ф.-м.н., доцент

Кожевников А. В.

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

Излучение Вавилова-Черенкова (ИВЧ) было обнаружено экспериментально более 70 лет назад в опытах П.А. Черенкова под руководством С.И. Вавилова, первая теоретическая интерпретация дана в работе И.Е. Тамма и И.М. Франка [1]. В настоящее время ИВЧ широко используется в физике высоких энергий (см. [2, 3], а также недавний обзор [4]). Актуальна проблема идентификации заряженных частиц в связи с проведением различных экспериментов, в которых определяющим является детектирование продуктов реакций. В связи с этим, широкое распространение получили детекторы (далее - «черенковские детекторы»), в которых идентификация заряженных частиц основана на использовании свойств ИВЧ, таких как существование пороговой энергии для возникновения излучения, зависимость угла излучения от скорости частицы и свойств радиатора (показатель преломления, толщина). Современные виды черенковских детекторов (ЧД): пороговые черенковские счетчики, детекторы кольцевого изображения (RICH - Ring Imaging Cherenkov, Proximity RICH), DIRC детекторы (Detection of Internally Reflected Cherenkov light - основаны на эффекте полного внутреннего отражения). В современных ЧД, в основном, используются газообразные или жидкие радиаторы для регистрации электронов, протонов, или мезонов.

В связи с появлением пучков релятивистских тяжелых ионов (РТИ) с очень малой угловой и энергетической расходимостями в GSI (Институт физики тяжелых ионов, Дармштадт, Германия) и CERN растет интерес к ИВЧ РТИ в твердотельных радиаторах, например, обсуждается задача создания черенковских времяпролетных детекторов для SuperFRS на будущем ускорительном комплексе FAIR в GSI. Твердотельные радиаторы обладают рядом преимуществ: позволяют резко сократить размеры ЧД, по сравнению с жидкими и газообразными радиаторами, использовать новые схемы для эксперименталь-

ных установок (например, упоминавшиеся выше DIRC детекторы).

DIRC детекторы с твердотельными радиаторами в последнее время получают широкое распространение. Принцип работы DIRC детекторов следующий: фотоны ИВЧ, испущенные в процессе движения заряженной частицы внутри радиатора, испытывают многократное полное внутреннее отражение в радиаторе, прежде чем достичь регистрирующей аппаратуры (CCD камера, фотумножитель). Преимущество таких детекторов в том, что есть возможность измерять не только количество фотонов ИВЧ, но и угол, под которым они были испущены, а, благодаря развитию регистрирующей аппаратуры, и время, за которое они достигают фотодетектора. Известной проблемой, влияющей на эффективность работы таких детекторов, является хроматическая абберрация: в результате движения частицы в радиаторе испускается излучение на всех длинах волн в оптическом диапазоне, так как показатель преломления радиатора зависит от длины волны, то для одной и той же заряженной частицы излучение не будет наблюдаться только под строго определенным углом. Это может привести к потере определенного количества фотонов. В случае РТИ многократным рассеянием и фоном других видов излучений (по сравнению с электронами) можно пренебречь, однако, помимо хроматической абберрации, возникает другая проблема – торможение в радиаторе вследствие ионизационных потерь энергии. Эффективность работы ЧД для ИВЧ РТИ зависит от процесса генерации ИВЧ в радиаторе с учетом торможения.

Детальных исследований фундаментальных свойств ИВЧ (угловые и спектральные распределения, поляризация) РТИ до настоящего времени не проводилось. Было выполнено несколько экспериментов по регистрации ИВЧ РТИ в CERN ([2, 5–9]) и на ускорительном комплексе SIS GSI [10–12], однако они не получили должной теоретической интерпретации. В [11, 12] авторами высказывались предположения о роли торможения РТИ. Таким образом, для РТИ остаются не изученными различные эффекты, связанные с торможением, которые могут повлиять на работу ЧД.

В связи с этим, актуальной задачей является построение количественной теории генерации ИВЧ от РТИ в твердотельных радиаторах с как можно более точным учетом торможения (ионизационных потерь энергии) в области энергий существующих (НИМАС, SIS, LHC) и будущих ускорителей (FAIR) тяжелых ионов.

Цель диссертационной работы - теоретическое исследование влияния ионизационных потерь энергии РТИ на процесс генерации ИВЧ в твердотельных радиаторах (далее - просто «радиатор») и разработка компьютерного кода, позволяющего моделировать ИВЧ для различных радиаторов и пучков РТИ с учетом торможения в соответствии с параметрами существующих (НИМАС, SIS, LHC) и будущих (FAIR) ускорителей тяжелых ионов.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

1. Проведено детальное теоретическое исследование влияния торможения на характеристики ИВЧ РТИ (угловые и спектральные распределения, поляризация). Получены формулы и предложены три метода расчета спектрально-угловых распределений ИВЧ РТИ с использованием наиболее точных способов описания ионизационных потерь энергии РТИ в радиаторе - формулы Бете [13] и программного пакета АТІМА [14], специально разработанного в GSI для корректного расчета торможения РТИ с учетом различных поправок в рамках новой теории ионизационных потерь энергии Линдхарда-Соренсена [15].
2. Создан компьютерный код (в двух вариантах - на C++ и для программного пакета Mathematica © [16]) для расчета спектрально-угловых характеристик ИВЧ РТИ с учетом торможения с использованием формулы Бете [13] и/или программного пакета АТІМА. С помощью созданного компьютерного кода проведено моделирование ИВЧ для различных твердотельных радиаторов и РТИ с энергиями существующих (НИМАС, SPS, LHC) и будущих (FAIR) ускорителей тяжелых ионов.

3. Проведен анализ экспериментов на ускорительном комплексе SIS в GSI [11, 12] по регистрации ИВЧ РТИ в твердотельных мишенях и впервые дана теоретическая интерпретация обнаруженной необычной зависимости ширины колец ИВЧ РТИ от толщины радиатора.

Научная новизна

1. Впервые проведено детальное теоретическое исследование влияния торможения на угловые и спектральные характеристики ИВЧ РТИ. Показано, что вследствие торможения РТИ в радиаторе возникают следующие особенности ИВЧ: зависимость ширины как угловых, так и спектральных распределений ИВЧ РТИ от параметров радиатора (толщина, тормозная способность, показатель преломления, зависящий от длины волны излучения) и характеристик РТИ (начальная энергия, заряд, масса).
2. Впервые разработан компьютерный код (в двух вариантах - на C++ и для программного пакета Mathematica © [16]) для расчета спектрально-угловых характеристик ИВЧ РТИ с учетом торможения для различных параметров радиатора и пучка РТИ. Торможение РТИ в радиаторе рассчитывается по формуле Бете [13] и/или с использованием программного пакета АТІМА [14], специально разработанного в GSI для корректного расчета торможения РТИ с учетом различных поправок в рамках новой теории ионизационных потерь энергии Линдхарда-Соренсена [15]. С помощью созданного компьютерного кода проведено моделирование ИВЧ РТИ с учетом торможения для энергий существующих (НИМАС, SPS, LHC) и будущих (FAIR) ускорителей тяжелых ионов с целью исследования особенностей ИВЧ РТИ, возникающих вследствие торможения РТИ в радиаторе.
3. Впервые дана теоретическая интерпретация необычной зависимости ширины колец ИВЧ РТИ от толщины радиатора, обнаруженной на ускорителе.

тельном комплексе SIS в GSI в эксперименте [11] по регистрации ИВЧ РТИ в твердотельных мишенях.

4. Впервые показано, что торможение РТИ в радиаторе влияет на поляризационные свойства ИВЧ РТИ: постепенное уменьшение скорости РТИ ведет к появлению множества (веера) направлений вектора линейной поляризации в соответствии с уширенным угловым распределением.

Научно-практическая значимость

В ходе выполнения диссертационной работы был проведен анализ и дана первая теоретическая интерпретация результатов экспериментов на ускорительном комплексе SIS в GSI [11, 12] по регистрации ИВЧ РТИ в твердотельных радиаторах различной толщины. Созданный диссертантом компьютерный код будет использован для подготовки предложений новых экспериментов (в рамках существующей коллаборации GSI-ТПУ) по более детальному изучению особенностей ИВЧ РТИ, возникающих вследствие торможения РТИ в радиаторе. Эти особенности могут повлиять на эффективность работы черенковских детекторов, а также могут быть использованы для улучшения методик идентификации РТИ: как показано в диссертационной работе, структура угловых и спектральных распределений ИВЧ зависит от длины волны ИВЧ, параметров радиатора (толщина, показатель преломления, тормозная способность) и характеристик РТИ (заряд, масса, начальная энергия).

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Ионизационные потери энергии (торможение), уменьшая скорость РТИ в процессе движения в радиаторе, приводят к появлению сложной дифракционно-подобной структуры угловых и спектральных распределений ИВЧ. Наиболее ярко влияние торможения на ИВЧ проявляется для энергий РТИ < 5 ГэВ/нуклон.
2. Ширина как угловых, так и спектральных распределений ИВЧ РТИ в

твердотельном радиаторе зависит от параметров радиатора (толщина, тормозная способность, показатель преломления) и характеристик РТИ (начальная энергия, заряд, масса).

3. Расчеты спектрально-угловых характеристик ИВЧ РТИ с учетом торможения (выполненные с использованием разработанного компьютерного кода) для параметров радиатора и пучка РТИ, соответствующих экспериментальным [11], позволяют качественно и количественно объяснить обнаруженную в [11] необычную зависимость ширины колец ИВЧ РТИ от толщины радиатора как эффект торможения РТИ.
4. Торможение РТИ в радиаторе приводит к возникновению веера направлений вектора линейной поляризации ИВЧ, в соответствии с уширенным угловым распределением.

Степень достоверности и апробация результатов

Работа основана на применении методов классической электродинамики. В созданном диссертантом компьютерном коде ионизационные потери энергии РТИ в радиаторе вычисляются с помощью классической формулы Бете [13] и с помощью программного пакета АТІМА [14], специально развитого в GSI для точного расчета ионизационных потерь энергии РТИ. С помощью созданного компьютерного кода проведены расчеты угловых распределений ИВЧ РТИ для параметров радиатора и пучка РТИ, использованных в экспериментах [11, 12]. Сравнение экспериментальных данных с приведенными в диссертационной работе расчетами показывает, что достигнуто хорошее качественное и количественное согласие.

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

- На ХLI - ХLIII международных конференциях по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (ФВЗЧК): Москва, Россия, 31 мая - 2

июня 2011; 29 - 31 мая 2012; 28 - 30 мая 2013.

- На 9 международном симпозиуме «Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures» (RREPS-11): Egham, United Kingdom, September 12 - 16, 2011.
- На 8 международном симпозиуме «8 International Symposium on Swift Heavy Ions in Matter» (SHIM-2012): Kyoto, Japan, October 24 - 27, 2012.
- На 3 и 5 международных конференциях «Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena»: (Channeling 2008), Erice, Italy, October 25 - November 1, 2008; (Channeling 2012), Alghero, Sardinia, Italy, September 23 - 28, 2012.

Материалы диссертации также докладывались на следующих семинарах:

- Научный семинар кафедры 67 НИЯУ «МИФИ» под руководством проф. М.И. Рязанова, Москва, 31 мая 2013 г.
- Научный семинар кафедры ТиЭФ ФТИ НИ ТПУ, 14 июня 2013 г.

Публикации

Материалы диссертации опубликованы в 12 печатных работах, из них 6 статей в рецензируемых журналах [a-f], и 6 тезисов докладов международных конференций [g-l].

Личный вклад автора

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором. Подготовка полученных результатов к публикации проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Лично автором был создан компьютерный код для расчета угловых и спектральных распределений ИВЧ РТИ с учетом торможения.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 120 страниц, включая 36 рисунков. Библиография включает 71 наименование.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

В первой главе в разделе 1.1 рассмотрена краткая история открытия ИВЧ, а также вопросы, связанные с созданием теории ИВЧ - различные подходы к объяснению этого явления. Процесс генерации ИВЧ в радиаторе можно описать следующим образом: при движении в радиаторе заряженная частица поляризует атомы среды вблизи траектории, и согласно принципу Гюйгенса, каждая точка траектории заряда становится источником сферических волн. Если скорость частицы v постоянна и больше фазовой скорости распространения электромагнитных волн в среде $c/n(\omega)$, эти сферические волны конструктивно интерферируют, что приводит к образованию конического волнового фронта за частицей («черенковский конус»), нормаль к этому волновому фронту образует угол («черенковский угол») с направлением вектора скорости частицы:

$$\cos \theta_C = 1/n(\omega)\beta, \quad (1)$$

где ω - частота черенковского фотона; $n(\omega)$ - показатель преломления радиатора на частоте ω ; $\beta = v/c$.

В разделе 1.2 обсуждаются три различных способа решения задачи об излучении заряда, движущегося в среде, в рамках классической электродинамики. Приведен вывод формулы для спектрально-угловых распределений излучения заряженной частицы, движущейся в радиаторе конечной толщины по

произвольной траектории $\mathbf{r}(t)$, на основе которой будут проводиться дальнейшие расчеты:

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{(Ze)^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} n(\omega) \left| \int_0^T \mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \mathbf{v}(t)] \exp \left[i \omega \left(t - n(\omega) \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)}{c} \right) \right] dt \right|^2, \quad (2)$$

где c - скорость света в вакууме; $\mathbf{r}(t)$ - произвольная траектория частицы; T - время движения в радиаторе; Ze - заряд иона; $\lambda = 2\pi c/\omega$ - длина волны ИВЧ; $\mathbf{v}(t) = \{v_x(t), v_y(t), v(t)\}$ - вектор скорости иона; $\mathbf{n} = \{\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta\}$ - единичный вектор, определяющий направление излучения.

В *разделе 1.3.1* рассмотрено прямолинейное движение РТИ вдоль оси z со скоростью $v(t)$. В этом случае формула (2) принимает вид (интегрирование по времени заменено интегрированием по траектории $v(t)dt = dz$, $t(z) = \int_0^z d\xi/v(\xi)$):

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{(Ze \sin \theta)^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} n(\omega) \left| \int_0^L \exp \left[i \omega \left(t(z) - n(\omega) \frac{z \cos \theta}{c} \right) \right] dz \right|^2, \quad (3)$$

где L - толщина радиатора.

В *разделе 1.3.2* рассматривается равномерное и прямолинейное движение РТИ вдоль оси z ($v(t) = v_0 = \text{const}$). В этом случае путем преобразований выражения (2) можно получить формулы (которые в литературе называют формулами Тамма-Франка), согласно которым угловые распределения ИВЧ РТИ имеют резкий максимум в окрестности черенковского угла, определяемого соотношением (1). В основополагающей работе Тамма и Франка рассматривался случай равномерного и прямолинейного движения быстрой заряженной частицы. В дальнейшем теория ИВЧ развивалась многими авторами.

Раздел 1.3.3 посвящен краткому описанию работы [17] по исследованию влияния многократного рассеяния на угловые распределения ИВЧ электронов. Однако в нашем случае в силу большой массы РТИ многократным рассеянием можно пренебречь.

Раздел 1.3.4 посвящен краткому описанию работы [18], где впервые рассматривалось влияние торможения РТИ на угловые распределения ИВЧ в тонком радиаторе. Также, в этом разделе приводится краткое описание работы [19], в которой был предложен метод расчета угловых распределений ИВЧ РТИ с учетом торможения, основанный на использовании программного пакета SRIM [20] для вычисления скорости РТИ в зависимости от глубины проникновения в радиатор.

Мотивацией к выполнению настоящей работы послужил тот факт, что область применимости работ [18, 19] достаточно ограничена. Подход, описанный в [18], применим только для тонкого радиатора, к тому же не указан способ расчета потерь энергии, в [19] предлагается использование программного пакета SRIM, однако он не применим в случае больших энергий РТИ (соответствующих параметрам ускорителей FAIR, LHC). Влияние торможения на спектральные распределения и поляризационные свойства ИВЧ РТИ в литературе не обсуждалось. В соответствии с этим, необходимо было разработать компьютерный код для как можно более точного вычисления угловых и спектральных характеристик, а также исследования поляризационных свойств ИВЧ РТИ с учетом торможения в твердотельных радиаторах любой толщины в широком диапазоне энергий в соответствии с параметрами существующих (НИМАС, SPS, LHC) и будущих (FAIR) ускорителей тяжелых ионов.

Во второй главе предложены различные методы расчета спектрально-угловых распределений ИВЧ РТИ с учетом торможения. В *разделе 2.1* получены формулы для расчета спектрально-угловых распределений ИВЧ РТИ с учетом торможения в приближении тонкого радиатора (метод 1), впервые предложенном в [18], и выявлен ряд неточностей в конечных формулах, представленных в работе [18]. Преимущество данного метода - в скорости вычислений, недостаток - в отсутствии четкого критерия применимости. Уже в тонком радиаторе формулы для спектрально-угловых распределений ИВЧ РТИ содержат интегралы Френеля и предсказывают появление сложной дифракционно-подоб-

ной структуры как угловых, так и спектральных распределений ИВЧ РТИ.

В разделе 2.2 получены формулы для оценки ширины угловых распределений ИВЧ РТИ с учетом торможения в тонком радиаторе для фиксированной длины волны ИВЧ (раздел 2.2.1):

$$\Delta\theta_S = \frac{S(E_0)L}{\gamma_0^3\beta_0^2Mc^2} \frac{1}{\sqrt{(n(\lambda)\beta_0)^2 - 1}}. \quad (4)$$

и для спектрального диапазона $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0$ (раздел 2.2.2):

$$\Delta\theta_{S\lambda} \cong \left(\frac{\Delta n(\lambda)}{n(\lambda_1)} + \frac{n(\lambda_0)}{n(\lambda_1)} \frac{S(E_0)L}{\gamma_0^3\beta_0^2Mc^2} \right) \frac{1}{\sqrt{(n(\lambda)\beta_0)^2 - 1}}. \quad (5)$$

где E_0 , γ_0 , v_0 - начальная кинетическая энергия (далее - просто «энергия»), релятивистский фактор и скорость РТИ на влете в радиатор; Mc^2 - масса покоя РТИ; $-dE/dz = S(E_0)$ - ионизационные потери энергии РТИ (тормозная способность радиатора или торможение) $n(\lambda)$ - показатель преломления радиатора для длины волны ИВЧ λ .

Показано, что ширина угловых распределений ИВЧ РТИ уже в тонком радиаторе зависит от параметров радиатора (толщина, показатель преломления, тормозная способность) и характеристик РТИ (начальная энергия, заряд, масса).

Раздел 2.3.1 посвящен описанию предложенного нами метода расчета спектрально-угловых распределений ИВЧ РТИ в радиаторе произвольной толщины (метод 2). Радиатор толщиной L разбивается на $N \gg 1$ тонких слоев толщиной $\Delta z = L/N$, и энергия на входе в каждый слой вычисляется, исходя из потерь энергии в предыдущем слое: $E_i = E_{i-1} - S(E_{i-1})\Delta z$. Таким образом можно получить наиболее точные значения энергии (скорости) РТИ в каждой точки траектории внутри радиатора, и интегрирование в (3) заменить суммированием по всем N слоям. Данный метод дает наиболее точный результат, однако требует значительных вычислительных ресурсов.

В Разделе 2.3.2 представлен предложенный нами метод расчета спектрально-угловых распределений ИВЧ РТИ с помощью линейной аппрок-

симации значений энергии РТИ в зависимости от глубины проникновения z в радиатор (метод 3). В данном методе зависимость $E(z)$ строится на основе начальной и конечной энергий РТИ. Выбор линейной аппроксимации обусловлен тем, что в этом случае зависимость $t(z)$ вычисляется аналитически, что ускоряет процесс вычисления интеграла в (3).

В *Разделе 2.4* рассмотрены способы расчета торможения РТИ. Показано, что для наиболее точного расчета торможения РТИ должен быть использован программный пакет АТІМА [14], специально разработанный в GSI на основе новой теории Линдхарда-Соренсена для наиболее точного вычисления торможения РТИ с учетом различных релятивистских поправок.

В третьей главе представлены расчеты угловых распределений ИВЧ РТИ с учетом торможения. *Раздел 3.1* посвящен сравнению результатов расчетов угловых распределений ИВЧ РТИ с учетом торможения тремя различными методами, предложенными в Главе 2. Показано, что метод 2 может быть использован вплоть до сравнительно больших толщин радиатора, тогда как результаты расчетов по методу 1 уже дают значительное отклонение от точных (по методу 3) и нет четкого критерия применимости метода. В связи с этим все расчеты спектрально-угловых распределений ИВЧ РТИ с учетом торможения, приведенные в диссертационной работе, выполнены с использованием метода 2.

В *Разделе 3.2* проведены расчеты зависимости ширины и формы угловых распределений ИВЧ РТИ от толщины радиатора, заряда РТИ, длины волны излучения, материала радиатора, начальной энергии РТИ, массы РТИ. Также продемонстрировано влияние способа описания ионизационных потерь энергии РТИ (расчеты согласно формуле Бете или с помощью программного пакета АТІМА) на угловые распределения ИВЧ. Отличие в значениях ионизационных потерь энергии приводит к такому же или большему масштабу изменения ширины угловых распределений ИВЧ (рис. 1).

В области энергий РТИ до 1-5 ГэВ/нуклон учет торможения РТИ при-

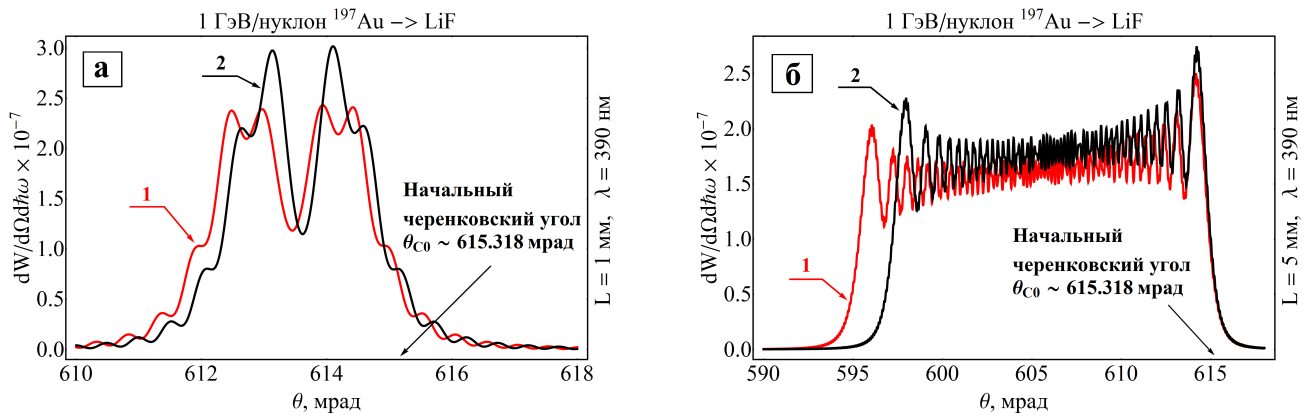


Рис. 1. Угловые распределения ИВЧ РТИ ^{197}Au с начальной энергией $E_0 = 1$ ГэВ/нуклон в радиаторе LiF толщиной а) $L = 1$ мм б) $L = 5$ мм. Длина волны 390 нм. Красная и черная кривые – расчеты с использованием программного пакета АТИМА и по формуле Бете.

водит к уширению и появлению сложной дифракционно-подобной структуры угловых распределений ИВЧ РТИ (см. рис. 2). Также, из рис. 2 хорошо видно, что на графике с учетом торможения (рис. 2, справа) интенсивность ИВЧ меньше, чем на графике без учета торможения (рис. 2, слева), однако, за счет уширения углового распределения ИВЧ, интегральная интенсивность практически не изменяется.

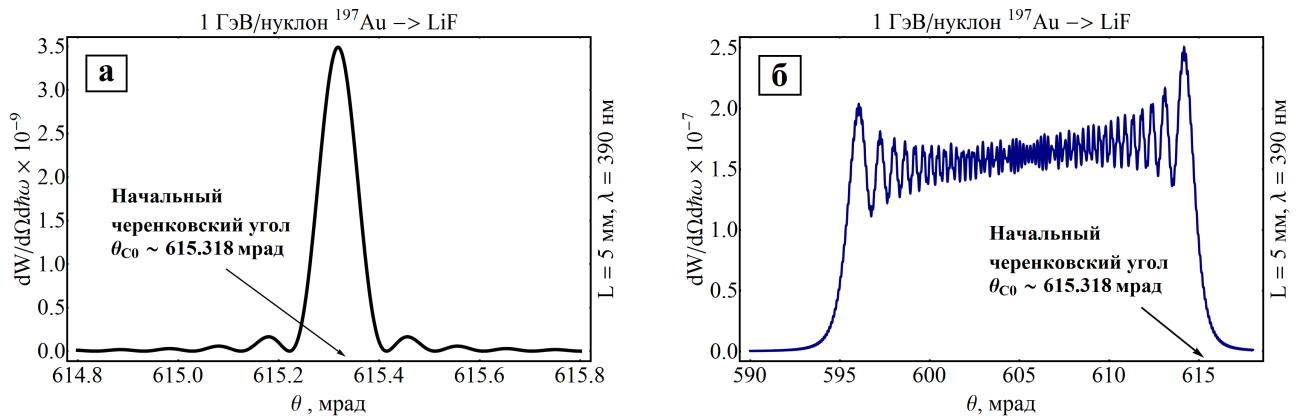


Рис. 2. Угловые распределения ИВЧ РТИ ^{197}Au с начальной энергией $E_0 = 1$ ГэВ/нуклон в радиаторе LiF толщиной $L = 5$ мм. Длина волны излучения – 390 нм: а) расчеты без учета ионизационных потерь энергии РТИ в радиаторе (по формулам Тамма-Франка); б) расчеты с учетом ионизационных потерь энергии РТИ в радиаторе.

Далее, в разделе *Разделе 3.3* представлены расчеты угловых распределений ИВЧ для РТИ более высоких энергий (10-3000 ГэВ/нуклон) в соответствии

с параметрами ускорителей FAIR и LHC. В этой области энергий торможение РТИ практически не влияет на форму угловых распределений ИВЧ (относительное изменение скорости РТИ мало, и конечное значение $\beta = v/c$, как и начальное, очень близко к 1), которая остается близкой к форме распределений Тамма-Франка (без учета торможения), см. рис. 3.

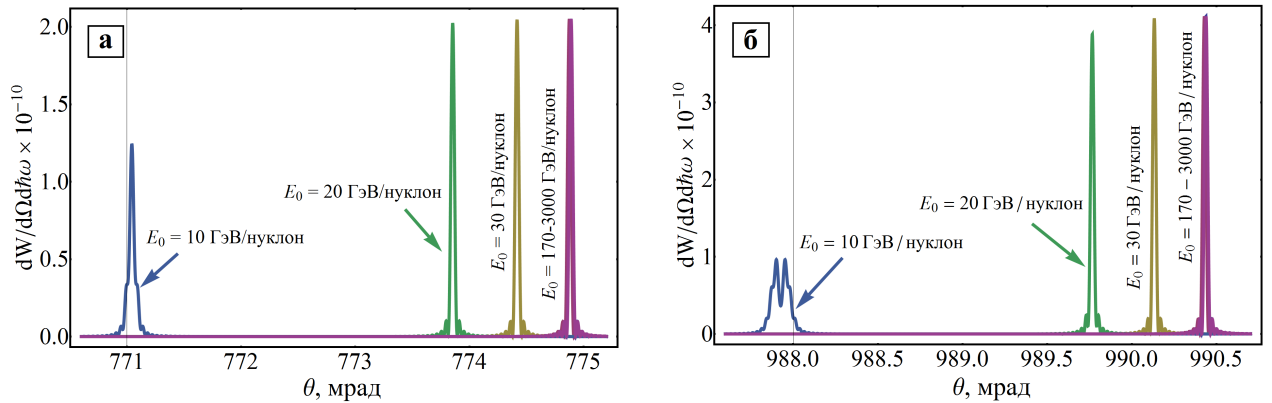


Рис. 3. Угловые распределения ИВЧ РТИ а) ^{197}Au с энергиями 10-3000 ГэВ/нуклон в радиаторе LiF толщиной $L = 1$ см ; б) РТИ ^{207}Pb с энергиями 10-3000 ГэВ/нуклон в радиаторе PbF_2 толщиной $L = 1$ см.

Таким образом, мы выделяем три различных диапазона значений начальных энергий РТИ:

- Первый диапазон ($E_0 < 1\text{-}5$ ГэВ/нуклон) - наиболее интересен с точки зрения исследования фундаментальных свойств ИВЧ РТИ и их возможных применений, т.к. ионизационные потери энергии РТИ оказывают сильное влияние на угловые распределения ИВЧ: угол излучения фотонов ИВЧ существенно меняется, возникает сложная дифракционно-подобная структура угловых распределений ИВЧ.
- Следующий диапазон (5 ГэВ/нуклон $< E_0 < 100$ ГэВ/нуклон): угол излучения фотонов ИВЧ изменяется в меньшей степени, но форма угловых распределений ИВЧ остается близкой к форме распределений Тамма-Франка, дифракционно-подобная структура практически исчезает (при разумной толщине радиатора).

- Последний диапазон ($E_0 > 100$ ГэВ/нуклон): при движении РТИ в радиаторе угол излучения черенковских фотонов практически не изменяется, угловые распределения ИВЧ остаются по форме близкими к распределениям Тамма-Франка, дифракционно-подобная структура отсутствует. Здесь необходимы дополнительные исследования вкладов в полные потери энергии РТИ, что выходит за рамки настоящей работы.

Отметим, что границы диапазонов сильно зависят от типа ионов и радиатора.

В *Разделе 3.4* представлено применение разработанной в Главе 2 теории ИВЧ РТИ с учетом торможения к интерпретации экспериментов по регистрации ИВЧ РТИ фотографическим методом на ускорительном комплексе SIS в GSI [11, 12], не получивших в свое время должной теоретической интерпретации. В [11] наблюдалась необычная зависимость ширины колец ИВЧ от толщины радиатора. Корректный учет торможения РТИ в радиаторе, параметров пучка и спектральной чувствительности регистрирующей аппаратуры позволил нам впервые количественно и качественно объяснить результаты эксперимента (рис. 4). Необычная зависимость между шириной угловых распределений РТИ и толщиной радиатора объяснена нами теоретически и подтверждена численными расчетами, как эффект торможения РТИ в радиаторе.

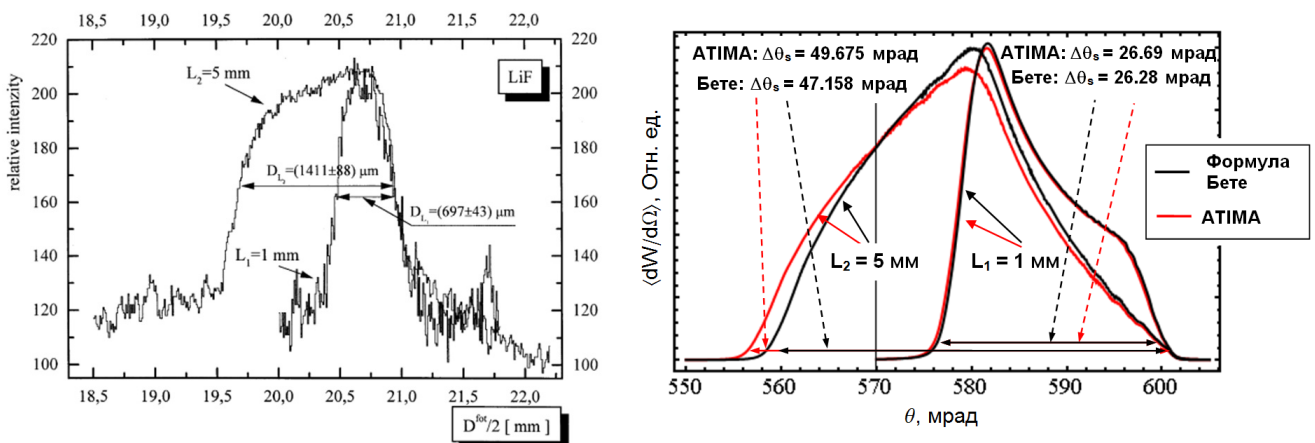


Рис. 4. ИВЧ РТИ ^{197}Au с начальной энергией $E_0 = 905 \pm 5$ МэВ/нуклон для радиаторов LiF толщиной $L = 1$ мм и $L = 5$ мм: а) результат фотометрирования интенсивности колец ИВЧ РТИ [11]; б) рассчитанные нами угловые распределения ИВЧ РТИ.

В четвертой главе *раздел 4.1* посвящен исследованию спектральных распределений ИВЧ РТИ с учетом торможения. Показано, что при учете торможения спектральные распределения ИВЧ РТИ, как и угловые, имеют сложную дифракционно-подобную структуру (см. рис. 5). Чем больше заряд РТИ, тем сильнее торможение, сложнее структура и больше ширина спектральных распределений ИВЧ для одинаковых начальных энергий РТИ.

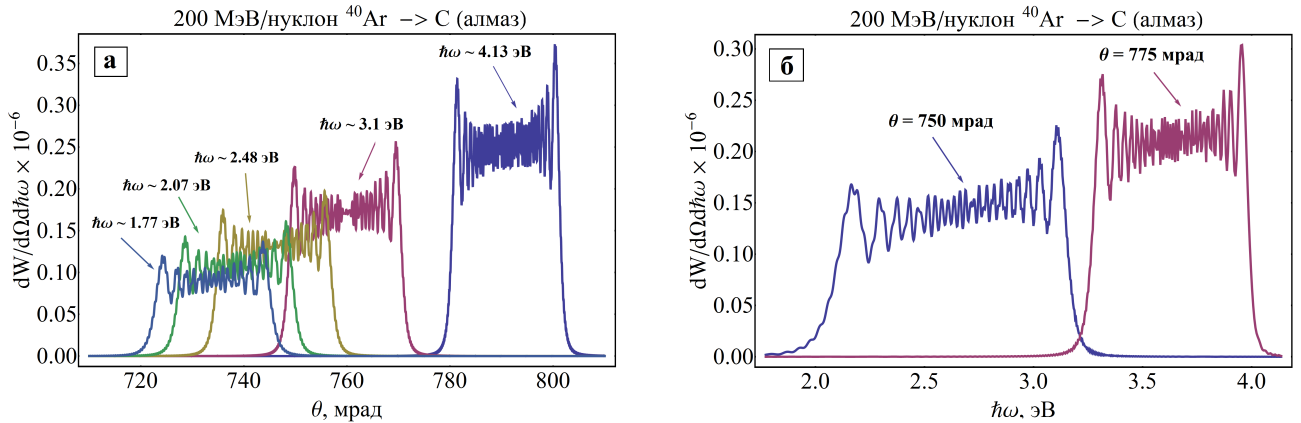


Рис. 5. ИВЧ РТИ ^{40}Ar с начальной энергией $E_0 = 200$ МэВ/нуклон в радиаторе С (алмаз) толщиной $L=1$ мм с учетом торможения: а) угловые распределения для $\lambda = 300, 400, 500, 600$ и 700 нм ($\hbar\omega \approx 4.13, 3.1, 2.48, 2.07$ и 1.77 эВ); б) спектральные распределения для двух углов излучения $\theta = 750$ мрад и $\theta = 775$ мрад.

В *разделе 4.1.1* получена формула для оценки ширины спектральных распределений ИВЧ РТИ в тонком радиаторе и с использованием приближенного выражения $n(\lambda) = a + b/\lambda$ (тогда $\Delta n(\lambda) = b(1/\lambda_{min} - 1/\lambda_{max})$) для зависимости показателя преломления радиатора от длины волны:

$$\Delta\hbar\omega = \frac{S(E_0)L}{\cos\theta_C\gamma_0^3\beta_0^3Mc^2} \frac{2\pi c\hbar}{b}, \quad (6)$$

где $\hbar\omega$ - энергия фотонов ИВЧ; b - подгоночный параметр;

$\theta_C = \arccos(c/n(\omega)v)$ - выбранный угол излучения, которому удовлетворяют фотоны ИВЧ различной частоты, испущенные РТИ при движении в радиаторе со скоростью в диапазоне $v = v_0 \div v_1$ (v_0 и v_1 начальная и конечная скорости РТИ в радиаторе). Формула (6) применима, если конечная энергия (скорость) РТИ в радиаторе больше минимальной пороговой энергии (скорости) возник-

новения ИВЧ E_{th}^{min} . Пороговая энергия ИВЧ для частоты ω определяется соотношением:

$$E_{th}(\omega) = \left(\frac{n(\omega)}{\sqrt{n^2(\omega) - 1}} - 1 \right) Mc^2. \quad (7)$$

Раздел 4.2 посвящен исследованию спектральных распределений ИВЧ РТИ с энергиями, близкими к пороговым энергиям ИВЧ в радиаторе (в выбранном спектральном диапазоне). Вводится величина, условно названная длиной генерации ИВЧ, - пройденный РТИ в радиаторе путь, после которого энергия РТИ становится ниже пороговой энергии $E_{th}(\omega)$ ИВЧ для заданной частоты. Показано, что с ростом толщины радиатора ширина и форма спектральных распределений ИВЧ РТИ постепенно перестают изменяться. Как только толщина радиатора превысит все длины генерации для выбранного спектрального диапазона, ИВЧ в оставшейся части радиатора перестает генерироваться.

В *Разделе 4.3* обсуждается влияние торможения РТИ в радиаторе на поляризационные свойства ИВЧ. Если скорость РТИ при движении в радиаторе уменьшается вследствие ионизационных потерь энергии, то уменьшается и черенковский угол θ_C и изменяется направление вектора $\mathbf{n} = \{\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta\}$. Как следствие – изменяется направление вектора поляризации $\mathbf{e}_2 \perp \mathbf{n}$. Единичный вектор поляризации \mathbf{e}_2 характеризует направление вектора напряженности электрического поля \mathbf{E} . Степень изменения направления вектора поляризации зависит от толщины радиатора – чем толще радиатор, тем сильнее уменьшается скорость РТИ и сильнее изменяется направление вектора \mathbf{e}_2 . В соответствии с уширенным угловым распределением возникает множество (веер) направлений вектора линейной поляризации, характеризующееся диапазоном изменения угла ИВЧ: $\Delta\theta_p = \theta_{C0} - \theta_{C1}$. В тонком радиаторе

$$\Delta\theta_p = \frac{1}{n(\omega) \sin \theta_{C0}} \left(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_0} \right) \cong \frac{S(E_0)L}{\beta_0^3 \gamma_0^3 Mc^2 n(\omega) \sin \theta_{C0}}, \quad (8)$$

где $\theta_{C0}, \theta_{C1}, \beta_0 = v_0/c, \beta_1 = v_1/c$ - черенковские углы и скорости РТИ на влете и вылете из радиатора соответственно.

Таким образом, величина $\Delta\theta_p$, как и ширины угловых - $\Delta\theta_S$, $\Delta\theta_{S\lambda}$ и спектральных - $\Delta\hbar\omega$ распределений ИВЧ РТИ, зависит от длины волны излучения, параметров радиатора (толщина, тормозная способность) и характеристик РТИ (начальная энергия, заряд, масса).

В Заключение перечислены все основные результаты, полученные в диссертационной работе:

1. Проведено детальное теоретическое исследование влияния торможения на характеристики ИВЧ РТИ (спектрально-угловые распределения, поляризация). Получены формулы и предложены три метода расчета спектрально-угловых распределений ИВЧ РТИ. Также, получены формулы для оценки ширин угловых (для фиксированной длины волны ИВЧ и для диапазона длин волн) и спектральных распределений ИВЧ РТИ с учетом торможения в тонком радиаторе.
2. Вследствие торможения РТИ в радиаторе возникают следующие особенности ИВЧ: зависимость ширины как угловых, так и спектральных распределений ИВЧ РТИ от длины волны ИВЧ, параметров радиатора (толщина, тормозная способность, показатель преломления) и характеристик РТИ (начальная энергия, заряд, масса); появление множества (веера) направлений вектора линейной поляризации в соответствии с уширенным угловым распределением. Для РТИ с энергиями, близкими к пороговой энергии ИВЧ для выбранной длины волны, существует эффективная длина генерации ИВЧ (толщина радиатора), после которой спектр ИВЧ для этой длины волны перестает изменяться. Чем толще радиатор, тем шире спектральные распределения ИВЧ, до тех пор, пока толщина не превысит максимальную длину генерации ИВЧ для выбранного спектрального диапазона.
3. Разработан компьютерный код (в двух вариантах - на C++ и для программного пакета Mathematica © [12]) для расчета спектрально-угловых

характеристик ИВЧ РТИ с учетом торможения для различных параметров радиатора и пучка РТИ. Торможение РТИ в радиаторе рассчитывается по формуле Бете и/или с помощью программного пакета АТІМА. Отличие в значениях, полученных с помощью различных способов описания ионизационных потерь энергии РТИ в радиаторе, приводит к такому же или большему масштабу изменения ширины угловых распределений ИВЧ РТИ.

4. С помощью созданного компьютерного кода проведены расчеты ИВЧ РТИ с учетом торможения для энергий существующих (НИМАС, SPS, LHC) и будущих (FAIR) ускорителей тяжелых ионов. В результате расчетов выделены три характерных диапазона начальных энергий РТИ, в каждом из которых торможение в различной степени влияет на спектрально-угловые распределения ИВЧ РТИ.
5. Необычная зависимость ширины угловых распределений ИВЧ РТИ от толщины радиатора, обнаруженная экспериментально [11], объяснена нами теоретически как эффект торможения РТИ в радиаторе. Получено хорошее качественное и количественное согласие результатов фотометрирования интенсивности колец ИВЧ в [11] и расчетов, выполненных с использованием разработанного компьютерного кода.
6. Обнаруженные особенности ИВЧ РТИ, возникающие вследствие торможения РТИ в радиаторе, меняют представление о фундаментальных свойствах ИВЧ в случае РТИ: спектрально-угловые распределения ИВЧ РТИ сложны и содержат дополнительную информацию о заряде, массе и энергии РТИ. С одной стороны, специфичное уширение спектральных и угловых распределений ИВЧ, вызванное торможением, наряду с известным эффектом - хроматической абберацией, может повлиять на эффективность черенковских детекторов в случае применений на пучках РТИ. По-

явление множества направлений вектора линейной поляризации ИВЧ также может привести к потере фотонов, если в черенковских детекторах используются поляризаторы. С другой стороны, появляется способ расширить возможности современных черенковских детекторов (например, RICH, DIRC): ширина кольца ИВЧ РТИ, содержащая дополнительную информацию о заряде и массе РТИ, может быть точно измерена с помощью современных CCD камер.

Список публикаций

- a. Fiks E.I., Bogdanov O.V., Pivovarov Yu.L. New peculiarities in angular distribution of Cherenkov radiation from relativistic heavy ions caused by their stopping in radiator: numerical and theoretical research // Journal of Physics: Conference Series. 2012. Vol. 357. P. 1-9.
- б. Фикс Е. И., Богданов О. В., Пивоваров Ю. Л. Угловое распределение черенковского излучения релятивистских тяжелых ионов с учетом торможения в радиаторе // ЖЭТФ. 2012. Т. 142, № 3(9). С. 442–452.
- с. Фикс Е. И., Пивоваров Ю. Л. О связи способа описания ионизационных потерь энергии релятивистских тяжелых ионов в радиаторе с формой спектрально-углового распределения излучения Вавилова-Черенкова // Известия ВУЗов. Физика. 2012. Т. 55, № 11/2. С. 130.
- д. Фикс Е. И., Пивоваров Ю. Л. Спектральные распределения излучения Вавилова-Черенкова релятивистских тяжелых ионов с учетом торможения в радиаторе // Известия ВУЗов. Физика. 2013. Т. 56, № 4. С. 88.
- e. Fiks E. I., Bogdanov O. V., Pivovarov Y. L., Geissel H., Scheidenberger C. Influence of slowing down in the radiator on the Cherenkov radiation angular distributions from relativistic heavy ions at FAIR, SPS and LHC energies //

Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2013. Vol. 309. P. 146-150.

<http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2013.01.064>.

- f. Fiks E. I., Bogdanov O. V., Pivovarov Y. L. Geissel H., Scheidenberger C., Ruzicka J. Slowing-down of relativistic heavy ions and its influence on angular distributions of Vavilov-Cherenkov radiation // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2013. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2013.05.033>.
- g. Фикс Е. И., Богданов О. В., Пивоваров Ю. Л. Угловое распределение черенковского излучения релятивистских тяжелых ионов с учетом торможения: изотопический эффект // Тезисы докладов ХLI международной конференции ФВЗЧК-2011 / Под ред. М. И. Панасюк. 2011. С. 62.
- h. Fiks E. I., Bogdanov O. V., Pivovarov Y. L. New peculiarities in angular distributions of the Cherenkov radiation from relativistic heavy ions caused by their stopping in radiator: numerical and theoretical research // Abstracts of the IX International Symposium RREPS-11. 2011. P. 19.
- i. Фикс Е. И., Богданов О. В., Пивоваров Ю. Л. О влиянии торможения релятивистских тяжелых ионов в радиаторе на угловые распределения черенковского излучения // Тезисы докладов ХLII международной конференции ФВЗЧК-2012 / Под ред. М. И. Панасюк. 2012. С. 23.
- j. Fiks E. I., Bogdanov O. V., Pivovarov Y. L. et al. Influence of slowing down in the radiator on the Cherenkov radiation angular distributions from relativistic heavy ions at FAIR, SPS and LHC energies // Abstracts of the 5th International Conference Channeling-2012. 2012. P. 191.
- k. Fiks E. I., Bogdanov O. V., Pivovarov Y. L. et al. Stopping of relativistic heavy ions and its influence on angular distributions of Cherenkov radiation // Abstracts of the 8th International Symposium SHIM-2012. 2012. P. 326.

1. Фикс Е. И., Богданов О. В., Пивоваров Ю. Л. Изменение спектра черенковского излучения релятивистских тяжелых ионов при торможении в радиаторе // Тезисы докладов XLIII международной конференции ФВЗЧК-2013 / Под ред. М. И. Панасюк. 2013. С. 47.

Цитированная литература

1. Тамм И. Е., Франк И. М. Когерентное излучение быстрого электрона в среде // ДАН СССР. 1937. Т. 14. С. 107.
2. Зрелов В. П. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Москва: Атомиздат, 1968. Т. I, II.
3. Группен К. Детекторы элементарных частиц. Новосибирск: Сибирский хронограф, 1999.
4. Харжеев Ю. Н. Современные тенденции в методах идентификации заряженных частиц при высоких энергиях // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2013. Т. 44, № 1. С. 226–304.
5. Vodopianov A. S., Zrelov V. P., Tyapkin A. A. Analysis of the anomalous Cherenkov radiation obtained in the relativistic lead ion beam at CERN SPS // Particles and Nuclei Letters. 2000. no. 2[99]. P. 35–41.
6. Zrelov V. P., Tyapkin A. A. More light on Cherenkov effect // CERN Courier. 1998. Vol. 39, no. 9. P. 7.
7. Тяпкин А. А. Экспериментальные указания о существовании тахионов // Препринт ОИЯИ. 1999. № Д1-99-292.
8. Тяпкин А. А. Об индуцированном излучении, вызванном заряженной релятивистской частицей в газе ниже черенковского порога // Краткие сообщения ОИЯИ. 1993. № 3(60)-93. С. 26–31.

9. Ruzicka J. Theoretical and experimental investigations of Vavilov-Cherenkov effect. PhD thesis // JINR Dubna. 1993. P. 591–595.
10. Ruzicka J. Investigation of possible applications of Cherenkov technique to measure average energy of beams of relativistic Au nuclei in energy range 0.64-0.99 GeV/u // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1996. Vol. 369. P. 23–28.
11. Ruzicka J. The Vavilov-Cherenkov radiation arising at deceleration of heavy ions in a transparent medium // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1999. Vol. 431. P. 148–153.
12. Ruzicka J. Vavilov-Cherenkov radiation emitted by heavy ions near the threshold // Vacuum. 2001. Vol. 63. P. 591–595.
13. Beringer J. Review of Particle Physics // Phys. Rev. D. 2012. Vol. 86. P. 323.
14. Weick H. ATIMA. URL: <http://www-linux.gsi.de/~weick/atima/>.
15. Lindhard J. U., Sorensen A. H. Relativistic theory of stopping for heavy ions // Phys. Rev. A. 1996. Vol. 53, no. 4. P. 2443–2456.
16. Wolfram. Mathematica. URL: <http://www.wolfram.com/mathematica/>.
17. Dedrick G. K. The influence of multiple scattering on the angular width of Cherenkov radiation // Phys. Rev. 1952. Vol. 87. P. 891–896.
18. Kuzmin E. S., Tarasov A. V. Diffraction like effects in angular distribution of Cherenkov radiation from heavy ions // JINR Rapid Communications. 1993. Vol. 4[61]–93. P. 64–69.
19. Altapova V. R., Bogdanov O. V., Pivovarov Y. L. Cherenkov radiation from relativistic heavy ions taking account of their slowing down in radiator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 2009. Vol. 267. P. 896–900.
20. Ziegler J. F. SRIM. URL: <http://srim.org/SRIM/SRIMLEGL.htm>.