

На правах рукописи



Поздеева Татьяна Олеговна

**ВОЛНОВАЯ ЗОНА И СВОЙСТВА РЕЛЯТИВИСТСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ**

Специальность 01.04.02–теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико–математических наук

Томск – 2006

Работа выполнена в ГОУ ВПО "Томский государственный университет"

Научный руководитель: Профессор кафедры теоретической физики Томского государственного университета, доктор физико-математических наук, профессор Бордовицын В.А.

Официальные оппоненты: Проректор по учебной работе Томского государственного педагогического университета, доктор физико-математических наук, профессор Эпп В.Я.

Профессор кафедры теоретической и экспериментальной физики Томского политехнического университета, доктор физико-математических наук, профессор Пивоваров Ю.Л.

Ведущая организация: Физический факультет Московского государственного университета

Защита состоится " 19 " октября 2006 г. в 14³⁰ часов на заседании Диссертационного совета Д 212.267.07 при Томском государственном университете по адресу: 634050, Томск, пр. Ленина, 36.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Томского государственного университета.

Автореферат разослан " ____ " _____ 2006 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
ст. научный сотрудник



Ивонин И.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Вопросы электромагнитного излучения релятивистских частиц занимают видное место в программах многих отечественных и международных научных центров, специализирующихся на исследованиях синхротронного излучения и физики частиц высоких энергий (ОИЯИ (Дубна), ИЯФ им. Будкера СО РАН, DESY (Гамбург), SLAC (Стэнфорд) и др.).

Экспериментальные свойства синхротронного излучения (непрерывный спектр, простирающийся вплоть до гамма-излучения, большая интенсивность и высокая степень поляризации), оказавшиеся в полном согласии с его теоретическим описанием привели к широким теоретическим и физико-техническим приложениям синхротронного излучения в экспериментах с поляризованными пучками, в физике частиц высоких энергий, в спектроскопии твердого тела (фотоэлектронная спектроскопия, кристаллография, рентгеновская люминисценция и т. д.), в химии (наблюдение развития реакций), в биологии (исследование структуры молекул ДНК), в медицине (фильтрация крови), в геологии (элементный анализ), в экологии (анализ атмосферных аэрозолей, почвы и воды) и в создании новых прогрессивных технологий (микроэлектроники, микротехники, новых композиционных материалов) и т. д. Методы, разработанные в процессе развития теории синхротронного излучения, открывают большие возможности в исследовании физических процессов в экстремальных условиях (сверхсильные магнитные поля и сверхвысокие энергии), что очень важно для многих астрофизических приложений. Механизм когерентного синхротронного излучения широко обсуждается как возможный источник гамма-излучения космических объектов и галактического фонового излучения.

Актуальность теоретических исследований в области теории излучения релятивистских частиц объясняется также тем, что излучение произвольно движущихся релятивистских электронов, как оказалось, по своим свойствам совпадает с синхротронным излучением. Кроме того в процессе исследований синхротронного излучения выяснилось, что при скоростях электронов, близких к скорости света, все более начинают проявляться индивидуальные свойства электронов, а это очень важно для фундаментальных исследований свойств электрона и других элементарных частиц.

Теория синхротронного излучения была разработана А. А. Соколовым, Н. П. Клепиковым, И. М. Терновым, В. Г. Багровым и др. Эта теория до сих пор находится в прекрасном согласии с экспериментом и в этом смысле является примером всесторонне изученного физического явления.

Тем не менее, отдельные вопросы теории релятивистского и синхротронного излучения до сих пор оставались неясными. Наиболее ярким примером является парадокс отсутствия силы радиационного трения при излучении электрона, равномерно ускоренного в однородном электрическом поле (гиперболически ускоренный электрон). Несмотря на то, что поле равноускоренного заряда впервые было рассмотрено почти 100 лет назад, проблема излучения при гиперболическом ускорении на протяжении многих лет вызывала бурные дискуссии, сопровождавшиеся довольно противоречивыми публикациями. Всесторонний анализ и обзор литературы по этому вопросу можно найти в книге В. Л. Гинзбурга "Теоретическая физика и астрофизика" (М.: Наука, 1981, Глава 3). Тем не менее, и в этих многочисленных работах до сих пор нигде не было простой и наглядной интерпретации этого удивительного феномена природы.

Другой очень важной в практическом отношении проблемой релятивистского излучения является когерентность синхротронного излучения. Теория когерентного синхротронного излучения, начиная с Г. Шотта, Д. Д. Иваненко и А. А. Соколова также разрабатывалась очень давно. Однако долгое время традиционный способ обсуждения когерентного синхротронного излучения состоял в том, что сначала строилась машина для получения синхротронного излучения (бетатрон, микротрон, синхротрон, ондулятор, вигг-

лер), а уже потом возникала дискуссия о возможности наблюдения эффекта когерентного синхротронного излучения для сформировавшихся распределений плотности электронных пучков. Возможно, эта ситуация была связана с тем, что согласно общепринятой и к тому же экспериментально подтвержденной точке зрения обычное синхротронное излучение не является когерентным, а максимум когерентного синхротронного излучения, как известно, смещается в длинноволновый диапазон спектра. Первые проявления эффекта когерентного синхротронного излучения были зафиксированы в 1984 г. на синхротроне SRS в Дарсбери. В 1989г. на основе линейного ускорителя Tohoku (linac), были построены специальные установки для наблюдения когерентного синхротронного излучения сгустков электронных пучков в далеком инфракрасном диапазоне. Энергия электронов составляла 150 MeV при длине сгустков электронов порядка миллиметров. Результаты проведенных исследований оказались в хорошем согласии с теорией когерентного синхротронного излучения. Однако дальнейшие исследования когерентного синхротронного излучения на этом и ограничились. Теоретические возможности получения сверхмощного когерентного синхротронного излучения в зависимости от специально заданной конфигурации электронных пучков оставались мало изученными.

Эти и другие нерешенные проблемы теории релятивистского излучения стали объектом всестороннего изучения в данной работе с принципиально новых позиций.

Цель работы. Развитие теории релятивистского и синхротронного излучения на основе более глубоких исследований свойств волновой зоны излучения релятивистских частиц и взаимодействия создаваемых ими полей.

Научная новизна.

1. Впервые показана взаимосвязь формализма Хевисайда-Фейнмана и метода прямого дифференцирования потенциалов Лиенара-Вихерта. Разработана техника ковариантного дифференцирования потенциалов Лиенара-Вихерта и продемонстрированы преимущества этого метода.
2. Исследована пространственная структура волновой зоны излучения произвольно движущегося заряда. Установлено, что в частном случае гиперболического движения волновая зона излучения обладает сферической симметрией. Этим объяснен хорошо известный парадокс отсутствия в данном случае силы радиационного трения.
3. Сформулирован дифференциальный закон сохранения плотности энергии-импульса произвольно движущегося релятивистского заряда в наиболее общем виде. На этой основе получена сила радиационного трения путем интегрирования по замкнутой гиперповерхности, окружающей мировую линию точечного заряда, для двух близких моментов собственного времени. Прделанные вычисления проясняют происхождение динамической и статической электромагнитных масс.
4. Исследована возможность получения сверхмощного когерентного излучения для различных конфигураций сгустков релятивистских электронов. Систематизированы наиболее эффективные распределения релятивистских электронов в сгустках. Исследовано излучение в широком диапазоне спектра, включая области когерентного и некогерентного спектра излучения. При этом теоретически показано, что пик когерентного синхротронного излучения сдвигается в коротковолновую область по мере того, как длина сгустка уменьшается и при достижении значения критической длины волны, он оказывается в области максимума частоты одноэлектронного синхротронного излучения.
5. Рассмотрен вопрос получения сверхмощного когерентного синхротронного излучения серии сгустков. Теоретически показано: возможно построить ускорители нового

поколения, на которых будет наблюдаться сверхмощное релятивистское излучение, в том числе и монохроматическое когерентное синхротронное излучение. Дальнейший прогресс в этом направлении зависит от успеха в получении более компактных электронных сгустков.

Практическая ценность. Полученные в данной работе неизвестные ранее закономерности в теории релятивистского и синхротронного излучения открывают новые пути для экспериментального исследования этого излучения. Некоторые результаты, относящиеся, например, к свойствам сверхмощного когерентного синхротронного излучения могут использоваться для построения синхротронов нового поколения, а также для практического анализа механизма источников космического электромагнитного излучения.

Положения, выносимые на защиту:

1. Теоретическое исследование структуры волновой зоны излучения как источника информации о свойствах излучения релятивистских частиц.
 - а) Пространственная анизотропия волновой зоны произвольно движущегося заряда.
 - б) Наглядная интерпретация парадокса об отсутствии силы радиационного трения при наличии излучения гиперболически ускоренного заряда.
 - в) Сила радиационного трения как следствие дифференциального закона сохранения плотности энергии-импульса произвольно движущегося заряда.
 - г) Проявления эффективной электромагнитной массы электрона в динамике излучающего электрона.
2. Изучение эффектов когерентности в волновой зоне синхротронного излучения сгустков релятивистских электронов.
 - а) Свойства когерентного излучения отдельных электронных сгустков различных конфигураций.
 - б) Свойства излучения серии электронных сгустков как результат интерференции излучения отдельных сгустков, входящих в серию.
 - в) Предельный случай серии электронных сгустков, равномерно заполняющих всю орбиту.

Апробация результатов. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на признанных конференциях: "Radiation from relativistic electrons in periodic structures" (Lake Aya, Altai Mountains, Russia, 2001); "Radiation from relativistic electrons in periodic structures" (Tomsk, Russia, 2003); The 11th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics Symposium (Moscow, MSU, 2003). "VIII -ой Всероссийской конференции студентов, аспирантов и молодых ученых "Наука и образование" (Томск, 2004); The 12th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics Symposium (Moscow, MSU, 2005).

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 8-и печатных работах, указанных в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и библиографии, которая насчитывает из 149 наименований. Она содержит 16 рисунков. Общий объем диссертации составляет 98 страниц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Введение. Обоснована актуальность исследуемой проблемы, сформулирована цель и задачи диссертационной работы, перечислены полученные в диссертации новые результаты, их практическая ценность, представлены положения, выносимые на защиту

и описана структура диссертации.

Первая глава. Формализм Фейнмана-Хевисайда в теории излучения. В первой главе, которая имеет вспомогательный характер, проанализированы разные методы дифференцирования запаздывающих во времени выражений, которые используются для получения электромагнитных полей, создаваемых произвольно движущимся зарядом. Наиболее распространенным из них является прямое дифференцирование потенциалов Лиенара-Вихерта. Однако наряду с этим широко применяется формализм Хевисайда-Фейнмана. В данной главе показана взаимосвязь всех перечисленных выше методов. В разделе 1.3 дана нерелятивистская интерпретация ковариантного оператора синхронного дифференцирования. Кроме того нами разработана техника прямого синхронного ковариантного дифференцирования потенциалов Лиенара-Вихерта.

Разработанные в этой главе ковариантные методы дифференцирования запаздывающих потенциалов в теории релятивистского излучения более удобны и предпочтительны по сравнению с остальными, о чем свидетельствуют результаты, полученные в следующей главе.

Вторая глава. Волновая зона в теории релятивистского излучения. Эта глава посвящена проблемам излучения равномерно ускоренного заряда и происхождения динамической и статической электромагнитных масс.

В параграфе 2.1.1 продемонстрирован точный вывод критерия образования волновой зоны, определяющийся конфигурацией углового распределения мощности всех создаваемых зарядом электрических полей. Здесь впервые подмечено, что полная мощность связанных с зарядом чисто конвективных полей кулоновского типа равна нулю и не дает вклада в волновую зону.

В параграфе 2.2.2 волновая зона гиперболически ускоренного заряда получена предельным переходом от $\alpha = \pi/2$ к $\alpha = 0$. В этом особом случае критерий образования волновой зоны теряет зависимость от углов и принимает вид:

$$\tilde{r} \Big|_{\alpha=0} \gg \frac{c^2}{a} \beta(1 - \beta^2), \quad (1)$$

согласно уравнению движения гиперболически ускоренного заряда при больших временах ускорения t будем иметь

$$\tilde{r} \Big|_{\alpha=0} \gg ct, \quad (2)$$

где α – угол между направлением скорости и ускорения заряда, \tilde{r} – расстояние от заряда до наблюдателя. Таким образом, волновая зона гиперболически ускоренного заряда всегда присутствует и, как следует из рисунка 1, она появляется сферически симметричным образом на одинаковых расстояниях от заряда, а при $\beta \rightarrow 1$, как и должно быть, уходит на бесконечность. Что касается особых направлений, вдоль которых волновая зона уходит на бесконечность (здесь они соответствуют значениям $\theta = 0, \pi$) то, во-первых, при $\alpha \rightarrow 0$ конвективная зона вдоль этих направлений предельно истончается и, во-вторых, поскольку вдоль $\alpha = 0, \pi$ излучения вообще нет (см. рис. 1), следовательно, нет и соответствующей проекции силы радиационного трения. Вдоль всех других направлений излучение гиперболически ускоренного заряда есть, а силы радиационного трения нет, так как энергетические потери на создание электромагнитных полей по всем направлениям одинаковы и полностью компенсируют друг друга. В связи с этим парадоксальное отсутствие силы радиационного трения при гиперболическом ускорении заряда несмотря на наличие мощности самого излучения может рассматриваться как следствие полной сферической симметрии волновой зоны излучения.

После этого развивается общая теория релятивистского излучения на основе дифференциального закона сохранения плотности энергии-импульса произвольно движущегося

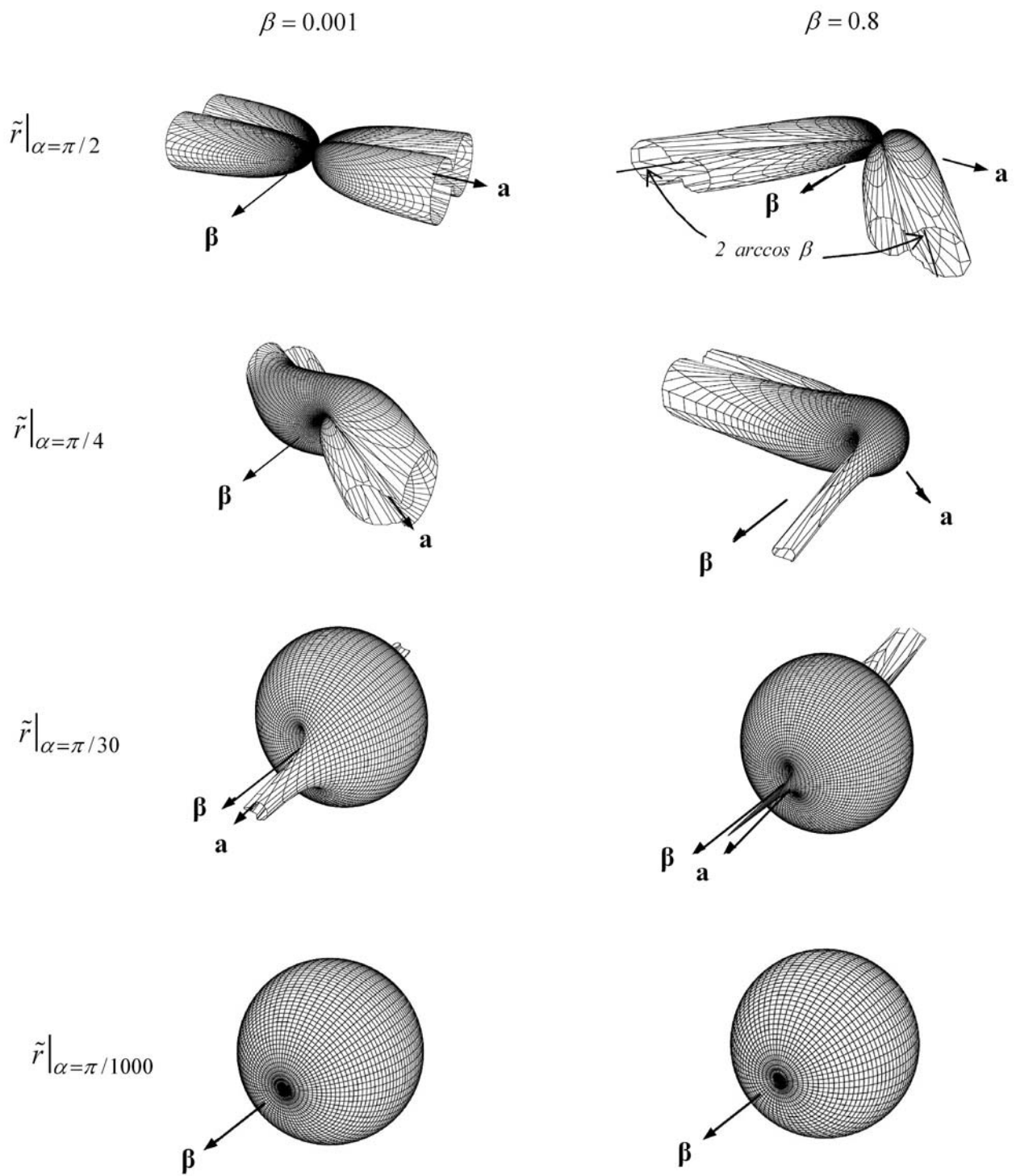


Рис. 1: Эволюция условного изображения волновой зоны излучения

гося релятивистского заряда, обеспечивающий в конечном итоге баланс всех сил, действующих на заряженную частицу, и получена сила радиационного трения путем интегрирования по замкнутой гиперповерхности, окружающей мировую линию точечного заряда, для двух близких моментов собственного времени.

В наиболее общем случае замкнутую гиперповерхность можно представить как совокупность элементов светового конуса и мировой трубки Баба (см. рис. 2а)

$$d\sigma_\nu = \varepsilon^2(e_\nu + \frac{\varepsilon}{c^2}k_\lambda w^\lambda k_\nu)d\Omega cd\tau. \quad (3)$$

Здесь

$$e_\nu = -c \frac{\tilde{r}_\nu}{\tilde{r}_\rho v^\rho} - \frac{1}{c}v_\nu, \quad (4)$$

– единичный пространственноподобный вектор, удовлетворяющий условиям

$$e_\nu e^\nu = 1, \quad v_\nu e^\nu = 0, \quad (5)$$

$k^\mu = c\tilde{r}^\mu/\tilde{r}_\rho v^\rho$ –светоподобный вектор, для которого выполняются соотношения

$$k^\nu k_\nu = 0, \quad v_\nu k^\nu = -c, \quad w_\nu k^\nu = w_\nu e^\nu. \quad (6)$$

Инвариантная величина

$$\varepsilon = -\tilde{r}_\rho v^\rho/c \equiv \tilde{r}^\lambda e_\lambda \quad (7)$$

играет роль радиуса сферической волны с телесным углом $d\Omega$ в системе покоя частицы.

Согласно (4) для $d\sigma_\nu$ можно получить также представление (см. рис. 2б)

$$d\sigma_\nu = \varepsilon^2[(1 + \frac{\varepsilon}{c^2}w_\lambda k^\lambda)k_\nu - \frac{1}{c}v_\nu]d\Omega cd\tau, \quad (8)$$

в котором обе нормали к замкнутой гиперповерхности $d\sigma_\nu$, в отличие от (3), являются внешними.

В простейшем случае, интегрируя

$$\frac{dP_{self}^\mu}{d\tau} = \frac{1}{c} \frac{d}{d\tau} \int D_\nu \mathcal{P}_{self}^{\mu\nu} d\Upsilon = \frac{1}{c} \frac{d}{d\tau} \int \mathcal{P}_{self}^{\mu\nu} d\sigma_\nu \quad (9)$$

по элементу замкнутой гиперповерхности

$$d\sigma_\nu = \varepsilon^2 e_\nu d\Omega cd\tau, \quad (10)$$

с пространственноподобной внешней нормалью, получаем

$$\frac{dP_{self}^\mu}{d\tau} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^5} (w_\rho w^\rho v^\mu + \frac{c^3}{\varepsilon} w^\mu). \quad (11)$$

При этом необходимо иметь в виду, что в правой части этого равенства все кинематические переменные берутся в траекторный момент времени $t(\tau)$, хотя все выражение в целом по-прежнему соответствует моменту наблюдения. Для получения силы радиационного трения на основе единого закона сохранения тензора плотности энергии-импульса в дифференциальной форме, действуем в рамках одного и того же замкнутого гиперпространства (см. рис. 3) и с этой целью в формуле (11) следует еще совершить предельный переход ¹

$$v^\mu \rightarrow v^\mu - w^\mu \Delta\tau, \quad w^\mu \rightarrow w^\mu - \dot{w}^\mu \Delta\tau, \quad (12)$$

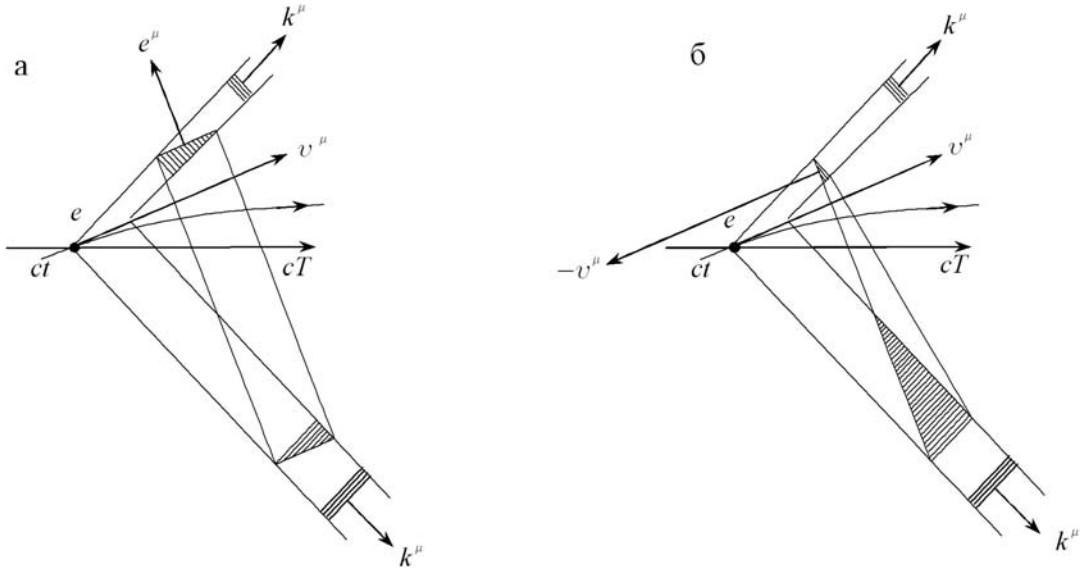


Рис. 2: Сечение трубки Баба пространственно-временной плоскостью: а) для $d\sigma_\nu$ согласно (3); б) для $d\sigma_\nu$ согласно (8)

где $\dot{w}^\mu = d^2v^\mu/d\tau^2$ – четырехмерное гиперускорение частицы, а $\Delta\tau = \varepsilon/c$ – время запаздывания излучения, выраженное в единицах собственного времени.

Теперь вместо (11) имеем

$$\frac{dP_{self}^\mu}{d\tau} = \frac{1}{c} \frac{d}{d\tau} \int D_\nu \mathcal{P}_{self}^{\mu\nu} d\Upsilon = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{1}{c^2} w_\rho w^\rho v^\mu - \dot{w}^\mu \right). \quad (13)$$

Согласно закону сохранения полного импульса

$$\frac{dP_e^\mu}{d\tau} + \frac{dP_{ext}^\mu}{d\tau} + \frac{dP_{self}^\mu}{d\tau} = 0 \quad (14)$$

с учетом силы Лоренца, получим

$$F_e^\mu = \left(m_0 + \frac{2}{3} \frac{e^2}{\varepsilon c^2} \right) w^\mu = \frac{e}{c} H_{ext}^{\mu\nu} v_\nu + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left(\dot{w}^\mu - \frac{1}{c^2} w_\rho w^\rho v^\mu \right). \quad (15)$$

Чтобы избежать расходимости во втором слагаемом перед w^μ , принимается во внимание, что минимально возможное значение $\varepsilon = \varepsilon_{min}$ должно совпадать с классическим радиусом электрона r_0 . Тогда величина

$$\tilde{m}_{dyn} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{r_0 c^2} \quad (16)$$

согласуется с хорошо известным выражением для динамической электромагнитной массы электрона.

Если предположить, что полная наблюдаемая масса электрона равна

$$m_e = m_0 + \tilde{m}_{dyn}, \quad (17)$$

то уравнение (15) в точности перейдет в уравнение Лоренца-Абрагама-Дирака (ЛАД),

$$F_e^\mu = m_e w^\mu = \frac{e}{c} H_{ext}^{\mu\nu} v_\nu + \Gamma^\mu, \quad (18)$$

¹Можно показать, что использование этих соотношений как до, так и после интегрирования по телесному углу дает один и тот же результат.

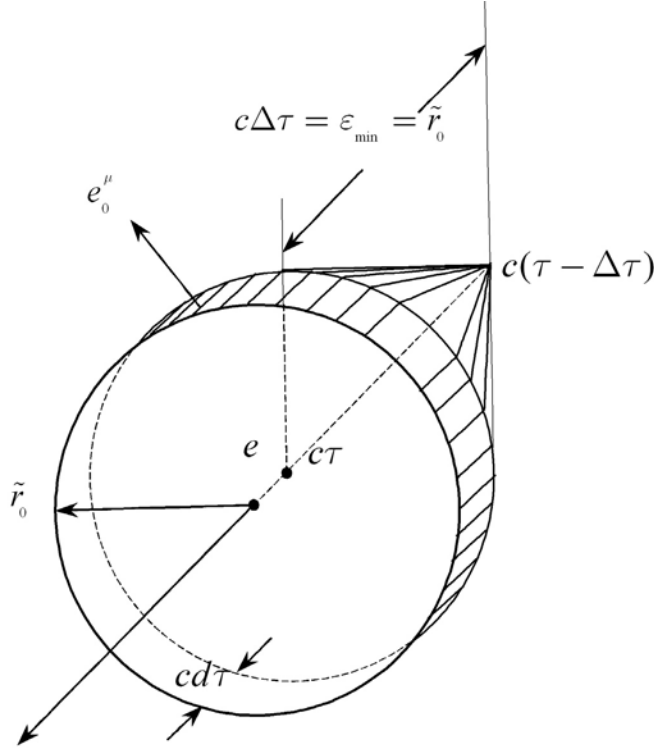


Рис. 3: Трубка Баба в сопутствующей системе координат

учитывающее силу радиационного трения при помощи вектора Абрагама

$$\Gamma^\mu = \frac{2e^2}{3c^3} \left(\dot{w}^\mu - \frac{1}{c^2} w_\rho w^\rho v^\mu \right). \quad (19)$$

В силу соотношения $w_\rho w^\rho = -v_\rho \dot{w}^\rho$ вектор Абрагама пропорционален пространственноподобной части гиперускорения \vec{w}^μ :

$$\Gamma^\mu = \frac{2e^2}{3c^3} \left(\dot{w}^\mu + \frac{1}{c^2} v_\rho \dot{w}^\rho v^\mu \right) \equiv \frac{2e^2}{3c^3} \vec{w}^\mu, \quad (20)$$

вследствие чего

$$v_\mu \Gamma^\mu = \frac{2e^2}{3c^3} v_\mu \vec{w}^\mu = 0. \quad (21)$$

Если в разложениях (12) использовать только первую формулу для v^μ , считая, что в пределах минимального времени $\Delta\tau = \varepsilon_{\min}/c$ ускорение определяется только внешним электромагнитным полем, то вместо уравнения ЛАД можно получить уравнение Мо-Папаса:

$$F_e^\mu = m_e w^\mu = \frac{e}{c} H_{ext}^{\mu\nu} v_\nu + \frac{2e^2}{3c^3} \left(H^{\mu\nu} w_\nu - \frac{1}{c^2} w_\rho H^{\rho\lambda} v_\lambda v^\mu \right), \quad (22)$$

которое в отличие от уравнения ЛАД не имеет самоускоряющихся решений. Отсюда следует, что проблема нефизических самоускоряющихся решений возникает только на временных интервалах, меньших

$$\Delta\tau = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m_0 c^3}. \quad (23)$$

Этот вывод согласуется также с результатами более строгой квантовой теории силы радиационного трения.

В более общем случае для гиперповерхности с элементами $d\sigma_\nu$ в виде (3), или (8), получается точно такое же выражение для силы радиационного трения, как и в (18), но

со статической электромагнитной массой (см. ниже)

$$\tilde{m}_{st} = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_0 c^2}. \quad (24)$$

Заметим, что разработанная здесь методика допускает также возможность ковариантного обобщения и на случай протяженных частиц.

Далее для полноты картины проанализировано влияние полей $\bar{H}^{\mu\nu}$, $\tilde{H}^{\mu\nu}$, а также их интерференция на силу радиационного трения. В наиболее общем случае после интегрирования по гиперповерхности (3) вклады от соответствующих членов в $dP_{self}^\mu/d\tau$ будут равны

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{P}^\mu}{d\tau} &= -\frac{1e^2}{6\varepsilon c^2} w^\mu \\ \frac{d\tilde{\bar{P}}^\mu}{d\tau} &= \frac{2}{3} \frac{e^2}{\varepsilon c^2} w^\mu \\ \frac{d\tilde{P}^\mu}{d\tau} &= \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^2} w_\rho w^\rho v^\mu \end{aligned} \quad (25)$$

Аналогичным образом в случае интегрирования по гиперповерхности с элементом (8) будем иметь

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{P}^\mu}{d\tau} &= \left(-\frac{1}{2} \frac{e^2}{\varepsilon^2 c} v^\mu \quad -\frac{1}{6} \frac{e^2}{\varepsilon c^2} w^\mu \right) + \frac{1}{2} \frac{e^2}{\varepsilon^2 c} v^\mu \\ \frac{d\tilde{\bar{P}}^\mu}{d\tau} &= \frac{2}{3} \frac{e^2}{\varepsilon c^2} w^\mu \\ \frac{d\tilde{P}^\mu}{d\tau} &= \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^5} w_\rho w^\rho v^\mu \end{aligned} \quad (26)$$

В случае (3) и (8) аналог формулы (11) имеет одинаковый вид

$$\frac{dP_{self}^\mu}{d\tau} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^5} w_\rho w^\rho v^\mu + \frac{1}{2} \frac{e^2}{\varepsilon c^2} w^\mu. \quad (27)$$

После разложения по предельно малому параметру $\varepsilon = \varepsilon_{min}$ мы снова приходим к тому же выражению для силы радиационного трения, что и в уравнении (18):

$$F_e^\mu = m_e w^\mu = \frac{e}{c} H_{ext}^{\mu\nu} v_\nu + \Gamma^\mu, \quad (28)$$

но с эффективной массой электрона

$$m_e = m_0 + \tilde{m}_{st}, \quad (29)$$

содержащей здесь в отличие от (18) не динамическую (16), а статическую электромагнитную массу электрона (24). Таким образом, механический параметр m_0 и радиус сферической волны в системе покоя точечной частицы $\varepsilon = r_0$ можно рассматривать как инвариантные параметры, значения которых зависят от экспериментально наблюдаемой массы электрона m_e . По этой причине многолетняя дискуссия о происхождении соотношения между статической и динамической электромагнитными массами электрона

$$\tilde{m}_{dyn} = \frac{4}{3} \tilde{m}_{st} \quad (30)$$

с физической точки зрения не является актуальной, так как это соотношение, по существу, не влияет на динамику заряда во внешних полях с учетом силы радиационного

трения.

Третья глава. Когерентное синхротронное излучение сгустков релятивистских электронов. В последней главе рассматриваются особенности когерентного излучения электронов равномерно распределенных по круговой орбите, когерентное излучение электронных сгустков различных конфигураций, а также серии электронных сгустков, в том числе однородно распределенных по всей орбите. Обсуждается возможность получения сверхмощного когерентного синхротронного излучения серии сгустков в том числе и возможность получения сверхмощного когерентного монохроматического излучения.

Раздел 3.2 имеет вспомогательный характер, в нем проанализированы свойства когерентного излучения электронов, равномерно распределенных по круговой орбите, чтобы сравнить их со свойствами когерентного излучения электронных сгустков. Здесь следует иметь в виду, что частота когерентного синхротронного излучения (КСИ) определяется той же формулой, что и для одного электрона $\tilde{\omega} = n\omega = sZ\omega \approx nc/\rho$. На рисунке 5. разрешенная гармоника, на которую приходится максимальная мощность излучения отмечена *. Таким образом, пик КСИ равномерно распределенных по круговой орбите электронов не смещается в область низких частот (см. рис. 4), а совпадает со спектральным максимумом излучения одного электрона.

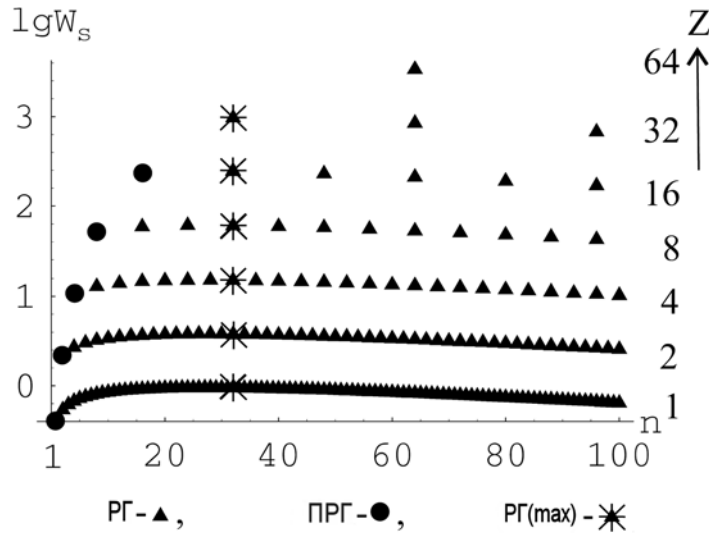


Рис. 4: Положение ПРГ и РГ(max) для электронов с энергией 1,5 МэВ ($\gamma = 4$): РГ— , ПРГ— ●, РГ_{max}—*

В параграфе 3.3.1 компьютерным методом получен спектральный состав когерентного синхротронного излучения электронных сгустков различных конфигураций, включая однородную, косинусоидальную, двойную косинусоидальную, ассиметричную косинусоидальную, гауссову и двухгорбую гауссову. Отметим, что спектральные распределения излучения для сгустков с точно определенными границами обладает тонкой структурой в переходной области от некогерентного к когерентному излучению.

Для данного α -углового размера Z - электронного сгустка, измеряемого в радианах, эффективная область спектра, которая соответствует КСИ задается $n \leq 2\pi/\alpha$. Это приводит к тому, что частота когерентного излучения $\tilde{\omega}^{Coh} = nc/\rho \leq 2/l$, а соответствующая длина волны $\lambda \geq l$, где l - длина сгустка. Таким образом, КСИ должно наблюдаться при длине волны порядка размера сгустка, то есть в длинноволновой области. Очевидно, что пик КСИ смещается в коротковолновую область по мере того, как уменьшается длина сгустка при $\lambda \rightarrow \lambda_c \approx 4\pi\rho/\gamma^3$, и попадает в область пика частоты одноэлектронного СИ.

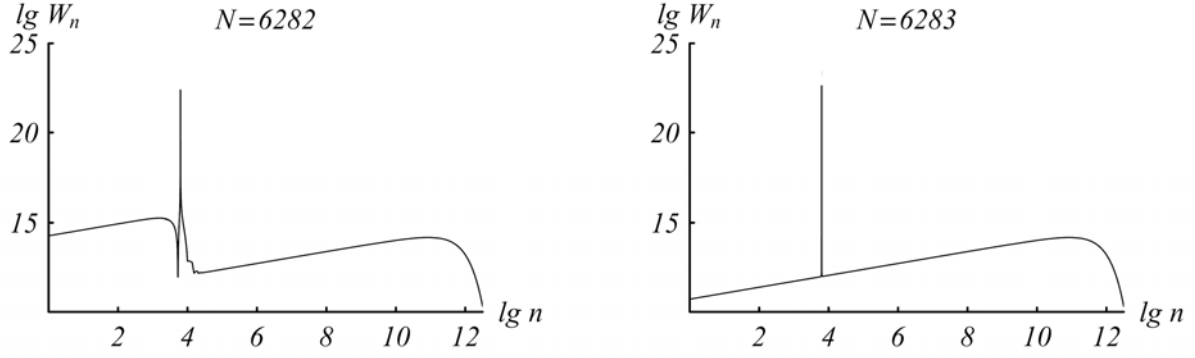


Рис. 5: Эволюция мощности (в относительных единицах) спектрального распределения излучения

Известно, что W_{SR} – мощность одноэлектронного СИ пропорциональна γ^4 , поэтому очевидно, что полная мощность сгустков не зависит от энергии электронов и слабо чувствительна к форме сгустков. Все выражения для полных мощностей когерентного излучения (индексы i соответствуют разным формам сгустков) можно представить в виде

$$W_i^{Coh} = Z^2 \frac{e^2 c}{\rho^2} \frac{Q_i}{\alpha^{4/3}}, \quad (31)$$

где Q_i – коэффициенты разных сгустков имеют значения порядка 10.

В параграфе 3.3.3 обсуждается синхротронное излучение серии электронных косинусоидальных сгустков. При $\alpha = 2\pi/N$, когда $m = N$ – целое число, все сгустки равномерно распределены по круговой орбите. В этом случае излучается только одна гармоника с номером $n = N$, равному числу сгустков в серии. Поскольку спектральная функция f_n отлична от нуля только при таком значении n , имеем

$$f_n = \frac{\sin^2 n\pi}{(n\pi)^2} \frac{1}{[1 - (n/N)^2]^2} = \frac{1}{4} \delta_{n,N}.$$

Причем мощность когерентного излучения N -ой гармоники с частотой

$$\tilde{\omega} = \frac{c}{\rho} N \quad (32)$$

представляется выражением

$$W_{n=N}^{Coh} = Z_B^2 N^{7/3} W_{SR}^e \frac{3^{7/6} \Gamma(2/3)}{8\pi\gamma^4}, \quad (33)$$

где $Z_B = Z/N$ число электронов в сгустке.

Полное спектральное распределение для этого случая ($N = 2\pi/\alpha = 6283 = n$) в логарифмической шкале изображено на рис. 5.

В разделе 3.4 оцениваются перспективы создания сверхмощного когерентного синхротронного излучения. Проанализировано КСИ, испускаемое сгустками длины l , близкими к критической длине волны синхротронного излучения: $l \rightarrow \lambda_c = 4\pi\rho/\gamma^3$. Аппроксимация $W_n^e \sim n^{1/3}$ остается справедливой вплоть до $l = \lambda_c$.

При $E = 3$ ГэВ, $\gamma = 5,87 \cdot 10^3$, $\rho = 10$ м, $\alpha = 4\pi/\gamma = 2,14 \cdot 10^{-3}$ и $Z = 10^{11}$, получаем

$$W_i^{Coh} = 296 Q_i \text{ TW}.$$

Несмотря на то, что сейчас это экзотический случай, но он подсказывает возможность получения сверхмощного КСИ в коротковолновой области спектра. Дальнейший

прогресс в этом направлении зависит от успеха в получении более компактных электронных сгустков.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ РАБОТЫ

1. Дано строгое обоснование метода релятивистского ковариантного дифференцирования запаздывающих потенциалов и полей. Установлена связь и показаны преимущества этого подхода по сравнению с методом нековариантного синхронного дифференцирования Фейнмана - Хэвисайда.
2. Исследована пространственная анизотропия волновой зоны произвольно движущегося точечного заряда. Полученные результаты представлены в наглядном виде с использованием методов современной компьютерной графики. Установлено, что в ультрарелятивистском пределе волновая зона находится в непосредственной близости от заряда, исключая те направления, вдоль которых излучение полностью отсутствует. Особое внимание уделяется волновой зоне синхротронного излучения и излучения гиперболически ускоренного заряда. Впервые показано, что волновая зона гиперболически ускоренного заряда обладает сферической симметрией. Это наглядно и просто объясняет известный парадокс отсутствия в этом случае силы радиационного трения несмотря на явное наличие самого излучения гиперболически ускоренного заряда.
3. Показано, что в наиболее общем виде уравнения движения заряда с учетом силы радиационного трения, движущегося в произвольных внешних полях, могут быть получены только на основе дифференциального закона сохранения плотности энергии-импульса заряженной релятивистской частицы. Показано, что из построенной таким образом теории в частных случаях можно получить либо уравнение Лоренца-Абрагама-Дирака, либо Мо-Папаса. В последнем случае уравнения движения не содержат самоускоряющихся решений.
4. Установлено, что уравнения движения с учетом силы радиационного трения в зависимости от способа интегрирования по замкнутой гиперповерхности в окончательном виде содержат либо статическую, либо динамическую электромагнитные массы. Так как физический результат не должен зависеть от способа интегрирования, отсюда делается вывод о том, что известная взаимосвязь статической и динамической электромагнитных масс электрона имеет формальный характер, а экспериментально наблюдаемая масса электрона полностью определяется универсальными физическими константами (заряд электрона, скорость света) и инвариантным радиусом сферической волны в системе покоя, который совпадает с классическим радиусом электрона.
5. Изучена когерентность синхротронного излучения электронов, равномерно распределенных на круговой орбите и показано, что с увеличением числа электронов на орбите происходит уменьшение числа разрешенных гармоник, однако спектральный максимум когерентного излучения сохраняет свое положение на шкале и совпадает с максимумом излучения одного электрона. После того как первая разрешенная гармоника пройдет этот максимум начинается плавное уменьшение мощности излучения последующих гармоник. Доказано, что в предельном случае плотного заполнения электронами всей орбиты полная мощность когерентного излучения падает до нуля. Этот факт соответствует известному утверждению о том, что "постоянный круговой ток не излучает".
6. Проведено систематическое исследование когерентного излучения сгустков релятивистских электронов с разнообразной конфигурацией продольного распределения

плотности заряда. Вычислены форм-факторы сгустков и получены характеристические коэффициенты мощности когерентного излучения. Установлено, что мощность когерентного излучения слабо зависит от формы сгустков и спектральный максимум мощности когерентного излучения во всех случаях приходится на длинноволновую область спектра. Однако при сокращении продольных размеров сгустков максимум мощности когерентного излучения имеет тенденцию сдвигаться в коротковолновый диапазон спектра.

7. Проведено специальное исследование когерентного синхротронного излучения серии одинаковых сгустков и показано, что в предельном случае, когда они равномерно заполняют всю орбиту, когерентное излучение становится монохроматическим. Если при этом продольные размеры сгустков стремятся к критической длине волны синхротронного излучения, то мощность полного когерентного излучения может достигать очень большой величины порядка десятков и сотен тераватт.

ПУБЛИКАЦИИ

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Bordovitsyn V.A., Bulenok V.G., Pozdeeva T.O. On the wave zone of radiation // Nucl. Instr. Meth.– 2003.– V. B201.– P. 9 – 15.
2. Бордовицын В. А., Поздеева Т. О. Техника ковариантного дифференцирования запаздывающих потенциалов // Известия вузов. Физика.– 2003.– Т. 46.– No 5– С. 21 – 32.
3. Поздеева Т. О. Наблюдатель в формализме Фейнмана-Хэвисайда и в ковариантной теории релятивистского излучения // Известия вузов. Физика.– 2003.– Т. 46.– No 9.– С. 944 – 946.
4. Поздеева Т. О. Сила радиационного трения и проблема квантования времени // Труды VIII-ой Всероссийской конференции студентов, аспирантов и молодых ученых (с международным участием) "Наука и образование".– 2004.– Томск, апрель 19 – 23.– С. 61 – 67.
5. Bordovitsyn V. A., Bulenok V. G., Pozdeeva T. O. Coherent synchrotron radiation of relativistic electron bunches // Proceeding of the 11th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics (Moscow, MSU, 2003). World Scientific, Singapore.– P. 363 – 367.
6. Bordovitsyn V. A., Bulenok V. G., Pozdeeva T. O. On the coherence of synchrotron radiation // Nucl. Instr. Meth.– 2005.– V. B 227.– P. 144 – 151.
7. Бордовицын В. А., Поздеева Т. О. О волновой зоне излучения гиперболически ускоренного заряда // Известия вузов. Физика.– 2006.– No 5.– С. 65 – 69.
8. Бордовицын В. А., Поздеева Т. О. К обоснованию силы радиационного трения // Известия вузов. Физика.– 2006.– No 6.– С. 72 – 78.