

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Синхротронное излучение

И.М. Тернов

Рассмотрена классическая и квантовая теория синхротронного излучения (краткая история развития теории, открытие и основные свойства излучения). Особое внимание уделяется квантовым эффектам: квантовым флуктуациям траектории электронов и эффекту радиационной поляризации электронов и позитронов в накопительных кольцах. Рассмотрена также теория ондуляторного излучения и излучения электронов в коротком магните. Дан обзор экспериментального исследования свойств синхротронного излучения и проблем его применения в физическом эксперименте.

PACS numbers: 41.60.Ap

Содержание

1. Введение (429).
 2. Обзор классической теории (431).
 - 2.1. Особенности излучения релятивистского электрона. Генетическая связь синхротронного и ондуляторного излучения.
 - 2.2. Формула Шотта. Поляризация. Угловое распределение мощности излучения.
 - 2.3. Спектральное распределение мощности синхротронного излучения. Ультрарелятивистское приближение формул Шотта.
 - 2.4. Экспериментальное исследование синхротронного излучения.
 - 2.5. Ондуляторное излучение.
 - 2.6. Излучение электрона в коротком магните. Формирование синхротронного излучения.
 - 2.7. Когерентность синхротронного излучения группы электронов.
 3. Обзор квантовой теории синхротронного излучения (443).
 - 3.1. Пределы применимости классической теории.
 - 3.2. Метод точных решений. Квантовые состояния электрона в магнитном поле.
 - 3.3. Квантовые особенности мощности синхротронного излучения.
 - 3.4. Квантовые флуктуации траектории электрона.
 - 3.5. Эффект радиационной поляризации электронов и позитронов в накопительных кольцах.
 - 3.6. Вынужденное синхротронное излучение. Мазер на циклотронном резонансе.
 4. Влияние синхротронного излучения на динамику электронов в циклических ускорителях и накопительных кольцах (450).
 5. Синхротронное излучение в физическом эксперименте (453).
 6. Заключение (455).
- Список литературы (455).

1. Введение

Сравнительно не так давно, в 1947 г., в США во время наладки циклического ускорителя-синхротрона, уско-

ряющего электроны до энергии 100 МэВ Флорид Хабер — молодой сотрудник лаборатории профессора Поллока — впервые визуально наблюдал излучение, испускаемое электронами при их движении по окружности в магнитном поле в камере ускорителя [1, 2]. Излучение наблюдалось в виде яркого светового пятна на фоне камеры синхротрона, отчетливо видимого при дневном свете. Так впервые был экспериментально открыт "электронный свет" — излучение, испускаемое релятивистскими электронами, обладающими большим центростремительным ускорением. В связи с тем, что это излучение впервые наблюдалось в синхротроне, оно получило название синхротронного (СИ)¹.

Значение СИ в наши дни трудно переоценить: вследствие удивительного сочетания фундаментальности его свойств и важности его научно-технических приложений интерес к нему непрерывно возрастает.

Визуальное наблюдение СИ произошло совершенно случайно: во время инженерных работ на ускорителе было снято непрозрачное металлизированное покрытие камеры, и образовавшееся окно открыло возможность электронному свету выйти за ее пределы.

Открытие и первые наблюдения синхротронного излучения происходили довольно драматично, его свойства на начальном этапе исследования казались загадочными и необычными. Однако еще задолго до описанного эксперимента был проведен целый ряд теоретических исследований, посвященных проблеме излучения релятивистского заряда, движущегося с ускорением.

Первые шаги в этом направлении были сделаны Льенаром (1898 г.) и Хевисайдом (1902 г.) [4], обобщившими известную формулу Лармора для мощности излучения нерелятивистского заряда

$$W = -\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{2e^2 \dot{\mathbf{v}}^2}{3c^3} \quad (1.1)$$

И.М. Тернов. Московский государственный университет, Физический факультет, 119899 Москва, Россия
Тел. (095) 939-31-77

Статья поступила 11 апреля 1994 г.,
после доработки 4 ноября 1994 г.

¹ В литературе можно встретить другое название этого излучения — магнитотормозное. Этот термин чаще встречается при рассмотрении астрофизических задач (см. [3]).

на случай движения быстрой частицы. В современных обозначениях это обобщение имеет вид

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m^2 c^3} \left(\frac{dp_\mu}{d\tau} \frac{dp_\mu}{d\tau} \right) = \frac{2}{3} \frac{e^2 \gamma^6}{c} \left\{ \dot{\beta}^2 - [\boldsymbol{\beta} \times \dot{\boldsymbol{\beta}}]^2 \right\}$$

(p_μ — 4-импульс, $d\tau = dt/\gamma$ — собственное время, $\gamma = E/mc^2$, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$). Льенар обратил внимание на сильный рост энергетических потерь электрона, движущегося по окружности ($\boldsymbol{\beta} \perp \dot{\boldsymbol{\beta}}$) радиуса R :

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R^2} \beta^4 \gamma^4, \quad (1.2)$$

пропорциональный четвертой степени энергии.

Вслед за тем интересные подробные исследования свойств излучения, испускаемого электроном при его движении по окружности, были проведены Шоттом (1907 г.) [5] в связи с попыткой объяснения дискретной природы атомных спектров. Основываясь на ранних моделях атома и, в частности, на сатурнианской модели, в которой электроны в атоме движутся по окружностям типа колец Сатурна вокруг положительного заряда, Шотт предпринял попытку строгими методами классической электродинамики рассчитать спектр и пространственное распределение излучения электронов, движущихся в атоме. Он полагал, что теория спектров — это наиболее важная задача теории материи, ибо именно она должна, как он считал, привести к рабочей модели атома.

Внутренняя стройность и математическая элегантность работ Шотта достойны восхищения, однако его попытки объяснить излучение атома на основе классической физики не могли иметь успеха. Работы Шотта в силу этих причин в течение 40 лет оставались лишь в области академического интереса и практически были забыты, однако они раскрыли свое значение в новых условиях спустя 40 лет, когда возник совершенно новый вопрос об излучении заряда, движущегося по макроскопической траектории.

Прежде всего привлекло к себе внимание излучение электронов, движущихся ускоренно в магнитном поле. Изучая вопрос о предельной энергии, с которой заряженные космические частицы в силу радиационных потерь в магнитном поле Земли могут достигать ее поверхности, И.Я. Померанчук в 1939 г. [6] установил радиационный "потолок" энергии электронов. Это привело в дальнейшем к предсказанию подобной предельной энергии, достижимой в бетатроне — индукционном ускорителе, в котором электроны движутся в нарастающем во времени магнитном поле, практически однородном вдоль траектории частицы (Д.Д. Иваненко и И.Я. Померанчук) [7]. Существование радиационных потерь энергии электрона, движущегося в магнитном поле ускорителя, было вскоре подтверждено опытами Блюитта (1946 г., [8]), который обнаружил сокращение радиуса орбиты электронов по мере увеличения их энергии: частицы движутся по свертывающейся спирали и вследствие потери энергии на излучение выбывают из процесса ускорения (напомним, что энергия, радиус орбиты и напряженность магнитного поля связаны соотношением $\beta E = eHR$, см. [25]).

Эксперименты Блюитта можно бы считать доказательством реального существования излучения релятивистских зарядов и даже назвать его бетатронным.

Однако визуальное — прямое — наблюдение этого излучения потерпело неудачу: поиски излучения в микроволновом диапазоне (дипольное излучение) оказались совершенно безуспешными. Сложившаяся необычная ситуация — энергетические потери электронов наблюдались уверенно, а само излучение казалось неуловимым — наглядно свидетельствовала о том, что одни лишь большие радиационные потери не вскрывают важнейших особенностей этого удивительного излучения.

Л.А. Арцимович и И.Я. Померанчук, проведя теоретические исследования особенностей спектрального распределения мощности излучения, испускаемого релятивистским электроном, движущимся по окружности, обнаружили, что максимум мощности приходится не на основную частоту обращения электрона (как это было бы в случае дипольного излучения), а на ее высшие гармоники: $\omega \sim \omega_0 \gamma^3$ (см. ниже (2.1)). Для электронов с энергией 80–100 МэВ излучение следует наблюдать не в микроволновом диапазоне, а в области радиации высших мультиполей, т.е. в области видимого света (1945 г., [9], см. также [10]), что и было впервые обнаружено в эксперименте на синхротроне в США [1, 2].

В исследованиях [9] было показано также, что синхротронное излучение обладает резко выраженной анизотропией в угловом распределении мощности — оно сосредоточено в узком конусе с угловым раствором $d\psi \sim 1/\gamma$ в плоскости орбиты электрона и направлено вперед по его движению. Теоретическое рассмотрение вопроса о когерентности излучения [9] (это представляет особый интерес для излучения группы электронов в бетатроне, где они заполняют практически всю орбиту) показало, что вследствие флуктуаций плотности тока в пучке при $\gamma \gg 1$ когерентность может проявиться лишь на самых низких частотах — вдали от максимума спектрального распределения мощности.

Таким образом, к моменту первого визуального наблюдения синхротронного излучения качественное описание его основных свойств было известно и, тем не менее, как уже отмечалось, это наблюдение произошло совершенно случайно.

Обнаружение видимого электронного света в синхротроне стимулировало дальнейшие исследования свойств СИ и прежде всего анализ спектрально-углового распределения мощности излучения. Это оказалось непростой задачей, ибо формулы Шотта [5] были неудобными для описания спектра излучения релятивистского электрона, содержащего высшие гармоники частоты обращения электрона по окружности. Традиционный в анализе излучения подход в виде разложения в ряд по мультиполям был неприменим, и тогда возникла задача об асимптотическом описании спектра излучения релятивистского электрона, когда релятивистский фактор велик: $\gamma \gg 1$.

В.В. Владимирский [11] успешно применил к описанию спектра излучения электрона, движущегося в магнитном поле, функции Эйри, подробно исследованные В.А. Фоком. Асимптотические формулы, характеризующие спектральный состав синхротронного излучения были найдены в ряде независимо проведенных теоретических исследований [11–15], и это открыло возможность их экспериментальной проверки, показавшей хорошее совпадение с теорией в видимой области спектра [16], в вакуумном ультрафиолете [17] и в рентгеновском диапазоне [18].

Развитие классической теории СИ в дальнейшем было дополнено исследованием его поляризационных свойств [19]. При этом, в частности, было установлено, что в общем случае СИ обладает эллиптической поляризацией, а при наблюдении в направлении, близком к плоскости орбиты вращения, поляризовано линейно. Первые наблюдения линейной поляризации отмечались еще в ранних работах [2], но наиболее детальные исследования поляризационных свойств СИ были проведены сотрудниками физического факультета МГУ на синхротроне ФИАН и показали уверенное согласие с теорией [20] (см. также [21]).

Классическая теория синхротронного излучения в результате широкого фронта исследований приобрела известную степень завершенности и вошла в ряд монографий [3, 22–25] и учебников [14, 26, 27]. Синхротронное излучение приобрело важное значение в астрофизике при анализе природы нетеплового излучения, возникающего в космическом пространстве. Шведские ученые Альфвен и Герлофсон в 1950 г. [28] предположили, что нетепловое излучение Галактики объясняется механизмом СИ. В нашей стране в те же годы этой проблемой начали заниматься Гинзбург, Сыроватский [29] и Шкловский [30]. Признание важной роли синхротронного излучения, развитие его теории и эксперимента обусловили выдающиеся успехи радиоастрономии.

Последние годы характерны новым важным этапом в развитии проблемы синхротронного излучения — его широким использованием в научных исследованиях. В связи с развитием физики этого явления в наши дни меняется и назначение ускорителей и накопителей электронов — возрастает их роль как источников синхротронного излучения, завоевавшего самостоятельную позицию в экспериментальной физике.

Большое значение в проблеме использования синхротронного излучения в эксперименте имеет развитие физики ондуляторного излучения — излучения релятивистских электронов при их движении в периодическом внешнем поле. Предсказанное Гинзбургом в 1947 г. [31] ондуляторное излучение, во многом родственное синхротронному и генетически связанное с ним, в последнее время привлекает к себе возрастающее внимание.

Несмотря на казалось бы полную завершенность теории синхротронного излучения выяснилось, что электронный свет обладает рядом весьма тонких и интересных свойств, не описываемых классической теорией излучения движущегося с ускорением заряда: физическая природа СИ оказалась гораздо богаче и ее полное описание потребовало привлечения методов квантовой теории [22, 24, 25].

Развитие квантовой теории синхротронного излучения [22, 24] представляет интерес в связи с возможностью исследования влияния дискретного характера излучения и его воздействия на траекторию частицы (эффект отдачи). Как показала теория [32, 67], это воздействие вызывает квантовое уширение траектории электрона — частица совершает своеобразное броуновское движение, а квантовые флуктуации траектории имеют макроскопический характер. Последнее обстоятельство явилось важным для инженерной практики сооружения ускорителей и накопителей электронов.

Квантовая теория открывает также возможность исследования синхротронного излучения, испускаемого поляризованным электроном, изучения вклада спина

частицы в мощность этого излучения. Анализ эволюции спина в процессе синхротронного излучения привел к открытию эффекта радиационной поляризации электронов и позитронов в накопительных кольцах [33], представляющего особый интерес в связи с решением проблемы создания релятивистских пучков частиц с ориентированным спином.

Следует заметить, что накопительные кольца, в которых предусмотрена компенсация радиационных энергетических потерь, явились своеобразной лабораторией для излучения квантовых эффектов, поскольку электроны в таких условиях могут циркулировать десятки часов, сохраняя при этом в среднем энергию постоянной. Квантовые эффекты в синхротронном излучении также нашли экспериментальное подтверждение [27]. Таким образом, и классическая, и квантовая теория СИ в настоящее время являются вполне законченными и достоверными.

2. Обзор классической теории

2.1. Особенности излучения релятивистского электрона. Генетическая связь синхротронного и ондуляторного излучения

Рассмотрим прежде всего качественно, как изменяется угловое распределение мощности излучения и его спектральный состав в случае релятивистской частицы. Как известно (Лармор), пространственное распределение мощности излучения нерелятивистского электрона можно описать тороидом (рис. 1а), причем максимум излучения достигается в направлении внешнего магнитного поля, когда угол ψ' , отсчитываемый от направления скорости частицы, приближается к значению $\pi/2$.

Если электрон движется с релятивистской скоростью: $\beta = v/c \rightarrow 1$, т.е. $\gamma = E/mc^2 \gg 1$, то тороид вследствие эффекта Доплера сильно деформируется и вытягивается в конус с осью, совпадающей с направлением скорости частицы (рис. 1б).

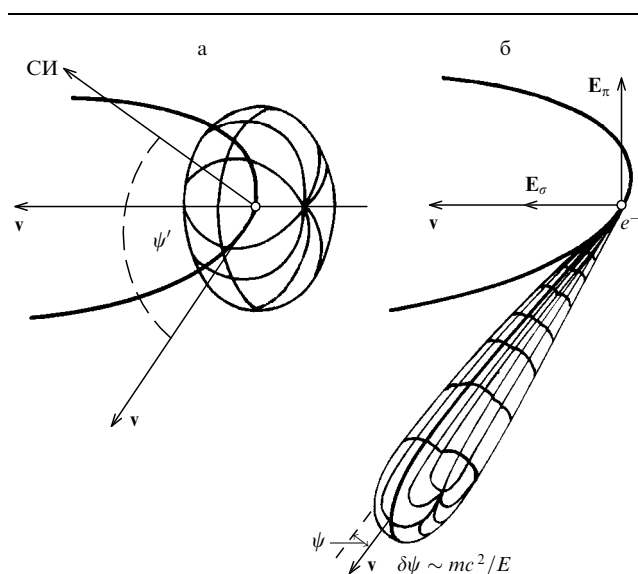


Рис. 1. Схема углового распределения мощности синхротронного излучения: (а) нерелятивистское движение, $\beta \ll 1$; (б) релятивистское движение, $\beta \rightarrow 1$

Введем релятивистское преобразование углов. Пусть ψ' — угол в системе координат, где электрон покоится. Тогда в лабораторной системе угол ψ , под которым наблюдается излучение, можно найти по формуле аберрации:

$$\sin \psi = \frac{\sqrt{1 - \beta^2} \sin \psi'}{1 + \beta \cos \psi'}$$

Полагая $\psi' = \pi/2$, что соответствует максимуму дипольного излучения, получим

$$\sin \psi \cong \delta\psi = \sqrt{1 - \beta^2} = \gamma^{-1} = \frac{mc^2}{E}$$

Таким образом, синхротронное излучение обладает ярко выраженным "прожекторным эффектом": оно направлено вперед по движению электрона и сосредоточено в узком конусе с угловым раствором $\delta\psi \sim \gamma^{-1}$ (рис. 1б).

Нетрудно также дать объяснение особенностям спектрального состава СИ. Вследствие характерного для отдельного релятивистского электрона прожекторного эффекта наблюдатель регистрирует излучение как короткий импульс, возникающий при прохождении иглообразного луча через точку наблюдения (рис. 2). Пусть эффективная длина дуги формирования излучения есть $l = R\delta\psi$. Время, в течение которого электрон проходит это расстояние, $\tau' = l/c$, равно длительности всплеска излучения. Однако электромагнитная волна приходит в точку \mathcal{P} с запаздыванием, и в лабораторной системе координат длительность импульса составляет

$$\Delta t = (1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})\tau' \cong \tau'\gamma^{-2}, \quad |\mathbf{n}| = 1.$$

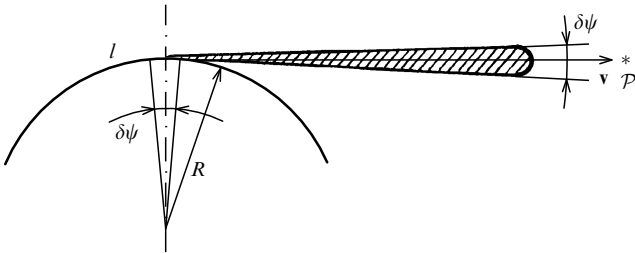


Рис. 2. Схема наблюдения синхротронного излучения в точке \mathcal{P}

Мы знаем (см. [117]), что кратковременность импульса излучения несовместима с узким спектром частот. Короткий сигнал всегда имеет широкий спектр — это хорошо известно в радиотелеграфии.

Таким образом, в точку наблюдения приходит волновой пакет, причем интервалы Δt и $\Delta\omega$, характеризующие длительность переданного сигнала и частотный состав спектра, связаны зависимостью $\Delta\omega \cdot \Delta t \cong 1$. Наблюдатель будет регистрировать в точке \mathcal{P} целый ряд гармоник спектра, включая частоты порядка критической $\omega_{кр} \approx \Delta\omega = c\gamma^2/l$.

При этом реализуются два случая частотного спектра в зависимости от характера движения частицы в магнитном поле.

а) *Синхротронное излучение.* Поскольку длина дуги формирования излучения при этом равна $l = R\delta\psi = R\gamma^{-1}$, для критической частоты получим $\omega_{кр} \approx \Delta\omega =$

$= c\gamma^3/R = \omega_0\gamma^3$. Таким образом, спектр включает высшие гармоники основной частоты, пропорциональные γ^3 (см. [9]).

б) *Ондуляторное излучение.* Возможен и другой случай излучения релятивистской частицы, когда наблюдается излучение со всей траектории одновременно (рис. 3). При этом $\Delta\omega = c\gamma^2/l_0$ — максимум падает на основной тон и оказывается пропорциональным γ^2 вследствие релятивистского умножения частоты (см. [10]); l_0 — длина характерного периода ондулятора.

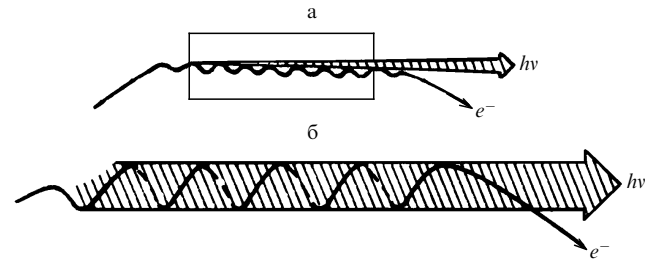


Рис. 3. Схема излучения электрона в ондуляторе: (а) линейный ондулятор; (б) спиральный ондулятор

в) *Излучение в коротком магните.* Интересен случай движения электрона по дуге окружности, когда $\delta\psi \ll \gamma^{-1}$. При этом излучение электронного пучка в коротком магните представляет собой "белый шум" [34], простирающийся от нуля вплоть до частот $\omega_{кр} = \beta c\gamma^2/l_0$. Спектральные свойства этого излучения, в особенности в области малых частот, существенно отличаются от синхротронного. Заметим, что общий характер углового распределения мощности излучения сохраняется одним и тем же и в синхротронном, и в ондуляторном излучении, а также при движении по дуге окружности в коротком магните.

Таким образом, проведенный анализ убеждает нас в генетической связи всех трех видов излучения электрона при его движении в магнитном поле.

2.2. Формула Шотта. Поляризация.

Угловое распределение мощности излучения

Как уже отмечалось, впервые задача об излучении релятивистского заряда, движущегося по окружности, была решена Шоттом, получившим известную формулу для спектрально-углового распределения мощности:

$$W = -\frac{\partial E}{\partial t} = \sum_{\nu=1}^{\infty} \oint d\Omega W(\nu, \theta),$$

где дифференциальная мощность излучения равна

$$W(\nu, \theta) = \frac{e^2 c \beta^2 \nu^2}{2\pi R^2} \left[\cot^2 \theta J_\nu^2(\nu\beta \sin \theta) + \beta^2 J_\nu'^2(\nu\beta \sin \theta) \right]. \tag{2.1}$$

Здесь ν — номер гармоники излучения $\omega = \nu\omega_0$, $\omega_0 = = e_0 c H/E$, $e = -e_0$, $e_0 > 0$ — заряд электрона, J_ν и J_ν' — функция Бесселя и ее производная по всему аргументу. Формула Шотта представляет собой точное решение уравнений классической электродинамики для излучения релятивистского электрона, движущегося по окружности постоянного радиуса R .

В практике приложений теории СИ большое значение придается его поляризационным свойствам, поэтому прежде всего остановимся на обобщении формулы Шотта, учитывающем поляризацию излучения [19]. С целью описания линейной поляризации излучения введем два взаимно перпендикулярных единичных вектора \mathbf{e}_σ и \mathbf{e}_π , ортогональных волновому вектору \mathbf{n}^0 :

$$\mathbf{n}_\sigma = \frac{\mathbf{n}^0 \times \mathbf{j}}{|\mathbf{n}^0 \times \mathbf{j}|}, \quad \mathbf{e}_\pi = \mathbf{n}^0 \times \mathbf{e}_\sigma, \quad (2.2)$$

где $\mathbf{j} = \mathbf{H}/H$ — вектор, параллельный направлению внешнего поля. Компоненты σ и π линейной поляризации характеризуются направлением вектора электрического поля излучения (рис. 1б): \mathbf{E}_σ лежит в плоскости орбиты вращения и направлен по радиусу к центру, вектор \mathbf{E}_π направлен почти по внешнему магнитному полю, поскольку в релятивистском случае \mathbf{n}^0 почти перпендикулярен \mathbf{H} .

Тогда, обобщая формулу Шотта (2.1), можно получить [19, 24]

$$W_{\sigma,\pi}(v, \theta) = \frac{e^2 c \beta^2 v^2}{2\pi R^2} \left[l_\sigma \beta J'_v(v\beta \sin \theta) + l_\pi \cot \theta J_v(v\beta \sin \theta) \right]^2. \quad (2.3)$$

При этом, полагая $l_\sigma = 1$, $l_\pi = 0$ (l_σ и l_π введены для удобства записи), получим мощность σ -компоненты линейной поляризации излучения, а выбор $l_\sigma = 0$, $l_\pi = 1$ соответствует π -компоненте. И, наконец, вводя для описания циркулярной поляризации вектор

$$\mathbf{e}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_\sigma \pm i \mathbf{e}_\pi),$$

получим, что выбор $l_\sigma = l_\pi = 1/\sqrt{2}$ соответствует правой круговой поляризации, а $l_\sigma = -l_\pi = 1/\sqrt{2}$ — левой. Полная мощность излучения представляет собой сумму по поляризациям: $W = W_\sigma + W_\pi = W_+ + W_-$. Обратим внимание на то обстоятельство, что в плоскости орбиты вращения электрона СИ полностью линейно поляризовано, ибо при $\theta = \pi/2$ компонента W_π обращается в нуль. В общем случае наблюдения синхротронное излучение обладает эллиптической поляризацией, знак которой изменяется при переходе через плоскость орбиты вращения частицы.

Ярко выраженная линейная поляризация СИ становится совершенно очевидной при рассмотрении полной мощности СИ:

$$\begin{aligned} W_\sigma &= \sum_{v=1}^{\infty} \oint d\Omega W_\sigma(v, \theta) = (6 + \beta^2) \frac{W}{8}, \\ W_\pi &= \sum_{v=1}^{\infty} \oint d\Omega W_\pi(v, \theta) = (2 - \beta^2) \frac{W}{8}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

где $W = 2e^2 c \beta^4 \gamma^4 / 3R^2$. При этом в ультрарелятивистском случае ($\beta \rightarrow 1$) $W_\sigma = 7W/8$ и $W_\pi = W/8$.

Поляризация синхротронного излучения представляет особый интерес не только с точки зрения его применения в физическом эксперименте в лабораторных условиях, но также и в астрофизических наблюдениях: поляризация может служить точным критерием при проверке гипотез о природе излучения, приходящего к нам из внеземных источников [28–30]. Так, в частности, замечательным успехом было отмечено исследование

электромагнитного излучения, приходящего к нам из Крабовидной туманности — газовой оболочки, образовавшейся при взрыве сверхновой. На основе измерения поляризации синхротронная природа излучения Крабовидной туманности твердо установлена во всем диапазоне частот — от радио- до оптического, рентгеновского и гамма-излучения (от 10^7 до 10^{23} Гц) [37–39] (см. [10]).

В дальнейшем выяснилось, что Крабовидная туманность не является исключением — она имеет широкий класс аналогов (Crab-like), остатков сверхновых, получивших название плерионов [40]. На том же пути исследования поляризации была установлена синхротронная природа излучения также и плерионов, главным источником которого являются пульсирующие нейтронные звезды — пульсары. Таким образом, синхротронное излучение в астрофизике в настоящее время прочно завоевало свои позиции, причем важное значение его поляризационных свойств является совершенно очевидным.

Заметим здесь, что применительно к астрофизическим задачам целесообразно обобщить формулу Шотта (2.1) на случай движения электрона по винтовой линии, когда существует составляющая вектора скорости не только в перпендикулярном к магнитному полю направлении, $v_\perp = c\beta_\perp$, но также и вдоль поля: $v_\parallel = c\beta_\parallel$. Поскольку мощность синхротронного излучения является инвариантом, с помощью преобразований Лоренца из формулы Шотта (2.3) можно получить

$$\begin{aligned} W &= \frac{e^2 \omega^2}{c} \sum_{v=1}^{\infty} v^2 \int_0^\pi \frac{\sin \theta d\theta}{(1 - \beta_\parallel \cos \theta)^3} \left[l_\sigma \beta_\perp J'_v(x) + \right. \\ &\quad \left. + l_\pi \frac{\cos \theta - \beta_\parallel}{\sin \theta} J_v(x) \right]^2, \end{aligned} \quad (2.5)$$

где

$$x = \frac{v\beta_\perp \sin \theta}{1 - \beta_\parallel \cos \theta}$$

(см. [24, 3])².

Остановимся далее кратко на анализе углового распределения мощности СИ и с этой целью просуммируем (2.3) по номеру гармоники v . Эта сумма вычисляется точно [5, 24]:

$$W_i(\theta) = \sum_{v=1}^{\infty} W_i(v, \theta) = \frac{e^2 c \beta^4}{32\pi R^2} F_i(\theta), \quad i = \sigma, \pi,$$

где

$$F_\sigma(\theta) = \frac{4 + 3\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{5/2}}, \quad F_\pi(\theta) = \frac{\cos^2 \theta (4 + \beta^2 \sin^2 \theta)}{(1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{7/2}}. \quad (2.6)$$

Из вида знаменателей этих выражений становится особенно наглядным игольчатый характер синхротронного

² Следует различать понятия интенсивности излучения (количество энергии, регистрируемой наблюдателем в единицу времени t : $dI/d\Omega = d\mathcal{E}/d\Omega dt$) и мощности излучения (энергия, излучаемая частицей в единицу времени t_r): $dW/d\Omega = d\mathcal{E}/d\Omega dt_r$, где \mathcal{E} — энергия электромагнитного поля, а интервалы времени dt и dt_r связаны соотношением $dt = dt_r(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})$ (см. [3, 43]).

излучения ("прожекторный эффект"). Полагая $\theta = \pi/2 + \delta\psi$, преобразуем знаменатель к виду

$$1 - \beta^2 \sin^2 \theta = 1 - \beta^2 \cos^2 \delta\psi \cong 1 - \beta^2 + (\delta\psi)^2,$$

после чего приходим к выводу, что $\delta\psi \sim \sqrt{1 - \beta^2} = \gamma^{-1}$ (рис. 1б) — угловой раствор конуса излучения является очень малой величиной.

Интересно теперь рассмотреть угловое распределение мощности СИ в случае ультрарелятивистского движения электрона, когда $1 - \beta^2 \ll 1$. Введем переменную

$$\psi = \frac{\beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cong \gamma \cos \theta$$

и с помощью (2.3), (2.6) получим [24]³

$$W_i(\theta) = \frac{ce^2 \beta^4 \gamma^5}{32\pi R^2} \int f_i(\psi) d\Omega,$$

где

$$f_i = \frac{7}{(1 + \psi^2)^{5/2}} l_\sigma^2 + \frac{5\psi^2}{(1 + \psi^2)^{7/2}} l_\pi^2 + \frac{64\psi}{\pi\sqrt{3}(1 + \psi^2)^3} l_\sigma l_\pi. \quad (2.7)$$

Индекс i при этом принимает значения: $i = \sigma$ ($l_\sigma = 1, l_\pi = 0$), $i = \pi$ ($l_\sigma = 0, l_\pi = 1$), $i = \pm 1$ ($l_\pi = l_\sigma = 1/\sqrt{2}, l_\pi = -l_\sigma = 1/\sqrt{2}$). Графики функций $f_i(\psi)$ представлены на рис. 4. Из них наиболее наглядно видна особенность углового распределения π -компоненты линейной поляризации, которая в плоскости орбиты вращения электрона ($\psi = 0$) обращается в нуль. В связи с этим представляет интерес мгновенное угловое распределение поляризационных компонент излучения [35, 36]. Опуская сейчас детали расчета, обратимся к графическому изображению компонент поляризации. Особенно интересным и неожиданным является пространственное распределение π -компоненты (рис. 5): для этой компоненты характерно симметричное относительно вектора скорости расположение четырех пучков. При движении электрона угловое распределение мощности усредняется по

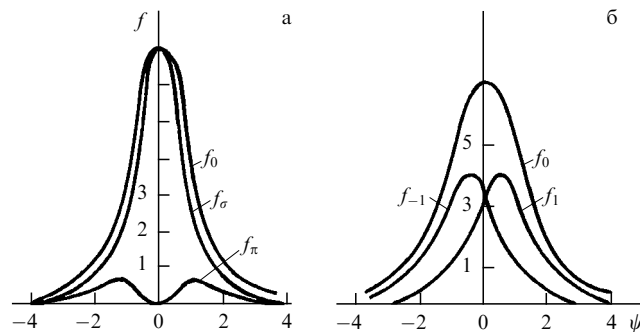


Рис. 4. Зависимость линейной (а) и круговой (б) поляризации синхротронного излучения от угла излучения; f_0 — сумма двух компонент

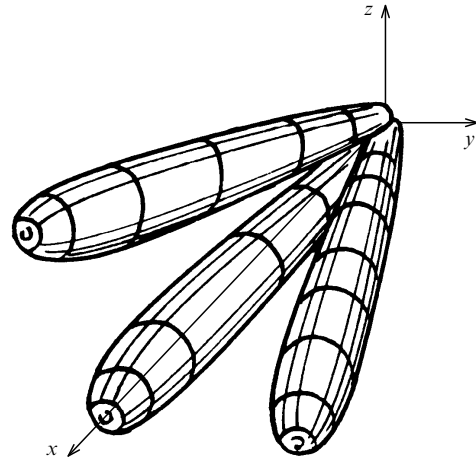


Рис. 5. Мгновенное распределение мощности π -компоненты синхротронного излучения (четвертый пик не показан)

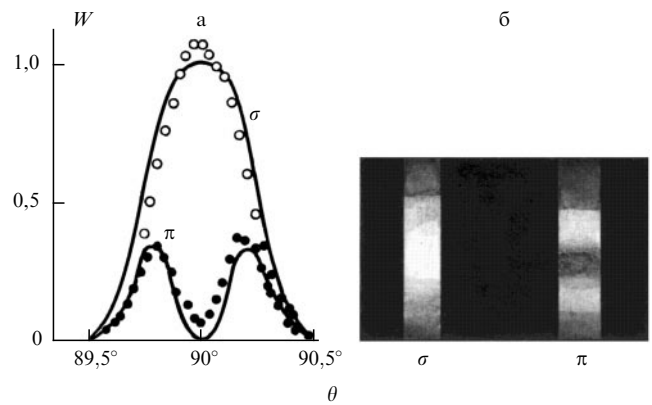


Рис. 6. (а) Сравнение экспериментальных (точки) и теоретических (линии) данных для углового распределения мощности СИ ($\lambda = 408$ нм, $E = 250$ МэВ). (б) Компоненты линейной поляризации

периоду обращения электрона и вместо четырех максимумов можно наблюдать только два (рис. 6) [36].

2.3. Спектральное распределение мощности синхротронного излучения. Ультрарелятивистское приближение формул Шотта

Рассмотрим далее спектральное распределение мощности синхротронного излучения и с этой целью проинтегрируем (2.1) по углам [5, 24, 25]. При этом

$$W(\nu) = \int_0^\pi \sin \theta d\theta W(\nu, \theta) = \frac{e^2 c \beta \nu}{R^2} \left[2\beta^2 J'_{2\nu}(2\nu\beta) - (1 - \beta^2) \int_0^{2\nu\beta} J_{2\nu}(x) dx \right]. \quad (2.8)$$

Эта формула также была получена Шоттом [5], однако при применении результатов его исследований к задаче о синхротронном излучении возникли существенные трудности.

Дело здесь заключается в том, что Шотт спектрально-угловое распределение мощности излучения электрона, движущегося по окружности, рассматривал с точки зрения модели атома, т.е. применительно к условиям

³ Интегрирование проще всего можно провести в ультрарелятивистском приближении формул Шотта (см. (2.14)).

микродвижения, в котором радиус орбиты электрона имеет порядок радиуса боровской орбиты. Синхротронное излучение реализуется в условиях макроскопического движения, и при этом электрон обладает ультрарелятивистской скоростью: $1 - \beta^2 \ll 1$. Поэтому многие особенности синхротронного излучения, и в частности его спектральный состав, было трудно объяснить исходя непосредственно из формул Шотта, но очень важно, что эти формулы являются точными. Благодаря этому они раскрыли свое содержание и в случае макроскопического движения, только надо заметить, что их прямое применение к теории СИ практически невозможно: номер гармоники ν , достигающий в условиях макроскопического движения ультрарелятивистской частицы очень больших значений ($\nu \sim \gamma^3$), входит и в индекс, и в аргумент бесселевых функций.

Реальный прогресс в исследовании свойств синхротронного излучения был достигнут на пути ультрарелятивистского приближения формул Шотта — их аппроксимации с помощью функций Эйри и связанных с ними модифицированных функций Бесселя — функций Макдональда.

Впервые описание спектрально-углового распределения мощности СИ с помощью функций Эйри было проведено В.В. Владимирским [11]. Общую идею этого описания можно связать с аппроксимацией функций Бесселя $J_n(x)$ большого индекса и аргумента: $n \gg 1$, $0 < x < 1$ (см. [14]). Представляя функцию Бесселя в виде интеграла:

$$J_n(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp[i(n\varphi - x \sin \varphi)] d\varphi,$$

можно заметить, что при $n \gg 1$ подынтегральное выражение является быстроосциллирующей функцией, и поэтому реальный вклад в интеграл могут дать только малые значения переменной интегрирования. Разлагая экспоненту подынтегрального выражения по степеням φ

и распространяя пределы интегрирования от $-\infty$ до ∞ , в силу быстрой сходимости интеграла получим, что

$$J_n(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{i\left[n\varphi - x\left(\varphi - \frac{\varphi^3}{6}\right)\right]\right\} d\varphi = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{n}\right)^{1/3} \Phi\left[\left(\frac{n}{2}\right)^{2/3} \varepsilon\right], \tag{2.9}$$

где $\varepsilon = 1 - x^2/n^2$, а функция Эйри определяется интегралом

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \cos\left(zt + \frac{t^3}{3}\right) dt. \tag{2.10}$$

Следуя этим идеям, Владимирский получил ультрарелятивистское приближение для спектрально-углового распределения мощности синхротронного излучения [11]. Этот результат можно представить в виде

$$dW = \frac{2e^2\omega}{\pi\gamma^2} d\omega d\tau \left(\frac{\omega}{2\omega_c}\right)^{1/3} \left[\left(\frac{2\omega_c}{\omega}\right)^{2/3} \Phi'^2(z) + \tau^2 \Phi^2(z)\right], \tag{2.11}$$

где

$$\omega_c = \omega_0\gamma^3, \quad \tau = \gamma\psi, \quad \psi = \gamma \cos \theta, \quad z = \left(\frac{\omega}{2\omega_c}\right)^{2/3} (1 + \tau^2)$$

(см. также [14, 43]). Здесь в отличие от [11] введены другие обозначения для функций Эйри и проведено несущественное преобразование переменных.

В результате точного интегрирования (2.11) по угловой переменной с помощью таблиц функций Эйри, разработанных В.А. Фоком, в работе [11] впервые было построено спектральное распределение мощности СИ в виде широко известной кривой, обладающей максимумом вблизи $\omega \sim \omega_c$ (рис. 7).

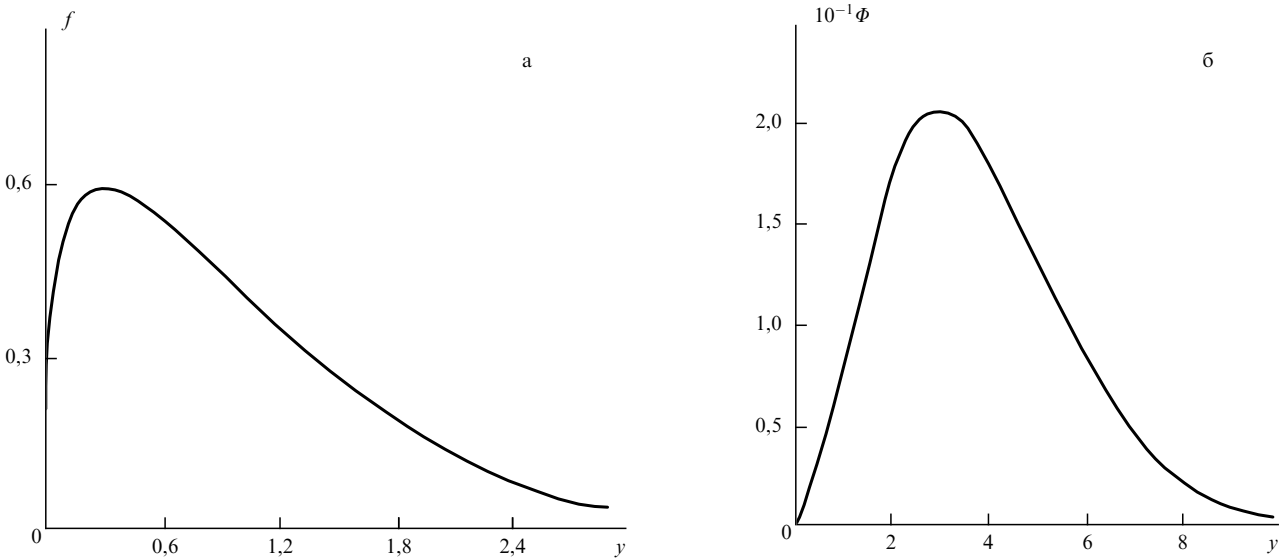


Рис. 7. Универсальные кривые, характеризующие спектральное распределение мощности синхротронного излучения (2.16) (а) и спектр излучения абсолютно черного тела (2.18) (б)

Другой подход к задаче об аппроксимации функций Бесселя большого аргумента был предложен А.А. Соколовым [12] и основан на методе Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна квазиклассической квантовой механики, в соответствии с которым решение следует искать в классе функций Бесселя постоянного индекса от мнимого аргумента. Эта задача была строго решена в работе Д.Д. Иваненко и А.А. Соколова [13], где для функции Бесселя $J_n(x)$, $0 < x < n$ получено выражение через функцию Макдональда $K_{1/3}$:

$$J_n(x) = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\pi\sqrt{3}} K_{1/3}\left(\frac{n}{3} \varepsilon^{3/2}\right), \quad \varepsilon = 1 - \frac{x^2}{n^2}. \quad (2.12)$$

При этом спектрально-угловое распределение мощности синхротронного излучения представляется в виде

$$W_{\sigma,\pi}(v, \theta) = \frac{e^2 c \beta^2 v^2}{6\pi^3 R^2} \left[l_\sigma \beta \varepsilon K_{2/3}\left(\frac{v}{3} \varepsilon^{3/2}\right) + l_\pi \cot \theta \sqrt{\varepsilon} K_{1/3}\left(\frac{v}{3} \varepsilon^{3/2}\right) \right]^2, \quad (2.13)$$

где $\varepsilon = 1 - \beta^2 \sin^2 \theta$.

Поскольку в ультрарелятивистском случае все излучение в основном сосредоточено вблизи плоскости орбиты вращения электрона, разумно ввести в рассмотрение малый угол ψ между плоскостью орбиты и направлением излучения (см. также (2.7)):

$$\psi = \frac{\beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\cos \theta}{\sqrt{\varepsilon_0}}, \quad \varepsilon_0 = 1 - \beta^2 = \frac{1}{\gamma^2},$$

и далее, учитывая, что при $\varepsilon_0 \ll 1$ максимум излучения падает на высокие гармоники, сумму по v можно заменить интегралом (спектр излучения становится в ультрарелятивистском случае практически непрерывным). Вводя новую переменную

$$y = \frac{2v\varepsilon_0^{3/2}}{3} = \frac{\omega}{\omega_{кр}},$$

полную мощность излучения можно представить в виде

$$W_{\sigma,\pi} = \frac{27}{16\pi^2} W^{кл} \int_0^\infty y^2 dy \int_{-\infty}^\infty d\psi \left[l_\sigma (1 + \psi^2) K_{2/3}(\eta) + l_\pi \psi \sqrt{1 + \psi^2} K_{1/3}(\eta) \right]^2, \quad (2.14)$$

где

$$W^{кл} = \frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R^2} \gamma^4$$

— полная энергия излучения ультрарелятивистского электрона, а $\eta = (y/2) (1 + \psi^2)^{3/2}$. При этом степень линейной поляризации определяется соотношением

$$P = \frac{W_\sigma - W_\pi}{W_\sigma + W_\pi} = \frac{K_{2/3}^2(\eta) - [\psi^2/(1 + \psi^2)] K_{1/3}^2(\eta)}{K_{2/3}^2(\eta) + [\psi^2/(1 + \psi^2)] K_{1/3}^2(\eta)}.$$

Заметим, что интегрирование формулы (2.14) по спектру приводит нас к угловому распределению компонент поляризации СИ, а интегрирование по углам — к

спектральному составу излучения [24, 27]:

$$W_{\sigma,\pi} = \frac{9\sqrt{3}}{16\pi} y \left[(l_\sigma^2 + l_\pi^2) \int_y^\infty K_{5/3}(x) dx + (l_\sigma^2 - l_\pi^2) K_{2/3}(y) \right]. \quad (2.15)$$

Суммарное по поляризациям спектральное распределение мощности СИ имеет вид [13, 15]

$$W = W^{кл} \int_0^\infty f(y) dy, \quad f(y) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} y \int_y^\infty K_{5/3}(x) dx, \quad (2.16)$$

где f — нормированная функция:

$$\int_0^\infty f dy = 1.$$

Заметим, что идентичность формул (2.11) и (2.14) устанавливается легко, если учесть связь функций Эйри и Макдональда:

$$\Phi(z) = \sqrt{\frac{z}{3\pi}} K_{1/3}\left(\frac{2z^{3/2}}{3}\right).$$

Остановимся более подробно на спектральном составе синхротронного излучения. Строго говоря, спектр его является дискретным — именно это и привлекло внимание Шотта. Однако он содержит столь большое число отдельных спектральных линий, чрезвычайно близко лежащих друг к другу, что в ультрарелятивистском случае движения электрона СИ обладает практически непрерывным спектром.

Рассмотрим асимптотическое поведение универсальной кривой (2.16), не зависящей от энергии электрона и нормированной на единицу. В силу асимптотики функций Макдональда

$$K_p(y) \simeq 2^{p-1} \Gamma(p) y^{-p}, \quad K_p(y) \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2y}} e^{-y},$$

$\Gamma(p)$ — гамма-функция, для $f(y)$ можно получить (см. рис. 7а, [24, 25], а также [12])

$$f(y) = \begin{cases} 1, & 33y^{1/3}, & y \rightarrow 0, \\ 0, & 78\sqrt{y} e^{-y}, & y \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (2.17)$$

Максимум мощности достигается при $y = 1/3$, т.е. $v_{\max} = \gamma^3/2$. Варьируя энергию электрона, можно перекрыть всю шкалу электромагнитных волн — спектр синхротронного излучения перебрасывает мост от инфракрасного и радиодиапазонов к вакуумному ультрафиолетовому и рентгеновскому диапазонам. Таким образом, синхротронное излучение является уникальным источником электромагнитных волн, весьма важным с точки зрения его применения в физическом эксперименте.

Заметим далее, что спектральная зависимость мощности СИ напоминает известную формулу Планка, характеризующую спектр излучения абсолютно черного тела (рис. 7б):

$$\rho_\omega = \frac{\pi^2}{15} \frac{(kT)^3}{\hbar^2 c^3} \Phi(y), \quad \Phi(y) = \frac{15}{\pi^4} \frac{y^3}{e^y - 1}, \quad (2.18)$$

где $\Phi(y)$ — нормированная на единицу функция:

$$\int_0^{\infty} \Phi dy = 1,$$

а $y = \omega/\omega_0$, $\omega_0 = kT/\hbar$. Сопоставление максимумов излучения

$$\omega_{\text{макс}}^{\text{черн}} = \frac{kT}{\hbar} = \omega_{\text{макс}}^{\text{син}} = \frac{c}{R} \gamma^3$$

показывает, что синхротронное излучение электронов с энергией 1 ГэВ подобно излучению черного тела с эффективной (яркой) температурой $T \sim 10^7$ К. Другим земным источником такого излучения может быть высокотемпературная плазма или ядерный взрыв.

2.4. Экспериментальное исследование синхротронного излучения

Развитие теоретических исследований стимулировало экспериментальное изучение синхротронного излучения. После первого визуального наблюдения группа Поллока провела изучение характеристик СИ в области длин волн видимого диапазона, что соответствовало энергии электронов от 30 до 80 МэВ [2]: в полном согласии с теоретическими предсказаниями синхротронное излучение было сосредоточено в узком конусе в плоскости орбиты вращения электрона и наблюдалось как пятно темно-красного цвета при энергии электронов 30 МэВ и яркого голубовато-белого — при 80 МэВ. Это свечение превосходило по яркости дневной свет. Во всех опытах было обнаружено хорошее согласие теории и эксперимента. К такому же выводу привели исследования Адо и Черенкова, на синхротроне ФИАН исследовавших видимую область спектра при энергии 150 и 250 МэВ [16]. Электронный свет явился непосредственным индикатором для обнаружения частицы: он испускался самим электроном, движущимся в магнитном поле в вакууме. Электрон становился светящимся в буквальном смысле слова [13].

Экспериментальное изучение свойств СИ быстро развивалось; в 1956 г. американские физики на синхротроне Корнельского университета провели серию систематических исследований излучения в области вакуумного ультрафиолета [17], а на электронном синхротроне DESY (ФРГ) было изучено излучение в рентгеновском диапазоне при энергии электронов 4–6,3 ГэВ [18].

Кратко остановимся на экспериментальном исследовании поляризации синхротронного излучения. Сильно выраженная линейная поляризация СИ была визуально обнаружена уже в ранних наблюдениях (1948 г.) [2], однако первые количественные результаты были получены значительно позже. В 1956 г. группа физиков МГУ на синхротроне ФИАН провела первое систематическое исследование линейной поляризации СИ [20]. Несколько позже эти результаты были подтверждены в экспериментах на синхротроне Корнельского университета [21], там же были проведены первые эксперименты по наблюдению эллиптической поляризации. В дальнейшем полное исследование эллиптической поляризации было проведено на синхротроне ФИАН [41], поляризация СИ исследовалась также во Фраскати (Италия), в ФРГ (DESY) и в Томском политехническом институте на синхротроне "Сириус" [42] с энергией электронов 1,5 ГэВ.

Из работ последнего времени обращает на себя внимание проведенное впервые измерение параметров Стокса, адекватно описывающих поляризационную структуру синхротронного излучения [44]. Как известно [14, 45], параметры Стокса дают полную характеристику поляризации:

$$P = W \begin{pmatrix} 1 \\ p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{pmatrix} = \frac{3}{32} W \begin{pmatrix} f_\sigma + f_\pi \\ f_\sigma - f_\pi \\ 0 \\ f_{\pm 1} \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

причем параметр p_3 характеризует среднюю круговую поляризацию, а p_1 и p_2 связаны с линейной поляризацией, W — полная мощность излучения. Параметры Стокса в (2.19) можно выбрать в виде функций f_σ , f_π , $f_{\pm 1}$, определенных в соответствии с формулой (2.7). Заметим, что в этом выражении параметр Стокса p_2 равен нулю, ибо предполагается, что главная ось эллипсоида поляризации привязана к плоскости орбиты вращения электрона, являющейся плоскостью максимальной линейной поляризации.

Измерения в эксперименте [44] были проведены на синхротроне ФИАН при энергии электронов 600 МэВ. Была изучена поляризация СИ с учетом бетатронных колебаний электрона, благодаря которым синхротронное излучение в плоскости орбиты электрона уже не является полностью линейно поляризованным.

Таким образом, поляризационные свойства синхротронного излучения к настоящему времени хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально.

2.5. Ондюляторное излучение

Ондюляторное излучение, внимание к которому проявляется во все более возрастающей степени, представляет собой электромагнитное излучение заряженных частиц при их движении в системах с периодическим внешним полем. Это излучение обусловлено возникновением центростремительного ускорения частиц при искривлении их траектории. Ондюляторное излучение (ОИ) по своей природе оказывается близким к синхротронному — различие между этими двумя типами излучения связано только лишь с эффективной длиной траектории, на которой они формируются (см. рис. 2, 3). Ондюляторное излучение, так же как и СИ, имеет ярко выраженную угловую направленность: оно сосредоточено в узком конусе вокруг вектора скорости электрона и направлено вперед по движению частицы. Поляризационные свойства ондюляторного излучения также во многом аналогичны свойствам синхротронного излучения. Важно при этом отметить, что и в том, и в другом случаях частица является релятивистской: источником СИ служит релятивистский электрон, движущийся по окружности, ОИ тесно связано с релятивистской скоростью поступательного движения частицы. Таким образом, ондюляторное и синхротронное излучения имеют тесную генетическую связь.

Впервые на возможность излучения релятивистскими электронами при их движении в периодических системах обратил внимание Гинзбург в 1947 г. [10]. Изучая возможность создания достаточно мощных и надежных генераторов в области микроволнового диапазона, он рассмотрел задачу об излучении быстро движущегося заряда в электрическом поле, вызывающем колебания

частицы в направлении перпендикулярном к ее поступательному движению.

Впервые термин "ондулятор" можно встретить в работах Мотца [46, 47], предложившего пропускать электроны через последовательный ряд магнитных полей разной полярности (магнитный ондулятор). На созданном им приборе в 1953 г. были проведены первые эксперименты по наблюдению ОИ в СВЧ-диапазоне и в области видимого света [48]. Генерация электромагнитного излучения достигалась прохождением через ондулятор релятивистских электронов, ускоренных с помощью линейного ускорителя.

Применение пучков электронов, ускоренных с помощью линейного ускорителя, предполагало работу ондулятора в импульсном режиме, и однократность прохождения электронов через магнитное поле прибора создавала трудности в проведении экспериментов, снижая их эффективность. В 1960 г. было выдвинуто интересное и перспективное предложение установить ондулятор в прямолинейный промежуток синхротрона или накопительного кольца [49]. При многократном прохождении электронов через ондулятор раскочка пучка в прямолинейном участке траектории частиц оказывает существенное влияние на формирование спектра СИ и может служить основой для получения интенсивных и достаточно монохроматических потоков рентгеновского и ультрафиолетового излучения.

Впервые наблюдение излучения из ондулятора, встроенного в камеру ускорителя, было проведено в 1977 г. на синхротроне ФИАН (1 ГэВ) "Пахра" группой экспериментаторов ФИАН и физического факультета МГУ [50].

В последние годы ондуляторы приобретают все более важное и самостоятельное значение в связи с реализацией программы создания генераторов когерентного излучения на свободных электронах. Этот этап развития техники по существу является вторым рождением ондуляторов, поскольку свойства когерентного вынужденного излучения (лазер на свободных электронах — ЛСЭ) делают ондуляторы столь важным источником излучения, что СИ отодвигается на второстепенный план⁴.

Остановимся кратко на свойствах ондуляторного излучения. Известно два типа ондуляторов. В одном из них (плоский ондулятор) траектория частицы представляет собой кривую линию, лежащую в фиксированной плоскости, в другом электроны движутся по спирали — пространственной кривой — (спиральный ондулятор), в том и в другом случае излучение формируется сразу со всей траектории частицы. Сказанное не относится к вигглеру — ондулятору с сильным магнитным полем.

Рассмотрим спиральный ондулятор, имеющий широкое применение в физическом эксперименте [51]. В спиральном ондуляторе магнитное поле изменяется по закону

$$\mathbf{H} = \left(H_0 \sin \frac{2\pi z}{\lambda_0}, -H_0 \cos \frac{2\pi z}{\lambda_0}, 0 \right). \quad (2.20)$$

В таком магнитном поле электроны движутся по спирали:

$$\mathbf{r} = (R \cos \omega_0 t, R \sin \omega_0 t, \beta_{\parallel} ct), \quad (2.21)$$

радиус спирали R связан с поперечной составляющей скорости частицы $v_{\perp} = c\beta_{\perp}$:

$$R = \frac{\beta_{\perp} c}{\omega_0}, \quad \beta_{\perp} = \frac{eH_0 \lambda_0}{2\pi m c^2 \gamma}, \quad \omega_0 = \frac{2\pi \beta_{\parallel} c}{\lambda_0}. \quad (2.22)$$

Продольная $\beta_{\parallel} c$ и поперечная $\beta_{\perp} c$ составляющие скорости движения электрона связаны очевидной зависимостью $\beta = (\beta_{\perp}^2 + \beta_{\parallel}^2)^{1/2}$. В дальнейшем наибольший интерес представляет случай релятивистских электронов, когда $\beta_{\parallel} \sim 1$, $\beta_{\perp} \ll 1$. Это определение требует уточнения. Записывая выражение для продольной скорости $\beta_{\parallel} c$, введем так называемую ондуляторную постоянную

$$K = \frac{\gamma \beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} = \frac{\lambda_0 \gamma}{2\pi R} = \frac{eH_0 \lambda_0}{2\pi m c^2},$$

тогда

$$\beta_{\parallel} = \beta \sqrt{1 - \frac{\beta_{\perp}^2}{\beta^2}} = \beta \sqrt{1 - \left(\frac{K}{\gamma}\right)^2}. \quad (2.23)$$

В зависимости от величины ондуляторной постоянной K различают два типа ондуляторов. Если $K \ll 1$, то такой режим работы называется ондуляторным. Случай $K \geq 1$ соответствует режиму вигглера — ондулятора с большой напряженностью магнитного поля (порядка 50 кГс). Характеры излучения в этих двух случаях несколько различны.

Поскольку, как это следует из основ электродинамики, излучение определяется полностью заданием траектории заряда, для задачи об излучении электронов в спиральном ондуляторе удачной моделью может служить рассмотренный случай излучения электрона в однородном магнитном поле с учетом движения частицы вдоль поля (движение по спирали). Тогда в соответствии с (2.5) для дифференциальной величины мощности излучения гармоники номера ν внутрь элемента телесного угла $d\Omega$ можно записать

$$\frac{dW_{\nu}}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega^3 \beta^2 K^2}{2\pi c \gamma^2 \nu \omega_0} \left[l_{\sigma} J'_{\nu}(x) + l_{\pi} \frac{\cos \theta - \beta_{\parallel}}{\beta_{\perp} \sin \theta} J_{\nu}(x) \right]^2, \quad (2.24)$$

где

$$\omega = \frac{\nu \omega_0}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta}, \quad x = \frac{\nu \beta_{\perp} \sin \theta}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} = \frac{K}{\gamma} \frac{\omega}{\omega_0} \sin \theta,$$

а l_{σ} и l_{π} , как и ранее, служат для описания поляризационных свойств излучения.

Рассмотрим прежде всего частоту ондуляторного излучения (2.24). Квазиклассический спектр излучения ондулятора состоит из гармоник $\omega = \nu \omega_1$ основной частоты $\omega_1 = \omega_0 / (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)$. Ондуляторное излучение оказывается окрашенным в разные цвета в зависимости от угла θ : яркое пятно приобретает (в видимой области спектра) все цвета радуги — от голубого в центре пятна до темно-красного на его периферии. Максимум основной частоты излучения ω_1 достигается при $\theta \rightarrow 0$, т.е. при

⁴ В настоящей статье не представляется возможным осветить проблему ЛСЭ. Можно рекомендовать читателю работу Бессонова, посвященную ОИ и ЛСЭ, опубликованную недавно [52].

наблюдении излучения вдоль оси ондулятора (рис. 8). При этом вследствие доплеровского умножения частоты

$$\omega_1 = \frac{\omega_0}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta} = \frac{2\gamma^2 \omega_0}{1 + K^2 + \gamma^2 \theta^2} \quad (2.24a)$$

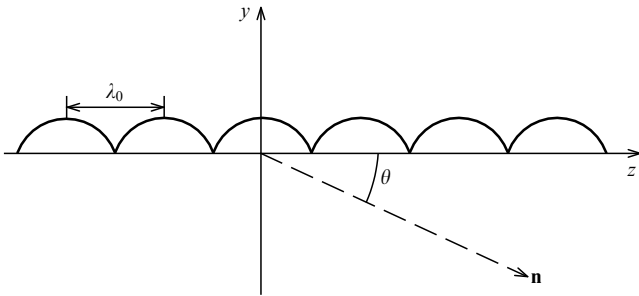


Рис. 8. Схема излучения электронов в ондуляторе

при малых углах $\theta \rightarrow 0$, а при наблюдении строго вдоль оси ондулятора

$$\omega_1 = \frac{2\gamma^2 \omega_0}{1 + K^2}, \quad \lambda_1 = \frac{\lambda_0(1 + K^2)}{2\gamma^2}.$$

Из выражения для мощности излучения (2.24) видно, что при $\theta \rightarrow 0$ все гармоники исчезают: весь спектр ОИ состоит из частот, сосредоточенных вблизи пика ω_1 (2.24a) (рис. 9). С целью оценки эффективной длины волны ОИ предположим, что $K = 1$, $\lambda_0 = 1$ см, $\gamma = 10^4$ ($E \sim 1$ ГэВ). При этом оказывается, что пик ондуляторного излучения соответствует длине волны $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$. Таким образом, макроскопический прибор ондулятор оказывается подобным атому: он способен генерировать электромагнитное излучение в световом и в рентгеновском диапазонах шкалы электромагнитных волн.

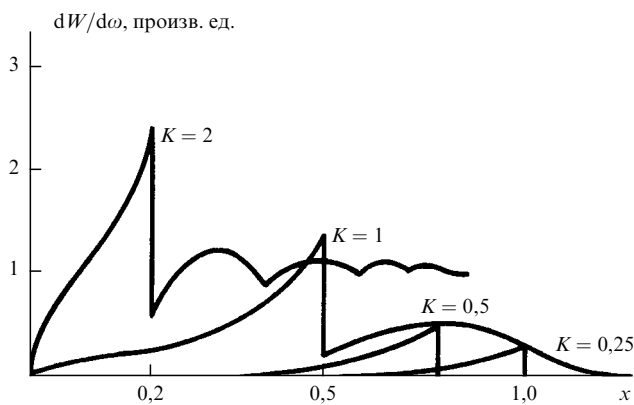


Рис. 9. Спектральный состав ондуляторного излучения для различных значений ондуляторной постоянной K ; $x = \omega/2\gamma^2\omega_0$

Далее остановимся на угловом распределении мощности излучения ондулятора. Анализ углового распределения мощности показывает, что практически все излучение спирального ондулятора сосредоточено вблизи угла $\theta = \theta_0 + \delta\theta$, причем $\delta\theta \sim 1/\gamma$, а $\sin \theta_0 = K/\gamma$. При $K < 1$ (ондулятор) угловой раствор конуса излучения находится точно так же, как в случае СИ. При больших

значениях $K \geq 1$ (вигглер) угловое распределение имеет несколько иную картину (рис. 10), однако общий характер углового распределения мощности излучения релятивистского заряда сохраняется.

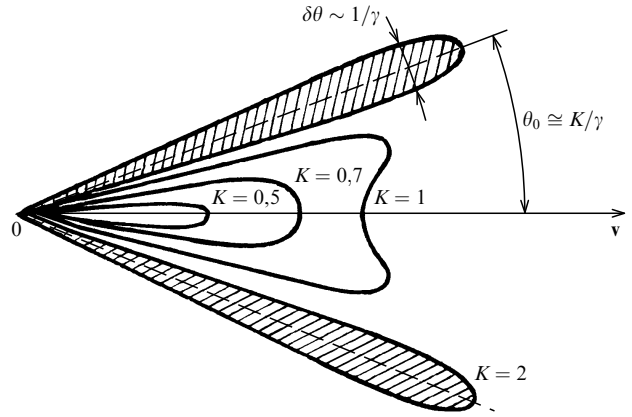


Рис. 10. Полярная диаграмма углового распределения мощности ондуляторного излучения для различных значений ондуляторной постоянной K

Поляризационные свойства излучения электрона в спиральном ондуляторе напоминают свойства синхротронного излучения. Эта общность поляризационных свойств следует из решения задачи о поляризации излучения, испускаемого релятивистскими зарядами, движущимися в магнитном поле произвольной конфигурации (см. [53]).

При наблюдении ондуляторного излучения вблизи оси ондулятора угол θ в выражении (2.24) — малая величина. Поэтому в соответствии с известным асимптотическим поведением функций Бесселя малого аргумента можно получить, что

$$\frac{dW_v}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega^3 \beta^2 K^2}{2\pi c \gamma^2 v \omega_0} J_v'^2(x) \left(l_\sigma + l_\pi \frac{1 + K^2 - \gamma^2 \theta^2}{1 + K^2 + \gamma^2 \theta^2} \right)^2. \quad (2.25)$$

Отсюда следует, что для углов $\theta = \sqrt{1 + K^2}/\gamma$ поляризация ОИ является строго линейной: излучается только σ -компонента, а для углов $\theta = 0$ (наблюдение вдоль оси ондулятора) поляризация оказывается правой круговой: $l_\sigma = l_\pi = 1/\sqrt{2}$. При изменении направления токов в обмотках соленоида соответственно изменяется знак круговой поляризации. Таким образом, спиральный ондулятор является мощным источником циркулярно поляризованного излучения. Заметим, что для плоского ондулятора поляризационные свойства ондулятора оказываются иными: при наблюдении вдоль оси плоского ондулятора излучение оказывается линейно поляризованным⁵. Генерация циркулярно поляризованного излучения в спиральном ондуляторе и линейно поляризованного в плоском ондуляторе открывает широкие возможности применения ОИ в физическом эксперименте, поскольку решается задача не только об источнике поляризованного излучения, но также и об управлении поляризацией.

⁵ Более подробное изложение проблемы ондуляторов можно найти в [52, 54].

Обратим внимание на одно важное обстоятельство: реальный ондулятор всегда обладает конечной длиной. Пусть длина ондулятора $L = N\lambda_0$, где N — число элементов периодичности (см. рис. 8). Тогда для полной энергии излучения электрона в конечном ондуляторе следует записать выражение

$$\frac{dW^{\text{ОИ}}}{d\Omega d\omega} = \frac{\beta^2 e^2 K^2 \omega^2 N^2}{\gamma^2 c \omega_0^2} \left(\frac{\sin z}{z} \right)^2 J_v'^2(x) \times \left[l_\sigma + l_\pi \frac{1 + K^2 - \gamma^2 \theta^2}{1 + K^2 + \gamma^2 \theta^2} \right]^2, \quad (2.26)$$

где

$$\omega_0 = 2\pi\beta_{\parallel} \frac{c}{\lambda_0}, \quad z = N\pi \left(\frac{\omega}{\omega_1} - v \right).$$

При $N \rightarrow \infty$ мы возвращаемся к (2.25), поскольку

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{\sin z}{z} \right)^2 = \frac{1}{N} \delta \left(\frac{\omega}{\omega_1} - v \right).$$

Излучение электрона в конечном ондуляторе оказывается сильно коллимированным: большое число элементов периодичности усиливает угловую направленность излучения. Действительно, полагая, что можно ограничиться максимумом излучения на основной частоте ($v = 1$), и считая ондуляторную постоянную малой ($K \ll 1$), получим

$$z = N\pi \left[\frac{\omega(1 + \gamma^2 \theta^2)}{2\gamma^2 \omega_0} - 1 \right] \cong N\pi \gamma^2 \theta^2,$$

откуда следует, что все излучение сосредоточено практически в узком конусе с углом раскрытия $\theta = 1/\gamma\sqrt{N}$. Такая острая направленность ОИ является важным свойством ондуляторов с точки зрения их применения в физическом эксперименте.

Физическая природа сужения конуса излучения, испускаемого электронами в ондуляторе с большим числом периодов ($N \sim 100$), связана с явлениями интерференции электромагнитных волн. Конус излучения электрона, совершающего одно колебание, характеризуется углом раскрытия $\delta\theta \cong 1/\gamma$. Если же электрон совершает N фазово-когерентных колебаний, то происходит интерференция полей излучения, и как результат этого явления — концентрация излучения — сужение радиационного конуса.

Преимущества ондуляторного излучения по сравнению с СИ раскрываются также при рассмотрении полной энергии излучения. Рассмотрим прежде всего энергию излучения электрона в ондуляторе при наблюдении ОИ вдоль оси ондулятора ($\theta = 0$) на основной частоте ($\omega = \omega_1$). Тогда из (2.26) следует, что

$$\left. \frac{dW^{\text{ОИ}}}{d\omega d\Omega} \right|_{\substack{\omega=\omega_1 \\ \theta=0}} = \frac{2N^2 e^2 \gamma^2}{c} \left(\frac{K}{1 + K^2} \right)^2.$$

Максимум достигается при $K = 1$ (случай вигглера) и

$$\frac{dW_{\text{max}}^{\text{ОИ}}}{d\omega d\Omega} = \frac{N^2 e^2 \gamma^2}{2c}.$$

Сравним последнее выражение с энергией синхротронного излучения, испускаемого электроном при его

движении в плоскости орбиты вращения, за время одного оборота. При этом согласно (2.14)

$$\frac{dW^{\text{СИ}}}{d\omega d\Omega} = \frac{3e^2 \gamma^2}{4\pi^2 c} \left[y K_{2/3} \left(\frac{y}{2} \right) \right]^2,$$

$y = \omega/\omega_{\text{кр}}$, $\omega_{\text{кр}} = 3\omega_0 \gamma^3/2$. Функция $y K_{2/3}(y/2)$ достигает максимума при $y \sim 1$. И тогда для мощности СИ получается выражение

$$\frac{dW_{\text{max}}^{\text{СИ}}}{d\omega d\Omega} \cong \frac{3e^2 \gamma^2}{4\pi^2 c}.$$

Таким образом, при числе периодов ондулятора $N \gg 1$ ($N \sim 100$) мощность его излучения значительно превосходит мощность СИ. Подобная концентрация энергии излучения с помощью вигглера является наиболее важным свойством ондулятора — в силу этих особенностей открываются новые возможности применения СИ в качестве инструмента исследования в физике и технике. Поэтому накопительное кольцо меняет свои функции, и его главной задачей становится получение релятивистских электронов, излучающих свет с помощью вигглера.

Мы не касаемся здесь квантовых эффектов в излучении вигглера (см. [115, 116]).

2.6. Излучение электрона в коротком магните. Формирование синхротронного излучения

Излучение электронов, движущихся в системах типа "короткого магнита", обладает рядом особенностей, которые помимо теоретического интереса могут иметь практическое значение. Простейшим примером движения электрона в коротком магните является его движение по дуге окружности при условии ее достаточной малости. При этом все важнейшие свойства излучения, возникающие при движении электрона в коротком магните произвольной структуры, имеют место и в рассматриваемой модели (см. [55, 56]).

Пусть электрон движется с постоянной по модулю скоростью $v = c\beta$ до некоторого момента времени прямолинейно. Затем под влиянием внешних сил он описывает дугу окружности радиуса R с угловым раствором 2α и вновь продолжает движение по прямой (рис. 11). Угол отклонения α предполагается малым и удовлетворяет условию $\alpha \ll 1/\gamma = mc^2/E$.

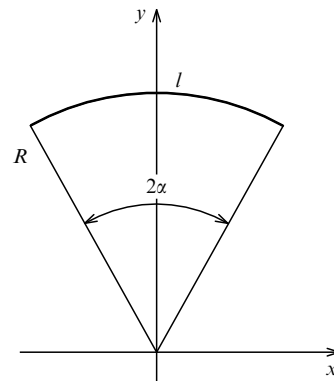


Рис. 11. Движение электрона по дуге окружности

С помощью обычных методов классической электродинамики спектрально-угловое распределение полной энергии \mathcal{E} для рассматриваемого движения можно представить в виде

$$d\mathcal{E} = W T F dq d\Omega, \quad F = F_\sigma + F_\pi, \quad d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi \quad (2.27)$$

(см. [56]), где $T = 2\alpha/\omega_0$, $\omega_0 = c\beta/R$, $q = \omega/\omega_0$, W — мощность синхротронного излучения, определенная формулой (1.2). Функция $F_{\sigma,\pi}$ связана с поляризационными компонентами излучения f_σ и f_π :

$$F_{\sigma,\pi} = \frac{3}{16\pi^2\alpha\gamma^4} |f_{\sigma,\pi}|^2, \quad (2.28)$$

где

$$f_\sigma = \int_{\varphi-\alpha}^{\varphi+\alpha} \frac{\cos x - \mu}{p^2(x)} \exp(-iq\psi) dx,$$

$$f_\pi = \cos \theta \int_{\varphi-\alpha}^{\varphi+\alpha} \frac{\sin x}{p^2(x)} \exp(-iq\psi) dx,$$

причем $p(x) = 1 - \mu \cos x$, $\psi(x) = x - \mu \sin x$, $\mu = \beta \sin \theta$, а $\gamma = E/mc^2$ — релятивистский фактор. В этих формулах ω — частота излучения, углы θ , φ задают направление излучения.

Анализ этих формул показывает [56], что общие закономерности углового распределения мощности излучения в коротком магните совпадают со свойствами синхротронного излучения. В этом можно убедиться, если проинтегрировать (2.27) и (2.28) по спектру: излучение (как и СИ) направлено вперед по движению заряда и сосредоточено в узком конусе с угловым раствором $\delta\theta \sim 1/\gamma$. Интересно отметить, что при $\alpha \rightarrow 0$ можно получить формулы, совпадающие с выражениями для мгновенного распределения мощности синхротронного излучения.

Наблюдается также и совпадение поляризационных свойств: при интегрировании (2.27) по углам и частотам можно получить

$$W_{\sigma,\pi} = \frac{\mathcal{E}}{T} = \int_0^\infty dq \oint d\Omega F_{\sigma,\pi}, \quad (2.29)$$

причем

$$W_\sigma = \frac{6 + \beta^2}{8} W, \quad W_\pi = \frac{2 - \beta^2}{8} W.$$

Однако вместе с тем можно наблюдать и серьезные отличия излучения электронов в коротком магните от синхротронного излучения. Это прежде всего касается генерации низкочастотного излучения при движении электронов по дуге окружности. Если электрон движется по дуге малого углового раствора $\alpha \ll 1/\gamma$, то из (2.28) следует, что

$$F_{\sigma,\pi} = \frac{3A_{\sigma,\pi}^2}{[2\pi\gamma^2 p^2(\varphi)]^2} \left(\frac{\sin[\alpha q p(\varphi)]}{\alpha q p(\varphi)} \right)^2, \quad (2.30)$$

где $A_\sigma = \beta \sin \theta - \cos \varphi$, $A_\pi = \cos \theta \sin \varphi$. Отсюда видно, что максимум излучения приходится на $\omega = 0$, и с увеличением частоты спектрально-угловое распределение медленно ($\propto \omega^{-2}$) убывает до нуля, причем эффективная ширина спектра равна

$$\Delta\omega = \frac{\pi\omega_0}{2\alpha(1-\beta^2)} = \frac{\pi c\beta\gamma^2}{l}, \quad (2.31)$$

где l — длина дуги. Таким образом, в "коротком магните" генерируется "белый шум" с эффективной шириной спектра $\Delta\omega$. Если считать, что $l \cong 10-100$ см, то для электрона с энергией 1 ГэВ спектр "белого шума" простирается от нуля вплоть до ультрафиолетового излучения. Обратим внимание на принципиальную особенность излучения в коротком магните: максимум излучения приходится на нулевую частоту — это так называемые "странные электромагнитные волны" (см. [52, 54]). В этом отношении излучение в коротком магните отличается от большинства процессов излучения, где энергия излучения обращается в нуль при стремлении к нулю частоты излучения. Этой закономерности подчиняется, в частности, синхротронное излучение: при $\omega \rightarrow 0$ его мощность обращается в нуль (см. рис. 7).

Более детальный анализ [56] показывает, что относительный вклад малых частот в излучение уменьшается с ростом углового раствора дуги, и с увеличением угла α максимум в спектре смещается в область коротких волн. При этом характерно, что излучение "нулевой" частоты при движении электрона по полной окружности ($\alpha = 2\pi$) отсутствует.

В связи с особенностями спектрального состава излучения при движении заряда по дуге окружности обратим внимание на известное в приложениях к астрофизике изгибное или магнитодрейфовое излучение (см. [3]), возникающее при движении заряда вдоль силовых линий неоднородного магнитного поля. Оставляя в стороне детали, связанные с этим видом излучения, отметим только, что в силу конечности отрезка кривой, по которой движется заряд, спектральный состав этого излучения, обычно считающийся аналогичным спектральному составу СИ, может несколько измениться в области малых частот.

И наконец, рассмотрим характер излучения при целом числе оборотов электрона и связанное с этим формирование синхротронного излучения. Пусть теперь $\alpha = N\pi$. В этом случае, развивая изложенный выше подход (см. (2.27), (2.28)), получим

$$d\mathcal{E} = W T g_N(q) G dq d\Omega, \quad (2.32)$$

где величина G связана с функциями Ангера $\bar{J}_q(x)$ и Вебера $\bar{E}_q(x)$, $x = q\beta \sin \theta$. Существенно, что число оборотов электрона по окружности N входит только в фактор

$$g_N(q) = \frac{\sin^2(\pi N q)}{N \sin^2(\pi q)}.$$

Остальная часть выражения (2.32) не зависит от N и совпадает со спектрально-угловым распределением излучения электрона, совершающего один полный оборот. Полное выражение для функции G можно найти в [56], а также в [55].

Выражение (2.32) позволяет проследить, как формируется спектр СИ при $N \rightarrow \infty$. Переходя к пределу

$$\lim_{N \rightarrow \infty} g_N(q) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(q-n),$$

находим, что формула Шотта получается из (2.32) при конечном, но весьма большом числе оборотов [34]:

$$dW = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\mathcal{E}}{T} = \frac{e^2 c \beta^2}{2\pi R^2} \sum_{n=1}^{\infty} n^2 \left[\beta^2 J_n'^2(n\beta \sin \theta) + \cot^2 \theta J_n^2(n\beta \sin \theta) \right]. \quad (2.33)$$

При этом функции Ангера переходят в функции Бесселя целого индекса, и спектрально-угловое распределение мощности излучения переходит в известные выражения, справедливые для синхротронного излучения.

2.7. Когерентность синхротронного излучения группы электронов

Классическая теория СИ развивалась как теория излучения одного электрона, движущегося в однородном магнитном поле по круговой траектории. Выводы теории нашли уверенное экспериментальное подтверждение, хотя в ускорителях и накопительных кольцах источником излучения одновременно являются $10^{12} - 10^{13}$ частиц, либо занимающих всю орбиту (бетатрон), либо сгруппировавшихся в отдельные сгустки (синхротрон, накопительное кольцо). Явление интерференции при излучении электромагнитных волн отдельными электронами может оказать влияние на полную мощность излучения — может возникнуть когерентное СИ.

Впервые проблему когерентности рассматривал еще Шотт в своих ранних исследованиях сатурнианской модели атома, предполагавшей одновременное движение большого числа электронов по замкнутой орбите. Исследуя излучение групп электронов, равномерно распределенных по окружности, Шотт пришел к выводу о полной несостоятельности классической модели атома, ибо выводы теории противоречили данным наблюдения [5].

Намного позже, в связи с развитием техники циклических ускорителей, исследование вопросов когерентности было продолжено, изучался спектр синхротронного излучения и его мощность [58–60], а также экранирующее влияние стенок ускорительной камеры [61, 62]. Предполагалось, что излучение генерируется отдельными сгустками частиц конечной протяженности с различными значениями формфактора, характеризующего распределение частиц в сгустке.

Рассмотрим прежде всего возможность когерентного излучения электронов, расположенных равномерно вдоль всей орбиты вращения. Пусть отношение номера гармоники ν к числу электронов N равно s . При этом мощность излучения отличается от мощности излучения одного электрона $W(\nu)$ (2.8) фактором когерентности S_N (см. [5, 25]):

$$W_N(\nu) = S_N W(\nu), \quad S_N = N + \sum_{\substack{j=1, j' \neq 1 \\ (j \neq j')}}^N \cos[\nu(\psi_j - \psi_{j'})], \quad (2.34)$$

где ψ_j — начальная фаза j -го электрона. Если электроны разбросаны хаотично, то $S_N = N$ — излучение некогерентно. При равномерном расположении частиц

$$W = \sum_s W_s,$$

где

$$W_s = \frac{e^2 c \beta N^3 s}{R^2} \left[2\beta^2 J'_{2sN}(2sN\beta) - (1 - \beta^2) \int_0^{2sN\beta} J_{2sN}(x) dx \right] \quad (2.35)$$

(см. [5]). В нерелятивистском приближении ($\beta \rightarrow 0$) излучение максимально только для одного электрона ($N = 1$), поскольку вклад остальных частиц подавлен:

$$W_s \underset{\beta \rightarrow 0}{=} \frac{2e^2 c \beta^2 N^3 (N+1)}{R^2 (2N+1)(2N)!} (N\beta)^{2N}.$$

В другом — ультрарелятивистском — приближении ($1 - \beta^2 \ll 1$)

$$W_s = \frac{e^2 c \epsilon_0 N^3 s}{\pi R^2 \sqrt{3}} \int_{\kappa}^{\infty} K_{5/3}(x) dx, \quad \kappa = \frac{2}{3} N s \epsilon_0^{3/2}. \quad (2.36)$$

Рассмотрим два предельных случая для величины κ и прежде всего предположим, что $\kappa \ll 1$. Это соответствует небольшим концентрациям электронов, а также длинноволновой части спектра СИ, ибо

$$\nu = sN \ll \frac{3}{2} \epsilon_0^{-3/2} = \frac{3}{2} \gamma^3.$$

Тогда

$$W_s = \frac{3^{2/3} e^2 c \Gamma(2/3) N^2 (sN)^{1/3}}{\pi R^2 \sqrt{3}}, \quad (2.37)$$

таким образом, для низких частот излучения ($\omega \ll \omega_c$) когерентность СИ может иметь место. В другом же предельном случае, когда концентрация электронов N составляет величину $(E/mc^2)^3$ (коротковолновая часть спектра) все излучение оказывается сильно подавленным:

$$W_s = \frac{e^2 c \epsilon_0^{1/4} N^3 \sqrt{sN}}{\sqrt{2\pi} R^2} \exp\left[-\frac{2}{3} sN \epsilon_0^{3/2}\right]. \quad (2.38)$$

Рассмотренный здесь случай равномерного заполнения электронами орбиты вращения обсуждался в связи с возможностью радиационных потерь энергии частиц в бетатроне. Высказывались опасения, что вследствие когерентности излучение электронов в бетатроне может оказаться подавленным, однако анализ проблемы, проведенный Арцимовичем и Померанчуком [9], а также решающий эксперимент Блюитта [8] показали, что по крайней мере в максимуме излучения процесс происходит некогерентно. Было также отмечено [9], что флуктуации плотности частиц препятствуют их регулярному заполнению орбиты.

Как известно (см., например, [25]), в отличие от бетатрона в синхротроне (и в накопительном кольце) электроны заполняют не всю орбиту, а движутся отдель-

ными сгустками. В этом случае фактор когерентности можно представить в виде

$$S_N = N + N(N-1)f_v.$$

При этом $f_v = 1$ соответствует полностью когерентному излучению, а при $f_v = 0$ излучение некогерентно.

В предположении, что электроны в сгустке распределены симметрично около среднего положения (на азимуте равно нулю) для функции f_v можно получить [25]

$$f_v = \left[\int_{-\infty}^{\infty} w(\varphi) \cos(v\varphi) d\varphi \right]^2, \quad (2.39)$$

где $w(\varphi)$ — вероятность нахождения электронов на орбите в угловом интервале между φ и $\varphi + d\varphi$. В частности, если распределение следует закону Гаусса

$$w(\varphi) = \frac{1}{\alpha\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\varphi^2}{\alpha^2}\right),$$

то $f_v = \exp(-v^2\alpha^2/2)$.

Мощность СИ складывается из когерентной и некогерентной частей:

$$W_v = W^{\text{неког}}(v) + W^{\text{ког}}(v) = W(v)N + W(v)N^2f_v,$$

при этом из последней формулы видно, что максимальное когерентное излучение может проявляться лишь в области длин волн, имеющих величину порядка размеров сгустка: $v \sim 1/\alpha$ (область низких частот). Интегрируя теперь мощность излучения по всем гармоникам, получим

$$W^{\text{ког}} = \frac{e^2 c N^2 (\sqrt{3}/\alpha)^{4/3} \Gamma^2(2/3)}{R^2 \pi \sqrt{3} \cdot 2^{1/3}} = 0,56 \frac{N^2 e^2 c}{\alpha^{4/3} R^2}, \quad (2.40)$$

откуда следует, что в области длинноволнового излучения сгустка с угловым размером α мощность когерентного излучения не зависит от энергии частицы (см. [58, 60]). Последние наблюдения когерентного синхротронного излучения [63, 112, 113] дают, однако, основания для дальнейшего исследования зависимости этого явления от формы сгустка и его размеров (см. [64, 65, 111]).

Таким образом, излучение электронов в синхротроне оказывается некогерентным по крайней мере в области высоких частот — именно это обстоятельство обусловило согласие экспериментов с теорией излучения одного электрона: полная мощность СИ пропорциональна числу электронов. Однако в области низких частот, особенно в радиодиапазоне, когерентность может наблюдаться. Это будет в том случае, если электроны движутся сгустками, размер которых сравним с длиной волны излучения: мощность излучения может при этом сильно возрастать.

Когерентность СИ в области радиодиапазона вызвала интерес [66] в связи с наблюдением радиоизлучения, приходящего от пульсаров. Оценка мощности этого излучения приводит к предположению о том, что радиоизлучение происходит когерентно и обусловлено зарядами, сгруппированными в виде сгустков, вращающихся вблизи поверхности пульсара. В связи с этим накопительное кольцо, в котором электроны движутся отдельными сгустками, рассматривается как лабораторная модель излучения пульсара.

3. Обзор квантовой теории синхротронного излучения

3.1. Пределы применимости классической теории

Первоначальные оценки границ применимости классической теории излучения, основанной на представлении об излучении как о непрерывном процессе, подтверждали справедливость подобного подхода исследования СИ как физического явления вплоть до очень высоких энергий электрона, практически недостижимых в ускорительной технике даже в обозримом будущем. Действительно, исходя из общих соображений, можно считать, что классическая теория излучения релятивистского заряда должна быть справедлива до тех пор, пока энергия излучаемого фотона $\varepsilon_\Phi = \hbar\omega = \hbar v\omega_0$ остается достаточно малой по сравнению с энергией электрона: $\varepsilon_\Phi \ll E$ [11] (см. также [15, 60]). Оценивая энергию фотона в максимуме излучения, можно получить критерий справедливости классической теории в описании синхротронного излучения в виде оценки энергии $E \ll E_{1/2}$, где

$$E_{1/2} = mc^2 \left(\frac{mcR}{\hbar} \right)^{1/2} \cong 10^9 \text{ МэВ.}$$

В дальнейшем этот критерий подтверждался соображениями инвариантности, в силу которой мощность СИ, будучи инвариантной величиной, должна зависеть только от инвариантных параметров, одним из которых является динамический инвариант

$$\chi = \frac{1}{mcH_0} \sqrt{-(F^{\mu\nu}p_\nu)^2} = \frac{H}{H_0} \frac{E}{mc^2} = \left(\frac{E}{E_{1/2}} \right)^2, \quad (3.1)$$

где $F^{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля, p_ν — четырехмерный импульс, а H_0 — швингеровское магнитное поле.

Однако в дальнейшем выяснилось, что критерий $\chi \ll 1$ не вскрывает всех особенностей, связанных с дискретными свойствами синхротронного излучения [32, 67]. Прежде всего это касается влияния дискретного характера излучения на траекторию движущейся частицы.

Поскольку энергия излучаемого фотона в максимуме спектра СИ достаточно велика, $\varepsilon_\Phi \sim \hbar\omega_0\gamma^3$, число таких фотонов, излучаемых за время одного оборота электрона конечно и равно

$$N_{\text{об}} = \frac{W}{\varepsilon_\Phi} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{E}{mc^2}.$$

Для более наглядной оценки фактора дискретности излучения можно найти длину пути (в см), проходимого электроном без испускания высокоэнергетичных фотонов:

$$\mathcal{L} = \frac{c\varepsilon_\Phi}{W} = \frac{3}{2} \frac{\hbar^2}{me^2} \frac{H_0}{H} = \frac{34,9 \cdot 10^4}{H}.$$

Как видно, это выражение зависит только от напряженности магнитного поля H , и при обычных (для ускорителей и накопительных колец) значениях $\sim 10^4$ Гс из него следует, что в среднем один мощный фотон излучается на пути ~ 30 см.

Дискретность излучения, выступающая здесь как важный фактор, может сказаться на траектории частицы, вызывая ее квантовые флуктуации как следствие эффекта отдачи, испытываемой электроном при испускании им фотонов (более подробно см. раздел 4). Здесь в особенности следует обратить внимание на движение электронов в синхротроне и в накопительных кольцах. Поскольку энергетические радиационные потери компенсируются внешним источником, квантовые эффекты флуктуации траектории наблюдаются в условиях постоянного значения (в среднем) радиуса. Накопительное кольцо открывает возможности экспериментального исследования квантовых флуктуаций траектории электрона.

И последнее замечание: если инвариантный динамический параметр χ принимает большие значения (высокие энергии, экстремальное поле), то открывается новая область физических явлений — ультраквантовая физика. В этой области ($\chi \geq 1$) классическая теория вообще оказывается несостоятельной: необходимо применение строгой квантовой теории.

3.2. Метод точных решений. Квантовые состояния электрона в магнитном поле

Развитие квантовой теории синхротронного излучения оказалось целесообразным проводить на основе квантовой релятивистской механики и квантовой электродинамики, применяя так называемый "метод точных решений" [24, 25]. При этом волновая функция, определяющая квантовое состояние электрона, подчиняется уравнению Дирака:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = [c(\boldsymbol{\alpha} \cdot \hat{\mathbf{P}}) + \rho_3 mc^2] \Psi, \quad (3.2)$$

где

$$\hat{\mathbf{P}} = -i\hbar \nabla - \frac{e}{c} (\mathbf{A}^{\text{ext}} + \mathbf{A}^{\text{KB}}),$$

\mathbf{A}^{ext} относится к внешнему магнитному полю, которое учитывается точно, а \mathbf{A}^{KB} — к квантованному поперечному полю излучения. Здесь α и ρ_3 — четырехрядные матрицы Дирака, волновая функция Ψ состоит из четырех компонент (более подробно см. [24]). Процессы, происходящие с электроном в связанном состоянии при его взаимодействии с полем излучения, рассматриваются с применением теории возмущений, при этом все разложения в теории возмущений производятся по полной системе точных решений уравнения Дирака с внешним полем (представление Фарри [68]).

Такой подход открыл возможность предсказания и установления ряда принципиально новых физических особенностей СИ: квантовые флуктуации траектории электрона при его движении в циклическом ускорителе и накопительных кольцах, эффект радиационной поляризации электронов и позитронов, особенности синхротронного излучения в сильном и сверхсильном магнитном поле и ряд других (см. [24, 25, 69]).

С целью исследования спиновых эффектов целесообразно ввести оператор поляризации

$$\hat{\mathbf{O}} = \rho_3 \boldsymbol{\Sigma} + \frac{\rho_1 c \hat{\mathbf{P}}}{E} - \frac{\rho_3 mc^2 \hat{\mathbf{P}}(\boldsymbol{\Sigma} \cdot \hat{\mathbf{P}})}{E(E + mc^2)}, \quad (3.3)$$

который в системе покоя электрона переходит в оператор спина Паули. Этот оператор является релятивистским аналогом паулиевского спина:

$$\hat{O}_i \hat{O}_j - \hat{O}_j \hat{O}_i = 2i\epsilon_{ijk} \hat{O}_k, \quad \hat{O}_j^2 = 1, \quad (3.4)$$

его компонента, направленная вдоль магнитного поля, коммутирует с гамильтонианом (3.2), и это дает возможность разделить решение уравнения Дирака по спиновым состояниям.

Если однородное магнитное поле выбрано в виде $\mathbf{H} = (0, 0, H)$, то подчиняя волновую функцию (3.2) требованию

$$\hat{O}_3 \Psi = \zeta \Psi, \quad (3.5)$$

можно ввести "четвертое" квантовое число $\zeta = \pm 1$, характеризующее поперечную поляризацию: вдоль магнитного поля ($\zeta = 1$) или против него ($\zeta = -1$).

Заметим, что в релятивистской теории Дирака вопрос о возможности измерения спина независимо от орбитального движения частицы является в известной степени сложным, поскольку вследствие интерференции зарядово-сопряженных состояний электрон совершает "дрожжащее движение" (Zitterbewegung). Это приводит к тому, что в теории Дирака сохраняется лишь полный момент. Единичный оператор поляризации (3.3) и его ковариантные обобщения открывают возможность независимого измерения спина, поскольку они коммутируют с гамильтонианом [24, 57].

Опуская детали, связанные с решением уравнения Дирака (3.2) (это достаточно подробно изложено в [24, 35]) укажем здесь, что квантовое состояние электрона в магнитном поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ определено набором четырех квантовых чисел: n — энергетическое, s — радиальное, k_3 — проекция импульса на направление поля и ζ — проекция спина на направление поля. При этом энергия электрона имеет вид

$$E = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 \hbar^2 k_3^2 + 2e_0 H \chi n}. \quad (3.6)$$

В случае макроскопического движения электрона главное энергетическое число n принимает очень большие значения и энергетический спектр становится непрерывным. В нерелятивистском приближении формула (3.6) представляет собой известные уровни Ландау и также содержит кинетическую энергию движения электрона вдоль поля. Заметим, что спектр энергии (3.6) вырожден по спину и по радиальному числу s . Учет аномального магнитного момента снимает вырождение по спину, и энергетический спектр приобретает вид (см. [70])

$$E = mc^2 \left\{ \left(\frac{\hbar k_3}{mc} \right)^2 + \left[\sqrt{1 + \frac{H}{H_0} (2n + \zeta + 1)} + \zeta \frac{H}{H_0} \frac{\mu - \mu_0}{2\mu_0} \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad (3.7)$$

$$\mu = -\mu_0 \left(1 + \frac{e^2}{2\pi \hbar c} \right), \quad \mu_0 = \frac{e_0 \hbar}{2mc}.$$

При этом основное состояние ($n = 0, k_3 = 0$) (см. (3.6)) соответствует спину, ориентированному против направления магнитного поля ($\zeta = -1$).

Квантовые числа n и s можно связать с радиусом орбиты вращения электрона и квадратичной флуктуацией радиуса:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{n + s + 1/2}{\gamma_0}, \quad \langle r^2 \rangle - \langle r \rangle^2 = \frac{s + 1/2}{2\gamma_0},$$

$$\gamma_0 = \frac{e_0 H}{2c\hbar}. \quad (3.8)$$

В случае экстремально сильного магнитного поля происходит ярко выраженная локализация электрона вблизи плоскости орбиты вращения, ибо

$$R = \sqrt{\frac{n}{\gamma_0}} = \frac{\hbar}{mc} \sqrt{\frac{nH_0}{H}}$$

и при $H \rightarrow H_0$ радиус орбиты в слабозвужденных состояниях имеет величину порядка комптоновской длины волны.

3.3. Квантовые особенности мощности синхротронного излучения

Ограничиваясь этими замечаниями, перейдем к задаче о синхротронном излучении. В результате использования достаточно стандартных методов [24, 35] выражение для мощности синхротронного излучения можно получить в виде

$$W = \frac{e^2 c}{2\pi} \sum_{v, s', \zeta'} \int d^3 \kappa \delta(\kappa - \kappa_{m'}) \Phi I_{ss'}^2(x), \quad (3.9)$$

где

$$c\kappa_{m'} = \frac{E_n - E_{n'}}{\hbar}, \quad x = \frac{\kappa^2 \sin^2 \theta}{4\gamma_0}, \quad v = n - n';$$

суммирование по k'_3 здесь проведено с учетом сохранения компоненты импульса, параллельной полю. Входящий в формулу мощности излучения радиальный множитель $I_{ss'}^2(x)$ представляет собой функцию Лагерра, связанную с полиномами Лагерра $Q_s^{s-s'}(x)$ соотношением

$$I_{ss'}(x) = \frac{1}{\sqrt{s!s'}} \exp\left(-\frac{x}{2}\right) x^{(s-s')/2} Q_s^{s-s'}(x). \quad (3.10)$$

Функция Φ связана с матричными элементами матриц Дирака и выражается через функции Лагерра $I_{m'}(x)$, которые по аналогии с классической теорией СИ, аппроксимируются функциями Макдональда $K_{1/3}$ (см. [24, 35]). Таким образом, интеграл под знаком суммы (3.9) представляет собой мощность излучения, испускаемого при переходах электрона в состояниях $n \rightarrow n'$, $s \rightarrow s'$ с изменением спина $\zeta \rightarrow \zeta'$.

Проводя необходимые преобразования, интегрируя по углам и суммируя по состояниям поляризации поля излучения, найдем следующее выражение для спектрального распределения мощности синхротронного излучения [24, 71]:

$$W = W^{\text{кл}} \frac{9\sqrt{3}}{16\pi} \sum_{s'} \int_0^\infty \frac{y dy}{(1 + \xi y)^4} I_{ss'}^2(x) F(y), \quad (3.11)$$

где

$$F = \frac{1 + \zeta\zeta'}{2} \left[2(1 + \xi y) \int_y^\infty K_{5/3}(x) dx + \frac{1}{2} \xi^2 y^2 K_{2/3}(y) - \zeta(2 + \xi y) \xi y K_{1/3}(y) \right] + \frac{1 - \zeta\zeta'}{2} \xi^2 y^2 [K_{2/3}(y) + \zeta K_{1/3}(y)].$$

Здесь аргумент x функции $I_{ss'}^2$ после перехода от суммирования по $v = n - n'$ к интегрированию по переменной y имеет вид

$$x = \frac{\xi_1 y^2}{(1 + \xi y)^2}.$$

Из (3.11) следует, что вероятность спонтанных переходов электрона зависит от двух параметров⁶:

$$\xi = \frac{3}{2} \frac{H}{H_0} \frac{E}{mc^2} = \frac{3}{2} \chi = \frac{3}{2} \left(\frac{E}{E_{1/2}} \right)^2, \quad E_{1/2} = mc^2 \left(\frac{mcR}{\hbar} \right)^{1/2},$$

$$\xi_1 = \frac{9}{8} \frac{H}{H_0} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4 = \frac{9}{8} \left(\frac{E}{E_{1/5}} \right)^2, \quad E_{1/5} = mc^2 \left(\frac{mcR}{\hbar} \right)^{1/5}. \quad (3.12)$$

К параметру ξ_1 мы вернемся позже, а пока заметим, что мощность СИ зависит только от одного инвариантного параметра χ , поскольку сумма по радиальному квантовому числу

$$\sum_{s'} I_{ss'}^2(x) = 1$$

строго обращается в единицу. Таким образом, предел применимости классической теории синхротронного излучения, предсказанный в [11], находит строгое подтверждение в квантовой теории. Заметим, однако, что это касается только мощности СИ.

Выражение (3.11) является точным: оно допускает любые значения параметра $\xi = 3\chi/2$, включая и $\chi \gg 1$, реализуемые в физике нейтронных звезд, где значение магнитного поля близко к критическому H_0 . Формула для мощности излучения включает в себя также вклад излучения, сопровождающегося переворотом спина (спин-флип-переходы), когда $\zeta' = -\zeta$. Как следует из (3.11), вероятности этих переходов пропорциональны квадрату постоянной Планка \hbar^2 .

Поскольку мощность СИ зависит явным образом от ориентации спина электрона, излучение, сопровождающееся переворотом спина, оказывает влияние на его ориентацию и стимулирует направленный процесс поляризации пучка электронов. Зависимость от спина имеется также и в формуле для мощности СИ, входя в члены, не зависящие от переворота спина. Это представляет не только академический интерес. Действительно, в предположении малости инвариантности параметра ξ из (3.11) можно получить, что спектральное распределение мощности синхротронного излучения поляризованного

⁶ Вероятность спонтанных переходов можно получить из подынтегрального выражения (3.11) делением его на энергию кванта электромагнитного поля $\hbar\omega$.

пучка электронов имеет вид

$$W^{\text{пол}} = W^{\text{кл}} \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \int_0^\infty \left[(1 - 3\xi y) \int_y^\infty K_{5/3}(x) dx - \zeta \xi y K_{1/3}(y) \right] y dy. \quad (3.13)$$

Заметим, что существенный прогресс в интерпретации квантовых поправок к классическому выражению для мощности СИ был достигнут Бордовицыным [76], показавшим, в частности, что квантовая поправка в формуле (3.13) содержит вклады от интерференции излучения электрона, заряда и спинового магнитного момента электрона. Очевидно, что разность выражений для мощности излучения поляризованного и неполяризованного (усредненного по спину) пучков электронов имеет вид

$$W^{\text{пол}} - W^{\text{непол}} = -\zeta \xi W^{\text{кл}} \int_0^\infty \Phi^{\text{сп}}(y) dy,$$

где

$$\Phi^{\text{сп}}(y) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} y^2 K_{1/3}(y).$$

Поскольку это выражение непосредственно связано с поляризацией пучка электронов ζ , разность $W^{\text{пол}} - W^{\text{непол}} = W^{\text{сп}}$ можно назвать "спиновым светом". Практически в эксперименте неполяризованный пучок электронов можно получить из поляризованного путем введения деполаризатора в камеру накопительного кольца.

Излучение $W^{\text{сп}}$ линейно поляризовано — излучается только σ -компонента. "Спиновый свет" обладает также характерным спектральным распределением мощности: максимум смещен в область высоких частот и достигается при $y = \omega/\omega_{\text{кр}} \cong 1,6$, в то время как максимум в спектре СИ достигается при $y = 0,3$ (здесь $\omega_{\text{кр}} = 3\omega_0 y^3/2$).

В отличие от спектра СИ (см. 2.17) спектральное распределение мощности "спинового света" имеет вид

$$\Phi^{\text{сп}}(y) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \begin{cases} 2^{-2/3} \Gamma(1/3) y^{5/3}, & y \rightarrow 0, \\ \sqrt{\pi/2} y^{3/2} e^{-y}, & y \rightarrow \infty. \end{cases}$$

Соответствующие кривые представлены на рис. 12. Отношение мощности излучения "спинового света" к классическому выражению имеет следующий вид:

$$\Delta W^{\text{сп}}(y) = \frac{W^{\text{сп}}(y)}{W^{\text{кл}}(y)} = |\zeta| \xi y K_{1/3}(y) \left[\int_y^\infty K_{5/3}(x) dx \right]^{-1} \cong \cong |\zeta| \xi y, \quad y \gg 1.$$

Здесь $|\zeta|$ в смешанном квантовом состоянии характеризует степень поляризации пучка электронов: $|\zeta| = P$.

Таким образом, открывается новая возможность визуального наблюдения поляризационных характеристик пучка электронов путем исследования мощности СИ на фиксированной частоте спектра (см. [72]). Эксперимент, проведенный в ИЯФ СО АН СССР [72], можно рассматривать как первое визуальное наблюдение излучения, непосредственно связанного со спином электрона.

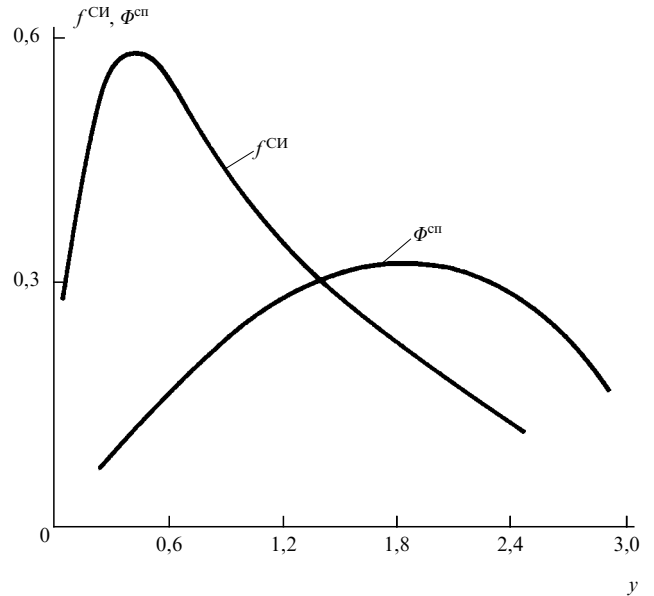


Рис. 12. Спектральное распределение мощности СИ ($f^{\text{СИ}}$) и "спинового света" ($\Phi^{\text{сп}}$)

Далее найдем выражение для мощности СИ, просуммированное по состояниям поляризации электрона:

$$W = W^{\text{кл}} \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \int_0^\infty \frac{y dy}{(1 + \xi y)^3} \left[\int_y^\infty K_{5/3}(x) dx + \frac{\xi^2 y^2}{1 + \xi y} K_{2/3}(y) \right]. \quad (3.14)$$

Задача точного вычисления мощности СИ, равномерно пригодного для любых значений параметра ξ , была решена Багровым [73]. Приведем здесь два предельных случая в виде асимптотического приближения. Прежде всего рассмотрим случай, когда инвариантный параметр мал, $\xi \ll 1$, т.е. квантовые поправки к классической формуле излучения:

$$W = W^{\text{кл}} \left[1 - \frac{55\sqrt{3}}{24} \xi + \frac{64}{3} \xi^2 + \dots \right]. \quad (3.15)$$

С точностью до линейного члена по ξ эта поправка была найдена в [74] и в дальнейшем подтверждена Швингером [75] для бесспиновых частиц.

В другом предельном случае, когда $\xi \gg 1$ (высокие энергии, экстремально большие магнитные поля), формула для мощности СИ радикально отличается от классической (ультраквантовый предел):

$$W^{\text{УК}} = W^{\text{кл}} \left[\frac{2^{8/3}}{9} \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) \right] \xi^{-4/3}, \quad \xi \gg 1 \quad (3.16)$$

[24, 77, 79]⁷. В ультраквантовом пределе основной член мощности излучения уже обладает квантовой природой.

⁷ Этот результат был получен также В.И. Ритусом [79] в модели скрещенного поля ($H = E, \mathbf{H} \perp \mathbf{E}$). Несмотря на принципиально различный характер движения электрона в магнитном и скрещенном полях, некоторые результаты расчета мощности синхротронного излучения совпадают, поскольку излучение формируется на очень малом участке траектории. Это справедливо, однако, только в случае квазиклассического движения электрона (большие квантовые числа),

Поэтому переход к классическому приближению становится невозможным.

Характерно, что в ультраквантовом случае спектр излучения обрывается на частоте $\omega_{\max}^{\text{YK}} = E/\hbar \ll \omega_{\max}^{\text{кл}}$, не достигая известной классической критической частоты

$$\omega_{\max}^{\text{кл}} = \frac{c}{R} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^3.$$

Это непосредственно следует из формулы для критической частоты излучения (см. [35]):

$$\omega_{\max} = \frac{3}{2} \omega_0 \gamma^3 \frac{y_{\max}}{1 + \xi y_{\max}}, \quad y_{\max} \sim 1.$$

Известный интерес может представлять излучение в случае слабозбужденных электронов (низкие энергетические уровни) в сильном магнитном поле. Особенностью подобной задачи является характерная для этого случая дискретность энергетического спектра электрона ("квантующее" магнитное поле). В предположении отсутствия движения электрона вдоль поля ($k_3 = 0$) энергия

$$E = mc^2 \sqrt{1 + 2n \frac{H}{H_0}}$$

при $n \sim 1, 2, \dots$ принимает существенно дискретные значения.

Проведение вычислений в рассматриваемом случае возможно лишь численными методами. При этом оказывается, что вероятность спонтанных переходов перестает зависеть от ориентации спина электрона, и переходы с изменением ориентации спина происходят с той же вероятностью, что и без изменения поляризации.

Мощность излучения компонент σ и π линейной поляризации принимает вид $W_\sigma = 0,742 W$, $W_\pi = 0,258 W$, где

$$W = 0,453 \left(\frac{H_0}{H} \right)^2 W^{\text{кл}}$$

(см. [78]). Таким образом, выражение для мощности излучения W отличается от известной классической формулы умножением на инвариантную величину

$$f = \frac{1}{4} \frac{1}{H_0^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} = \left(\frac{H}{H_0} \right)^2.$$

Этот результат не совпадает с полученными не только в классической теории, но и в ультраквантовом случае движения электрона в возбужденном состоянии в сверхсильном поле.

3.4. Квантовые флуктуации траектории электрона

Развитие квантовой теории синхротронного излучения привело к открытию нового физического явления: влияния дискретности излучения на траекторию движущегося

электрона [32, 67]. Это влияние проявляется уже при энергиях

$$E \geq E_{1/5} = mc^2 \left(\frac{mcR}{\hbar} \right)^{1/5}$$

(несколько сотен МэВ): квантовые эффекты становятся важным фактором, определяющим динамику электрона. Как следствие явления отдачи начинается возбуждение радиальных степеней свободы электрона, траектория частицы испытывает квантовое уширение.

Развитие квантовой теории движения электрона в условиях синхротронного излучения было прежде всего обращено к анализу радиального фактора $I_{ss'}^2(x)$ (см. (3.9)), входящего в выражения для мощности излучения и вероятности квантовых переходов и отражающего флуктуационный характер возбуждения радиальных степеней свободы электрона, характеризующихся числом s . Стохастический характер этого возбуждения становится особенно очевидным в предположении, что в начальном состоянии центр орбиты вращения электрона совпадает с началом координат, и поэтому $s = 0$. Тогда радиальный фактор

$$I_{0s'}^2(x) = \frac{e^{-x} x^{s'}}{s'!}, \quad x = \frac{\xi_1 y^2}{(1 + \xi y)^2}$$

принимает вид обычного распределения Пуассона. В классическом пределе ($\hbar \rightarrow 0$) аргумент x обращается в нуль. Поэтому

$$\lim_{\hbar \rightarrow 0} I_{0s'}^2(x) = \delta_{0s'}$$

и в общем случае

$$\lim_{\hbar \rightarrow 0} I_{ss'}^2(x) = \delta_{ss'},$$

т.е. радиальное число в классическом пределе не подвергается изменению. Тогда излучение с точки зрения классической теории будет иметь следствием только сокращение радиуса орбиты электрона, которое в синхротроне и накопительном кольце компенсируется за счет внешнего высокочастотного электрического поля. Таким образом, эффект квантовых флуктуаций радиуса орбиты электрона нельзя рассматривать как "квантовую поправку" — это новое, существенно квантовое физическое явление (см. [32, 67, 25]).

Найдем изменение квантового числа s , характеризующего квадратичную флуктуацию радиуса орбиты электрона (3.8). Определяя с помощью (3.9) вероятность квантовых переходов в единицу времени, запишем ее выражение в виде

$$w_{ss'} = \frac{\sqrt{3} e^2}{2\pi \hbar R \sqrt{\varepsilon_0}} \int_y^\infty K_{5/3}(x) dx I_{ss'}^2(y), \quad (3.17)$$

где $\varepsilon_0 = 1 - \beta^2$. Тогда, учитывая, что

$$\sum_{s'} (s' - s) I_{ss'}^2(y) = y,$$

когда его энергетический спектр становится непрерывным. В случае малых квантовых чисел ("квантующее магнитное поле") модель скрещенного поля неприменима.

находим

$$\frac{ds}{dt} = \frac{55}{48\sqrt{3}} \frac{e^2}{mcR^2} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^6, \quad (3.18)$$

или

$$\frac{d}{dt} \overline{\Delta r^2} = \frac{55}{48\sqrt{3}} \frac{e^2}{mc} \frac{\hbar}{mcR} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^5, \quad (3.19)$$

черта сверху означает среднее значение величины. Таким образом, при постоянной средней энергии электрона стохастический процесс излучения приводит к характерной для броуновского движения формуле, отражающей воздействие на частицу случайных сил: $x^2 = 2Dt$, где D — коэффициент диффузии (см. [80]). Предсказанный автором совместно с Соколовым квантовый эффект "уширения орбиты" (3.19) [32, 67] можно интерпретировать как макроскопическое проявление квантовых флуктуаций излучения вследствие дискретного испускания фотонов и эффекта отдачи, испытываемой электроном. Электроны движутся в радиальном направлении по квантовым законам, в то время как движение по окружности остается в среднем классическим ("макроатом"). Такая картина движения реализуется только в условиях постоянства средней энергии электрона, когда энергетические радиационные потери частицы компенсируются за счет внешнего источника.

Ситуация изменяется, однако, если радиационные потери энергии электрона не компенсируются. Это реализуется, например, в астрофизических условиях и, в частности, в магнитосфере пульсаров. В этом случае интересно подчеркнуть, что в силу двух процессов — радиационного сокращения радиуса орбиты электрона и роста квадратичной флуктуации — устанавливается некоторое равновесие. Поскольку

$$\overline{R^2} = \frac{2c\hbar}{e_0H} \left(n + s + \frac{1}{2} \right),$$

можно найти, что

$$\frac{d}{dt} R^2 = \frac{2c\hbar}{e_0H} \left(\frac{dn}{dt} + \frac{ds}{dt} \right), \quad (3.20)$$

где производная ds/dt определена формулой (3.18), а изменение главного квантового числа n связано с изменением энергии:

$$\frac{d}{dt} n = -\frac{H_0}{H} \frac{EW}{(mc^2)^2}.$$

Тогда из (3.20) следует, что $dR^2/dt = 0$ при условии минимального значения радиуса

$$R_{\min} = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (3.21)$$

Это выражение аналогично соответствующему выражению в случае движения электрона в фокусирующем магнитном поле накопительного кольца, когда наряду с квантовым уширением траектории частицы действуют силы радиационного затухания (демпинг-эффект) и амплитуда колебаний электрона достигает некоторого минимального значения (см. раздел 4).

3.5. Эффект радиационной поляризации электронов и позитронов в накопительных кольцах

Этот эффект заключается в направленном процессе ориентации спина частиц под влиянием синхротронного излучения при их длительной циркуляции в накопительных кольцах. Эффект радиационной поляризации был предсказан автором [81] и строго установлен на основе точных решений уравнения Дирака совместно с Соколовым [82] (см. также [35, 83]).

Расчет вероятности квантовых переходов, сопровождающихся переворотом спина (спин-флип), проведенный с помощью выражения (3.11), показывает, что зависимость от ориентации спина сохраняется после интегрирования по углам и по спектру:

$$w^{\uparrow\downarrow} = \frac{1}{2\tau} \left(1 + \zeta \frac{8\sqrt{3}}{15} \right), \quad (3.22)$$

где время поляризации τ имеет вид

$$\tau = \frac{8\sqrt{3}}{15} \frac{\hbar^2}{mce^2} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \left(\frac{H_0}{H} \right)^3. \quad (3.23)$$

Отсюда следует, что вследствие излучения электроны будут проявлять тенденцию перехода в состояния с преимущественной ориентацией спина против магнитного поля [81]. Для позитронов ориентация спина будет противоположной. Состояния с преимущественной ориентацией спина соответствуют минимальному значению потенциальной энергии частиц, обладающих магнитным моментом $\boldsymbol{\mu} = -(e_0\hbar/2mc)\boldsymbol{\zeta}$ в магнитном поле: $U = (-e/|e|)\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H}$.

Не останавливаясь подробно на кинетике процесса поляризации (см. [82, 35]) и обращаясь к ансамблю электронов, будем характеризовать поляризацию пучка частиц средним значением $\zeta(t) = \langle \zeta \rangle$, имея в виду, что взаимодействие электрона с электромагнитным полем приводит к переходу частиц в смешанное состояние. Тогда находим

$$\frac{d}{dt} \zeta(t) = \sum_{\zeta'} (\zeta' - \zeta) w^{\uparrow\downarrow} = -2 \sum_{\zeta} \zeta w^{\uparrow\downarrow},$$

откуда следует, что ⁸

$$\zeta(t) = -\frac{8\sqrt{3}}{15} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right), \quad (3.24)$$

причем предельная степень поляризации (при $t \gg \tau$) достигает значения $P(\infty) = 8\sqrt{3}/15 = 0,924$.

Оценка времени поляризации показывает, что при типичных для ускорителей магнитных полях эффект радиационной поляризации оказывается доступным для наблюдения лишь при длительной циркуляции частиц в магнитном поле (порядка 1 ч). Такая возможность реализуется в накопительных кольцах, и хотя в реальных условиях накопительного кольца встречаются деполаризующие пучок явления, эффект радиационной поляризации существует и является уникальной основой для создания поляризованных пучков электронов и позитронов высокой энергии.

⁸ Позже этот результат был получен также в работах Байера и Каткова [84] и Швингера [85].

Эффект радиационной поляризации нашел экспериментальное подтверждение в СССР, Франции, ФРГ, США, Японии, Швейцарии при наблюдении в накопительных кольцах с энергиями электронов 1–50 ГэВ (см. [83]).

3.6. Вынужденное синхротронное излучение.

Мазер на циклотронном резонансе

Рассмотрим методами квантовой теории индуцированные квантовые переходы электрона под воздействием внешнего поля электромагнитной волны (см. [25]). Как известно, индуцированное усиление и генерация электромагнитных волн оказываются возможными не только в атомных и молекулярных системах, но также и в случае движения пучков электронов во внешнем электромагнитном поле. В отличие от индуцированных квантовых переходов в атомных и молекулярных системах, где электроны находятся в связанных состояниях, в условиях движения частиц во внешнем электромагнитном поле частицы оказываются "квазисвободными", а их энергетический спектр является практически квазинепрерывным. Так, в частности, в задаче о движении электрона в однородном магнитном поле квантовано лишь движение в плоскости перпендикулярной магнитному полю (уровни Ландау), движение вдоль поля остается при этом свободным. Квантовые генераторы, "рабочим телом" которых являются пучки частиц, движущихся во внешнем электромагнитном поле (например, в поле ондулятора) получили название лазера на свободных (не связанных в атоме) электронах.

Детальное изложение проблемы лазеров на свободных электронах выходит за пределы нашего обзора (см. [52, 100]). Мы здесь остановимся лишь на задаче реализации мазера на циклотронном резонансе (МЦР), решение которой можно рассмотреть на основе квантовой теории СИ.

Рассмотрим индуцированное излучение электрона, движущегося в постоянном и однородном магнитном поле, предполагая воздействие на электрон внешней электромагнитной волны. При этом выражение для вероятности индуцированных переходов можно представить в виде произведения $w_{mn'} = N(\omega) w_{mn'}^{\text{СП}}$, где $w_{mn'}^{\text{СП}}$ — вероятность спонтанных переходов, а $N(\omega)$ — число фотонов в объеме L^3 , связанное с вектором напряженности внешней электромагнитной волны:

$$\frac{\mathcal{E}^2}{4\pi} = \frac{\hbar\omega N(\omega)}{L^3}.$$

Если внешняя волна распространяется под углом θ к оси z , то выражение для вероятности индуцированных переходов можно привести к виду [35]

$$w_{mn'} = \frac{\pi e_0^2 \mathcal{E}^2 c^2}{\hbar^2 \omega^2} \left(|\bar{\alpha}_1|^2 + |\bar{\alpha}_2|^2 \cos^2 \theta \right) g(\omega, \omega_{mn'}), \quad (3.25)$$

где $\hbar\omega_{mn'} = E_n - E_{n'}$, а функция $g(\omega, \omega_{mn'})$ характеризует лоренцеву ширину спектральной линии:

$$g(\omega, \omega_{mn'}) = \frac{1}{\pi} \frac{\tau}{1 + \tau^2(\omega_{mn'} - \omega)^2}. \quad (3.26)$$

Здесь τ — характерное конечное время жизни электрона в возбужденном состоянии, связанное с эффективным

временем прохождения частицей области, занятой магнитным полем. Заметим, что функция $g(\omega, \omega_{mn'})$ нормирована на единицу:

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\omega, \omega_{mn'}) d\omega = 1,$$

и, если время жизни электрона в состоянии с энергией E_n достаточно велико, $g(\omega, \omega_{mn'})$ переходит в дельта-функцию:

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} g(\omega, \omega_{mn'}) = \delta(\omega - \omega_{mn'}).$$

Обратимся далее к выражению для энергетического спектра электрона, движущегося в однородном магнитном поле. Упростим задачу и будем рассматривать движение электрона в плоскости орбиты вращения, пренебрегая отдачей вдоль поля при излучении фотона. Такое предположение дает возможность в достаточно простом виде описать в главных чертах мазерный эффект.

При этих условиях для спектра энергии получается выражение

$$E_n = \sqrt{m^2 c^4 + 2ne_0 \hbar c H} = mc^2 + \hbar n \Omega \left[1 - \frac{n \hbar \Omega}{2mc^2} \right], \quad (3.28)$$

в котором $\Omega = e_0 H / mc$ — циклотронная частота. При извлечении квадратного корня мы ограничились релятивистскими поправками к уровням энергии Ландау с точностью до β^2 . В обычных условиях движения электрона по орбите макроскопического радиуса дискретность энергетического спектра выражена слабо: расстояние между соседними уровнями энергии ($\Delta n = 1$) равно

$$\Delta E = mc^2 \frac{mc^2}{E} \frac{H}{H_0},$$

и спектр энергии, таким образом, практически непрерывен.

В подобных задачах нельзя выбрать внешнее излучение, локализованное по частоте, и поэтому необходимо рассматривать три близлежащих уровня: E_n и $E_{n\pm 1}$, соответствующие процессам поглощения (E_{n+1}) и излучения (E_{n-1}) фотона. Важно заметить, что в случае эквидистантного спектра (нерелятивистское приближение) процессы когерентного усиления невозможны — происходит только поглощение фотонов внешнего электромагнитного поля.

Однако релятивистские поправки (3.28) меняют ситуацию: квантовые переходы с излучением $\omega_{n,n-1}$ и с поглощением фотона $\omega_{n,n+1}$ имеют разные резонансные частоты:

$$\omega_{n,n\mp 1} = \Omega \left[1 - \frac{\hbar \Omega}{2mc^2} (2n \mp 1) \right]. \quad (3.29)$$

Это открывает возможность усиления внешней электромагнитной волны. Полагая, в частности, $\omega_{n,n-1} \cong \Omega$, получим, что $|\omega_{n,n+1}| = \Omega - \Omega_1$, где $\Omega_1 = \hbar \Omega^2 / (mc^2)$.

Матричные элементы матриц Дирака $|\bar{\alpha}_1|$ и $|\bar{\alpha}_2|$ достаточно взять в дипольном приближении:

$$|\bar{\alpha}_1|^2 = |\bar{\alpha}_2|^2 = \frac{\hbar \Omega}{2mc^2} \left[(n+1) \delta_{n',n+1} + n \delta_{n',n-1} \right],$$

и тогда для суммарной энергии вынужденного излучения и поглощения можно получить

$$W = \hbar(\omega_{n,n-1} |w_{n,n-1}| - |\omega_{n,n+1}| w_{n,n+1}) = -\frac{e_0^2 \mathcal{E}^2 \Omega^2 \tau (1 + \cos^2 \theta)}{m\omega^2} \Phi(x),$$

где

$$\Phi(x) = \frac{1}{1+x^2} \left[1 + \frac{\beta^2 \cdot 2Qx}{1+x^2} \right], \quad Q = \Omega\tau, \quad (3.30)$$

причем

$$x = 2\tau(\Omega - \omega), \quad \beta^2 = \frac{2n\hbar\Omega}{mc^2}.$$

Отсюда следует, что если уровни эквидистантны ($\beta = 0$), то система всегда поглощает энергию от внешней волны, ибо $W < 0$. Формула (3.30) была впервые получена Шнейдером [93]. При нарушении резонанса ($\omega > \Omega$) второй член в функции $\Phi(x)$ может стать отрицательным и по модулю превосходить единицу. Тогда система электронов в магнитном поле становится источником когерентного излучения (рис. 13). Эта идея легла в основу создания мазера на циклотронном резонансе: [94, 95].

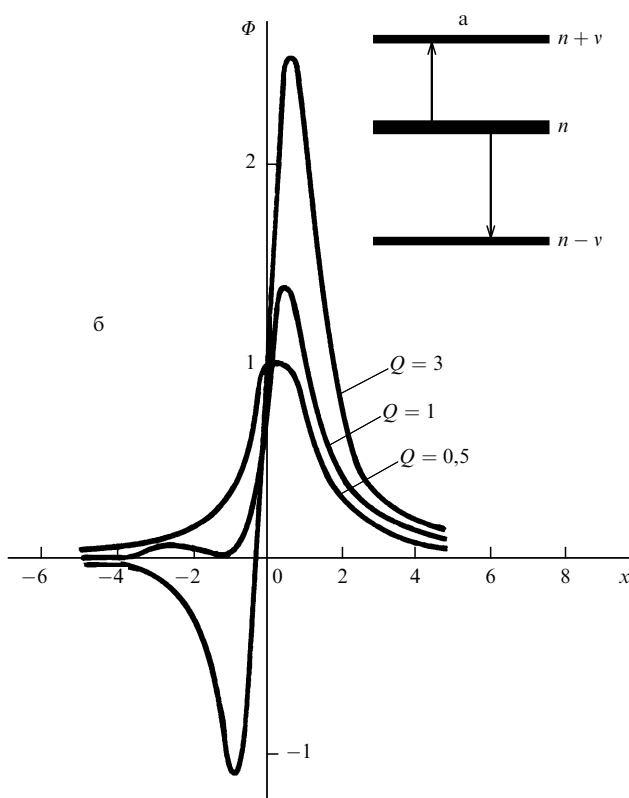


Рис. 13. (а) Трехуровневая система, описывающая взаимодействие электрона с полем излучения на частотах близких к ω_0 . (б) Кривые поглощения для электронов, движущихся в магнитном поле $H = 10^4$ Э в случае $\theta = \pi/2$

Заметим, что при высоких энергиях электронов в случае их релятивистского движения мазерный эффект можно получить и на высших гармониках основной

частоты [96]:

$$W = 0,506 v^{-4/3} \frac{e^2 \mathcal{E}^2 \tau c^2}{E} \left[1 - 0,726 v^{4/3} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \right]. \quad (3.31)$$

Отсюда следует, что излучение будет преобладать над поглощением для гармоник $\nu < \sqrt{\nu_{\max}}$, где $\nu_{\max} = (E/mc^2)^3$ — номер гармоники, соответствующей максимуму спектра синхротронного излучения.

Рассмотренная задача о мазере на циклотронном резонансе допускает решение и методами классической теории [97]. Однако в классической теории становится невозможно разделить процессы индуцированного излучения и поглощения: они выступают как единое целое. В этом отношении квантовая теория имеет определенные преимущества (см. [25, 27]).

4. Влияние синхротронного излучения на динамику электронов в циклических ускорителях и накопительных кольцах

Рассмотренное явление квантовых флуктуаций траектории электрона, движущегося в магнитном поле, имеет принципиальное значение при анализе проблемы устойчивости движения частиц в циклическом ускорителе и, в особенности, в накопительном кольце. Как известно (см. [24, 25, 86]), магнитное поле в таких установках не только заставляет электрон двигаться по окружности постоянного радиуса, но и обладает фокусирующими свойствами: являясь источником фокусирующих сил, поле обеспечивает возвращение частицы на стационарную орбиту. Если поле вблизи стационарной орбиты имеет вид $H = \bar{H}(R/r)^q$, то электрон при случайных отклонениях совершает бетатронные колебания: радиальные с частотой $\omega_r = \omega_0 \sqrt{1-q}$ и вертикальные с частотой $\omega_z = \omega_0 \sqrt{q}$, где $\omega_0 = e_0 c H / E = c/R$. Если показатель убывания поля q выбран меньше единицы (слабая фокусировка), то устойчивость обеспечена в обоих направлениях. (Для обозначения показателя убывания поля взята буква q , поскольку традиционная буква n обозначает главное квантовое число.) Случай сильной фокусировки $|q| \gg 1$ здесь не рассматривается.

Синхротронное излучение является важнейшим фактором, определяющим динамику частиц в ускорителе и накопителе. Достаточно вспомнить судьбу бетатрона [7]: СИ вызывает большие радиационные потери энергии, радиус орбиты электрона сокращается, это и определяет физический предел индукционного метода ускорения, обусловленный нарушением стабильности движения электронов.

В синхротроне радиационные потери энергии частицы компенсируются внешним источником — периодическим электромагнитным полем, направленным по касательной к траектории, — и радиус орбиты электрона остается постоянным, поскольку $\beta E = e_0 H R$. Стабильность движения частицы по окружности стационарного радиуса обеспечивается фокусирующими свойствами магнитного поля.

Однако роль синхротронного излучения не исчерпывается радиационным сокращением радиуса орбиты электрона. Общий анализ проблемы устойчивости движения с учетом СИ приводит к наблюдению интересного

явления: на электрон одновременно действуют силы классического радиационного затухания, резко уменьшающие амплитуду бетатронных колебаний (см. работы Коломенского, Лебедева, Орлова и Тарасова [86]), и квантовые флуктуационные силы, приводящие к квантовому уширению орбиты [32, 67]. В итоге амплитуда бетатронных колебаний принимает с течением времени установившееся значение, являющееся своеобразным компромиссом радиационного затухания колебаний и их квантового возбуждения.

Строгое решение задачи о влиянии квантовых флуктуаций СИ на движение электронов в неоднородном фокусирующем магнитном поле было дано Гутбродом [87] (см. также [88, 24, 25]). При этом методом точных решений уравнения Клейна–Гордона (бесспиновый электрон) было показано, что изменение во времени квадрата амплитуды радиальных колебаний

$$a^2 = 2\bar{x}^2 = 2(\bar{r} - R)^2 = \frac{2c\hbar s}{e_0 HR\sqrt{1-q}}$$

подчиняется уравнению

$$\frac{da^2}{dt} = \frac{55}{24\sqrt{3}} \frac{e^2}{mc(1-q)^2} \frac{\hbar}{mcR} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^5 - a^2 \frac{qW}{(1-q)E}, \quad (4.1)$$

и аналогично для амплитуды вертикальных колебаний $b^2 = 2z^2$ получается

$$\frac{db^2}{dt} = \frac{13}{24\sqrt{3}} \frac{e^2}{mcq} \frac{\hbar}{mcR} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^3 - b^2 \frac{W}{E}. \quad (4.2)$$

Здесь W — мощность синхротронного излучения, а q — показатель убывания магнитного поля. Заметим, что уравнение (4.1) в случае однородного магнитного поля ($q = 0$) переходит в формулу (3.19).

Из характера эволюции во времени квадратов амплитуд радиальных и вертикальных бетатронных колебаний видно, что если бы отсутствовало квантовое возбуждение, то классическое радиационное затухание с декрементами затухания

$$\Gamma_r = \frac{q}{1-q} \frac{W}{E}, \quad \Gamma_z = \frac{W}{E}$$

прекратило бы бетатронные колебания, сильно сжав весь ступок электронов. Тогда возникла бы сильнейшая когерентность излучения, которая привела бы к нарушению работы ускорителя или накопительного кольца электронов: длительная циркуляция электронов в магнитном поле оказалась бы принципиально невозможной. Это явилось бы физическим пределом синхротрона и накопительного кольца.

Однако квантовые флуктуации траектории частицы препятствуют такому сжатию. В результате с течением времени амплитуда колебаний приходит к некоторому значению, установившемуся в результате равновесия двух процессов — классического радиационного затухания (демпинг-эффект) и квантового возбуждения:

$$a_{уст}^2 = \frac{55}{16\sqrt{3}} \frac{1}{q(1-q)} \frac{R\hbar}{mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2, \quad (4.3)$$

$$b_{уст}^2 = \frac{13}{16\sqrt{3}} \frac{1}{q} \frac{R\hbar}{mc}. \quad (4.4)$$

Заметим, что квантовые флуктуации в гораздо большей степени оказывают влияние на радиальные бетатронные колебания, в результате чего с течением времени пучок электронов должен принимать сжатую по вертикали и вытянутую по радиусу форму.

Рассмотрим теперь кратко влияние СИ на динамику электронов в накопительном кольце, когда частицы движутся очень длительное время (десять часов), сохраняя при этом энергию постоянной благодаря компенсации радиационных потерь за счет внешнего электрического поля. Воспользуемся при этом классическим уравнением Дирака–Лоренца

$$m\ddot{x}^\mu = \frac{e}{c} \dot{x}_\nu F^{\mu\nu} + F_{рад}^\mu, \quad (4.5)$$

в котором радиационная сила трения в наиболее интересующем нас случае релятивистского движения имеет вид

$$F_{рад}^\mu = -\frac{2e^2}{3c^3} \dot{x}^\mu \ddot{x}^\nu \ddot{x}_\nu, \quad (4.6)$$

где точкой обозначена производная по собственному времени. Тогда уравнение Дирака–Лоренца в обычной трехмерной записи имеет вид

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{E\mathbf{v}}{c^2} \right) = -\frac{e_0}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} - e_0 \mathbf{E}_{комп} - W \frac{\mathbf{v}}{c^2}. \quad (4.7)$$

Здесь $\mathbf{E}_{комп}$ — электрическое поле, компенсирующее энергетические потери и таким образом обеспечивающее постоянство энергии. Уравнения (4.7) дают полное описание движения электронов в накопительном кольце, но не учитывают влияния квантовых флуктуаций излучения.

В частности из (4.7) следует уравнение бетатронных колебаний в виде

$$\ddot{x} + \Gamma_r \dot{x} + \omega_r^2 x = 0, \quad x = r - R. \quad (4.8)$$

Таким образом, синхротронное излучение проявляется как фактор, усиливающий стабилизацию движения частицы [86]. Как уже отмечалось, классическая сила радиационного трения (4.6) не дает полного описания динамики электрона: уже через время $\tau \sim 1/\Gamma_r$ вследствие сжатия пучка электронов и сильнейшего когерентного излучения режим работы накопительного кольца будет резко нарушен (это время для электронов с энергией 1 ГэВ составляет 10^{-3} с), а это противоречит инженерной практике.

Причина кроется в том, что в выражении (4.6) для силы радиационного трения не учитывается квантовый характер синхротронного излучения — дискретность испускания фотонов. К сожалению, этот важнейший фактор не нашел отражения в обзоре [89], посвященном, в частности, уравнениям движения частиц с учетом радиационной силы трения.

Ввиду известной сложности квантовой теории были предложены модели, дополняющие классическое выражение для радиационной силы трения введением квантовой флуктуационной силы (Сэндс [90], Коломенский, Лебедев [86], см. также [88]). Так, в частности, выражение для флуктуационной силы $F^{фл}$, соответствующее квантовым флуктуациям, может быть выбрано в виде [88, 25]

$$F^{фл} = \frac{\hbar cv}{E(1-q)} \sum_i \delta(t - t_i), \quad (4.9)$$

и тогда уравнение бетатронных радиальных колебаний будет неоднородным:

$$\ddot{x} + \Gamma_r \dot{x} + \omega_r^2 x = F^{\text{фл}}, \quad (4.10)$$

с правой частью, описывающей влияние дискретных свойств синхротронного излучения. Заметим, что в отличие от классической формулы для силы радиационного трения (4.6)⁹ здесь введение флуктуационной силы (4.9) имеет чисто модельный характер, критерием справедливости этой модели является точный квантовый расчет [87].

Общее решение уравнения (4.10) можно представить в виде (см. [25])

$$\overline{(x - \bar{x})^2} = \frac{A}{\Gamma_r} (1 - \exp(-\Gamma_r t)), \quad (4.11)$$

где величина

$$A = \frac{55}{48\sqrt{3}(1-q)^2} \frac{e^2}{mc} \frac{\hbar}{mcR} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^5 \quad (4.12)$$

характеризует изменение квадратичной флуктуации радиуса вследствие квантового уширения траектории; при $q = 0$ (однородное поле) эта формула переходит в (3.19).

Рассмотрим два предельных случая и прежде всего остановимся на малых значениях времени: $t \ll 1/\Gamma_r$. Тогда

$$\overline{(x - \bar{x})^2} = At. \quad (4.13)$$

При этом частица движется по классической траектории, совершая гармонические затухающие колебания, а квантовые флуктуации вызывают квантовое уширение этой траектории (рис. 14). При этом для времени $t \ll 1/\Gamma_r$ ($\tau = 1/\Gamma_r \sim 10^{-3}$ с) уширение траектории аналогично закону броуновского движения:

$$\overline{(x - \bar{x})^2} = 2Dt.$$

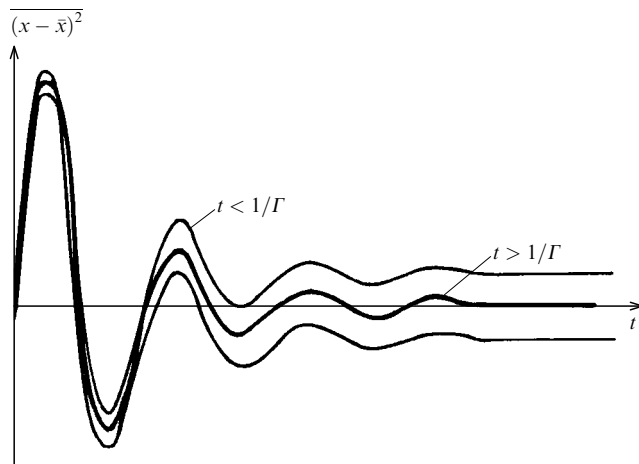


Рис. 14. Квантовое уширение амплитуды затухающих бетатронных колебаний

⁹ Выражение для силы радиационного трения (4.6) было получено Дираком [91] в предположении, что на электрон действует поле, равное пределу полуразности запаздывающего и опережающего полей, создаваемых при движении частицы.

Важно подчеркнуть, что квантовые флуктуации, вызывающие уширение траектории, принципиально неустраняемы.

В другом предельном случае, когда $t > 1/\Gamma_r$, из формулы (4.11) следует, что

$$\overline{(x - \bar{x})^2} \Big|_{t \rightarrow \infty} = \frac{A}{\Gamma_r}, \quad (4.14)$$

причем начальная амплитуда колебаний больше уже не определяет движение частицы. Время $\tau = 1/\Gamma_r$ характеризует время исчезновения информации о начальном состоянии системы. В результате устанавливается стационарное значение квадратичной флуктуации:

$$\overline{(x - \bar{x})^2} = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{1}{q(1-q)} \frac{R\hbar}{mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2. \quad (4.15)$$

Эта величина является существенной для определения размеров сечения пучка (эмиттанс) и имеет квантовую природу.

Первые экспериментальные исследования квантовых свойств СИ относились к косвенному наблюдению квантовых флуктуаций в электронном синхротроне Калифорнийского технологического института [90]. При запуске ускорителя с энергией электронов 1,2 ГэВ возникли трудности в достижении расчетной энергии из-за квантового возбуждения фазовых колебаний. Исследование динамики пучка электронов методом скоростного фотографирования синхротронного излучения было проведено в ФИАНе в синхротронах с энергией электронов 280 и 680 МэВ [92]. Серия фотоснимков передавала эволюцию светящегося пятна, которое характеризовало бетатронные колебания электрона и их изменение в течение цикла ускорения. Наблюдались демпинг-эффект и квантовое уширение траектории электрона (рис. 15). На основе той же методики были проведены исследования в Томском политехническом институте на синхротроне "Сириус" при энергиях электронов 1,5 ГэВ [42]. Все эксперименты подтвердили выводы теории. Было установлено также, что продвижение проектирования уско-

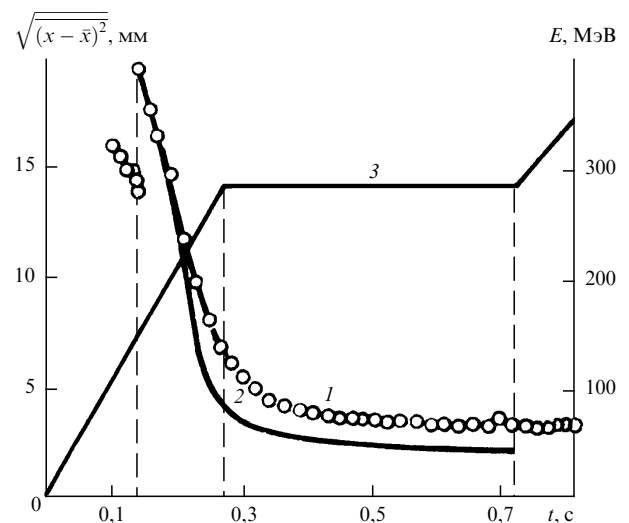


Рис. 15. Изменение во времени средней квадратичной амплитуды радиальных бетатронных колебаний электронов в синхротроне "ФИАН-680 МэВ": (1) экспериментальные данные, (2) теоретические данные, (3) изменение магнитного поля

рительной техники в область энергий более 1 ГэВ требует усиления фокусировки пучка и перехода к большим градиентам поля (жесткая фокусировка, $|q| \gg 1$).

5. Синхротронное излучение в физическом эксперименте

В течение длительного времени синхротронное излучение рассматривалось главным образом как препятствие работе циклического ускорителя: это явилось непосредственным следствием установления радиационного "потолка" работы бетатрона [7]. Принципиальное ограничение индукционного метода ускорения электронов, обусловленное радиационными потерями энергии и потребовавшее перехода к новому методу ускорения и после открытия принципа автофазировки (Векслер, Макмиллан) — к созданию синхротрона, в котором предусмотрена компенсация потерь энергии. Однако уже ранние исследования свойств СИ [2, 16–18] привлекли к себе внимание экспериментаторов, и вскоре пробудился интерес к СИ как к новому источнику излучения.

В 60-е годы возникли первые лаборатории синхротронного излучения, в программе которых было применение СИ в физическом эксперименте. Особое внимание к новому источнику излучения было обусловлено необычностью свойств СИ: обширный спектральный диапазон в шкале электромагнитных волн от инфракрасной области до рентгеновской; острая коллимированность, обеспечивающая высокую яркость источника; большая мощность, а также естественная, характерная для этого источника, поляризация. Большое значение при этом имеет полное теоретическое описание всех свойств СИ, открывающее возможность расчета его характеристик с высокой степенью точности¹⁰.

Восьмидесятые годы охарактеризовались бурным расширением фронта исследований с применением СИ и созданием нового поколения специализированных источников излучения. В эти годы образовывались научно-исследовательские центры синхротронного излучения, оснащенные источниками СИ, лазерами на свободных электронах (ЛСЭ), вигглерами, системами ондуляторов и дополнительными устройствами, встроенными в камеру накопительного кольца. В России центры синхротронного излучения были созданы в Институте ядерной физики в Новосибирске, в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (ФИАН), в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова. В настоящее время научные исследования с применением СИ получили широкое распространение во всем мире: в США, ФРГ, Италии, Японии, Великобритании, Франции, Швейцарии и в других странах¹¹.

Успешное применение СИ в физическом эксперименте оказало решающее влияние на развитие физики атомов и молекул, а также физики твердого тела. Все эти

вопросы в нашем обзоре трудно осветить сколько-нибудь полно, поскольку они составляют большую самостоятельную проблему. В этом, впрочем, нет и особой необходимости, так как вопросы, связанные с применением СИ в физическом эксперименте достаточно хорошо рассмотрены в специальной литературе. Так, в частности, применения СИ в атомной спектроскопии посвящена обзорная статья Кодлинга (см. [98]), Кох и Зоннтаг дали обзор применения СИ в молекулярной спектроскопии, а Линг — в спектроскопии твердого тела (см. [98]). Вопросы применения СИ в исследованиях люминесценции кристаллов рассматриваются в монографии [25], и, наконец, применению СИ в исследовании оптических свойств щелочно-галоидных соединений посвящена обзорная статья Хэнзела (см. [99], а также [105–108]).

Следует заметить, что синхротронное излучение обладает рядом преимуществ по сравнению с другими источниками, применяющимися для спектроскопии. Кулипанов и Скринский в обзоре [105] (см. также [25, 27]) дали удобный набор формул для практических расчетов и оценок СИ как источника. Так, в частности, существенное значение для потребительских целей имеет спектральная яркость источника

$$B_{\lambda} = \frac{N^{\Phi} d^4}{dt dS d\Omega d\lambda/\lambda}, \quad (5.1)$$

определяемая числом фотонов N^{Φ} , излучаемых в одну секунду с единицы площади источника S в единицу телесного угла Ω в данной спектральной полосе $d\lambda/\lambda$. Эта величина зависит от размеров пучка электронов и углового разброса частиц в пучке:

$$B_{\lambda} = \frac{N_{\lambda}}{\Delta x \Delta z \sqrt{\psi_{\lambda}^2 + (\Delta\theta_z)^2}}. \quad (5.2)$$

Здесь N_{λ} — спектральный поток фотонов, Δx и Δz — эффективные размеры пучка (горизонтальный и вертикальный), ψ_{λ} — угловая расходимость СИ, $\Delta\theta_z$ — угловой разброс электронов в пучке по вертикали.

Яркость источника определяет максимально достижимое разрешение по длине волн, а также время экспонирования (биология, рентгенолитография). Поэтому очевидно, что достижение максимальной яркости является одной из важных задач при создании источников СИ.

Заметим, что СИ является практически единственным источником излучения большой интенсивности в области 200–500 Å. В коротковолновой части вакуумного ультрафиолетового излучения и в области мягкого рентгеновского СИ, испускаемое электронами с энергией порядка нескольких ГэВ превосходит мощность существующих рентгеновских трубок на несколько порядков [25, 27].

Особое значение приобрело применение СИ в экспериментах в области мягкого рентгеновского излучения, где оно по мощности превосходит в несколько раз излучения всех других рентгеновских источников. К этому необходимо добавить, что СИ имеет преимущества перед другими источниками, допуская возможность непрерывной регулировки длины волны излучения и, в частности, применения в эксперименте длинноволнового рентгеновского излучения.

¹⁰ В 1968 г. в нашей стране под руководством В.В. Михайлина был создан канал вакуумного ультрафиолетового синхротронного излучения на синхротроне "ФИАН С-60".

¹¹ В эти же годы на физическом факультете Московского университета была создана лаборатория синхротронного излучения (под руководством автора и В.В. Михайлина), объединившая теоретиков и экспериментаторов в решении проблем теории СИ и его применения. Лаборатория активно сотрудничала с ФИАН, ИАЭ, ИЯФ СО АН СССР, а также с зарубежными институтами (Италия, Чехословакия). В настоящее время лаборатория ликвидирована.

Эти особенности СИ открыли возможность его использования в биологии при исследовании структуры биополимеров. Сокращение времени экспозиции, сохранение объекта исследования от разрушения при резком уменьшении радиационной нагрузки — все это делает СИ незаменимым при исследовании биологических структур (см. [25]).

Последние годы характерны успешным применением СИ в медицине: в ангиографии — рентгенодиагностике. При этом появляется возможность расширить информацию при меньших лучевых нагрузках на пациента. Весной 1986 г. в Стэнфордской лаборатории СИ (Виник) были проведены первые ангиографические обследования человека (ранее обследование проводилось только на животных) (см. [25, 103, 104]).

Важное прикладное значение приобрело СИ в микролитографии при получении элементов микросхем, необходимых для создания современных полупроводниковых приборов. Уникальные свойства СИ — острая направленность, большая мощность в рентгеновской области — дают возможность значительного улучшения качества элементов микросхем, а также получения новых элементов для микроэлектроники (см. [25, 109]).

Обратим далее внимание на некоторые возможности эксперимента, связанные с непосредственным визуальным наблюдением "электронного света" [25, 110]. Прежде всего это касается наблюдения динамики пучка электронов при прохождении ими цикла ускорения или при движении в накопительном кольце. Как уже отмечалось, большой успех принес экспериментальный анализ динамики бетатронных колебаний электронов в условиях проявления сил радиационного затухания и квантовых флуктуаций [41, 101].

В основе метода визуального наблюдения динамики пучка электронов лежит скоростное фотографирование синхротронного излучения, испускаемого пучком электронов, с последующей обработкой полученной серии фотографий. Впервые скоростное фотографирование пучка электронов с целью анализа их динамики было проведено группой Поллока [2] на синхротроне "Дженерал электрик-70 МэВ", и в дальнейшем этот метод получил развитие в работах Адо [102], а также в серии исследований, выполненных под руководством Королева [92] на синхротронах "ФИАН-280 МэВ" и "ФИАН-680 МэВ". На основе анализа серии фотографий в этих экспериментах была получена полная картина эволюции бетатронных колебаний электронов в условиях проявления воздействия на частицы сил радиационного затухания и квантовых флуктуаций [41, 92]. Важно подчеркнуть, что в этих экспериментах источником информации о характере движения электрона являлась сама частица, излучающая электромагнитные волны — "светящийся электрон" (более подробно см. [25]).

Остановимся далее кратко на некоторых новых возможностях применения СИ в эксперименте, связанных с излучением электронов, обладающих ориентированным спином. В условиях магнитного поля ускорителей и накопительных колец динамический параметр

$$\chi = \frac{H}{H_0} \frac{p_{\perp}}{mc}$$

(см. (3.1)) остается малой величиной и квантовые эффекты в синхротронном излучении проявляются как

малые поправки на фоне классических формул излучения. И тем не менее излучение пучка электронов с ориентированным спином оказывается весьма интересным. Как уже упоминалось, в коротковолновой части спектра СИ можно наблюдать дополнительную мощность излучения Δ , обусловленную поляризацией пучка электронов $|\zeta| = |\langle \zeta \rangle|$:

$$\Delta = \frac{3}{2} |\zeta| \gamma u \frac{H}{H_0},$$

где $\gamma = E/mc^2$, $u = \omega/\omega_{кр} \gg 1$. Другими словами, при фиксированной длине волны наблюдения добавочная величина мощности СИ пропорциональна напряженности магнитного поля, энергии и степени поляризации пучка электронов. Величину Δ можно рассматривать как скачок энергии излучения при включении деполяризатора, разрушающего спиновую ориентацию.

Рассматриваемый метод наблюдения спиновой зависимости СИ был впервые применен в ИЯФ СО АН СССР в Новосибирске [72]. Сравнением мощности СИ двух сгустков частиц — поляризованного и неполяризованного (один из сгустков подвергался селективной деполяризации) — определялся скачок энергии излучения Δ и далее методом правдоподобия находилась степень поляризации частиц. Полученные результаты показали согласие с теорией эффекта радиационной поляризации электронов и позитронов в накопительных кольцах [81, 82].

Заметим, что в рассмотренной постановке эксперимента наблюдение поляризации не имеет непосредственной связи с воздействием прибора наблюдателя на частицу (как это было, например, в опытах Штерна и Герлаха). Здесь источником информации об ориентации спина является сам электрон, испускающий СИ, которое зависит от спиновых свойств частицы. Эксперимент по наблюдению спиновой зависимости СИ вносит новое слово в проблему измерения спина свободного (не связанного в атоме) электрона.

Как уже отмечалось, под воздействием синхротронного излучения движущиеся в накопительных кольцах электроны и позитроны становятся поляризованными. Взаимодействие поляризованных встречных пучков частиц приобретает большое значение в экспериментах, связанных с проблемами физики высоких энергий, однако эти вопросы выходят за пределы нашего обзора (см. [25]).

В заключение остановимся кратко на некоторых вопросах совершенствования источников СИ. Одной из центральных задач при этом является повышение яркости источника. Под термином яркость понимается число фотонов, излучаемых в одну секунду с единицы площади протяженного источника в единичный телесный угол. Одно из направлений решения задачи повышения яркости — это создание накопительных колец с малым эмиттансом — особой характеристикой пучка частиц, количественно выражающейся соотношением $\varepsilon = \pi\sigma\theta$, где σ — гауссов размер пучка в метрах, а θ — угол конуса излучения в радианах. В новейших источниках малый эмиттанс обеспечивается сильной фокусировкой пучка частиц в комбинации с системами постоянных магнитов многопериодных ондуляторов (напомним, что угловой размер конуса излучения для ондулятора, состоящего из N секций магнитов, определяется величиной $\delta\theta \sim 1/(\gamma\sqrt{N})$).

Очевидно, далее, что яркость источника в высшей степени зависит от мощности излучения, и в свете этого возникает задача об использовании когерентных сгустков электронов, сгруппированных на расстояниях меньших, чем длина излучаемой ими волны. Как отмечалось еще в ранней работе [10], в этом случае открывается возможность резкого увеличения мощности излучения за счет фактора когерентности, ибо сгусток электронов выступает как эффективный заряд $e_{\text{эфф}} = N_e e$ (N_e — число электронов в сгустке), а в выражении для мощности излучения появляется фактор $e_{\text{эфф}}^2 = N_e^2 e^2$.

Создание подобных когерентных сгустков оказалось очень сложной задачей даже в микроволновом диапазоне. Что же касается возможности группировки электронов в сгустки с размерами порядка оптической длины волны — трудности казались непреодолимыми.

В настоящее время в результате развития теории лазеров на свободных электронах, основанной на взаимодействии пучка электронов, движущихся в ондуляторе, с полем электромагнитной волны (см. [52, 95]), оказалось, что существует механизм автомодуляции пучка электронов. При этом происходит продольная группировка электронов, приводящая к формированию когерентных сгустков протяженностью порядка оптической длины волны.

Механизм автомодуляции пучка электронов в какой-то мере является аналогом группировки электронов в синхротроне, происходящей при одновременном воздействии ведущего магнитного поля ускорителя и вихревого высокочастотного поля, ускоряющего частицы (принцип автофазировки Векслера–Макмиллана). В результате такого воздействия электронный пучок разбивается на сгустки, протяженность которых зависит от параметров высокочастотного электрического поля.

Интересно обратить внимание на то, что в лазере на свободных электронах группировка частиц происходит даже в отсутствие внешней электромагнитной волны — ее роль выполняет "затравочная" волна спонтанного излучения. Самоусиление спонтанного излучения — это одно из важнейших свойств ондулятора. Когда электроны проходят через ондулятор большой длины, вначале интерференция не наступает и полная мощность излучения пропорциональна числу частиц: $W^{\text{полн}} = N_e W$. В дальнейшем возникает действие механизма группировки частиц, и излучение группы электронов становится когерентным, происходит самоусиление спонтанного излучения, и вследствие интерференции мощность излучения становится пропорциональной N_e^2 : $W^{\text{полн}} = N_e^2 W$. Это явление самоусиления лежит в основе специального "сильного" источника излучения — ондулятора большой длины.

Проблемы когерентности синхротронного излучения в настоящее время привлекают интерес не только теоретиков, но и экспериментаторов [111–114].

6. Заключение

Заканчивая этот обзор, необходимо сказать, что синхротронное излучение не только завоевало настоящее в физическом эксперименте, но и является инструментом будущего.

В сказках "Тысяча и одна ночь" рассказывается о мальчишке Ала-Аддине и волшебном светильнике. Мальчик нашел волшебную лампу и, когда он протер немного

песком ее поверхность, появился огромный рост джинн и сказал: "Я к твоим услугам. Я — твой раб". Электронный свет вырвался из камеры ускорителя в 1947 г., и с тех пор синхротронное излучение, как волшебная лампа Ала-Аддина, открывает человеку путь к познанию в самых различных областях науки.

Автор благодарен Б.М. Болотовскому за ценные замечания при обсуждении рукописи и А.П. Крыловой за помощь в составлении библиографии.

Список литературы

1. *Sciens News Letter* **51** 339 (1947); *Electronics* **20** (9–10) 136 (1947)
2. Elder F R, Langmuir R V, Pollock H C *Phys. Rev.* **74** 52 (1948)
3. Гинзбург В Л *Теоретическая физика и астрофизика* (М.: Наука, 1987)
4. Lienard A *L'Eclairage electr.* **16** (27) 5 (1898); Heaviside O *Nature* **67** (1723) 6 (1902)
5. Schott G A *Ann. der Phys.* **24** 635 (1907); *Electromagnetic Radiation* (Cambridge, 1912)
6. Померанчук И Я *ЖЭТФ* **9** 915 (1939)
7. Иваненко Д Д, Померанчук И Я *ДАН СССР* **44** 343 (1944)
8. Blewett J P *Phys. Rev.* **69** 87 (1946)
9. Аршимович Л А, Померанчук И Я *ЖЭТФ* **16** 370 (1946)
10. Гинзбург В Л *Изв. АН СССР* **11** 165 (1947); Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей* (М.–Л.: Изд-во АН СССР, 1963)
11. Владимирский В В *ЖЭТФ* **18** 392 (1948)
12. Соколов А А *Вест. Моск. ун-в.* (4) 77 (1947)
13. Иваненко Д Д, Соколов А А *ДАН СССР* **59** 1551 (1948)
14. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.–Л.: Огиз, 1948)
15. Schwinger J *Phys. Rev.* **75** 1912 (1949)
16. Адо Ю М, Черенков П А *ДАН СССР* **110** 35 (1956)
17. Tombulian D, Hartman P *Phys. Rev.* **102** 423 (1956)
18. Bathov G, Freitag E, Haensel R J. *Appl. Phys.* **37** 3449 (1966)
19. Соколов А А, Тернов И М *ЖЭТФ* **31** 373 (1956)
20. Королев Ф А, Акимов Е Н, Марков В С, Куликов О Ф *ДАН СССР* **110** 542 (1956)
21. Joos P *Phys. Rev. Lett.* **4** 558 (1960)
22. Sokolov A A, Ternov I M *Synchrotron Radiation* (Berlin: Akademie-Verlag, N.Y.: Pergamon Press, 1968)
23. Иваненко Д Д, Соколов А А *Классическая теория поля* (М.–Л.: Гостехиздат, 1951)
24. Соколов А А, Тернов И М *Релятивистский электрон* (М.: Наука, 1983)
25. Тернов И М, Михайлин В В *Синхротронное излучение. Теория и эксперимент* (М.: Энергоатомиздат, 1986)
26. Соколов А А, Тернов И М, Жуковский В Ч, Борисов А В *Квантовая электродинамика* (М.: МГУ, 1983)
27. Тернов И М, Михайлин В В, Халилов В Р *Синхротронное излучение и его применения* (М.: МГУ, 1985)
28. Alfvén H, Herlofson M *Phys. Rev.* **78** 616 (1950)
29. Гинзбург В Л *ДАН СССР* **76** 377 (1951)
30. Шкловский И С *ДАН СССР* **90** 6 (1953)
31. Гинзбург В Л *Изв. АН СССР* **11** (2) 165 (1947)
32. Соколов А А, Тернов И М *ЖЭТФ* **25** 698 (1953)
33. Соколов А А, Тернов И М в сб. *Тр. Межд. конф. по ускорителям высокой энергии* (М.: Госатомиздат, 1964) с. 921
34. Багров В Г, Тернов И М, Федосов И И *ДАН СССР* **263** 1339 (1982)
35. Соколов А А, Тернов И М, Багров В Г, Рзаев Р А в сб. *Синхротронное излучение* (М.: Наука, 1966) с. 72
36. Багров В Г *Опт. и спектроск.* **18** 541 (1965)
37. Домбровский В А, Вашанидзе М Н *ДАН СССР* **94** 1021 (1954)
38. Кузьмин А А, Удальцов В А *Астр. циркуляр.* **187** 14 (1957)
39. Vaade W J. *Appl. Phys.* **123** 550 (1956)
40. Лозинская Т А *Сверхновые звезды и звездный ветер. Взаимодействия с газом Галактики* (М.: Наука, 1986)
41. Королев Ф А и др. *Опт. и спектроск.* **24** 316 (1968)
42. Воробьев А А, Никитин М М, Кожевников А В *Атомная энергия* **29** 389 (1970)
43. Соколов А А, Тернов И М, Жуковский В Ч, Борисов А В *Квантовая электродинамика* (М.: МГУ, 1983)
44. Гришанин Б А, Титов А В и др. *Сб. статей ФИАН* (7) 37 (1984)
45. Master W H *Rev. Mod. Phys.* **33** 8 (1961)

46. Motz H *J. Appl. Phys.* **22** 527 (1951)
47. Landecker K *Phys. Rev.* **86** 825 (1952)
48. Motz H, Thon W, Whitehurst R *J. Appl. Phys.* **24** 826 (1953)
49. Godwin R P *Springer Tracts in Modern Physics* **51** 1 (1960) (рус. перевод в кн. *Синхротронное излучение в исследовании твердых тел* (М.: Мир, 1970))
50. Алферов Д Ф и др. *Письма ЖЭТФ* **26** 525 (1977)
51. Kincaid В M *J. Appl. Phys.* **48** 2684 (1977)
52. Бессонов Е Г *Труды ФИАН* **214** 3 (1993)
53. Тернов И М, Багров В Г, Бордовицын В А *Вест. Моск. унив. Сер. Физ., астр.* (2) 248 (1972)
54. Алферов Д Ф, Башмаков Ю А, Бессонов Е Г *Труды ФИАН* **80** 100 (1975)
55. Багров В Г, Моисеев М Б, Никитин М М, Федосов Н И *Изв. ВУЗов, физ.* **3** 26 (1981)
56. Багров В Г, Тернов И М, Федосов Н И *ЖЭТФ* **82** 1442 (1982); *ДАН СССР* **263** 1339 (1982)
57. Тернов И М *ЖЭТФ* **96** 1169 (1990)
58. Schwinger J *Phys. Rev.* **70** 798 (1946)
59. McMillan E *Phys. Rev.* **68** 144 (1945)
60. Shiff L J *Rev. Sci. Instr.* **17** 6 (1946)
61. Nodvick J S, Saxon D S *Phys. Rev.* **96** 180 (1954)
62. Иогансон А В, Рабинович М С *ЖЭТФ* **35** 1013 (1958)
63. Nakazato T et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 1245 (1989)
64. Klerikov N P, Ternov I M, Erp V Ya *Nucl. Instr. and Meth. A* **282** 413 (1989)
65. Klerikov N P, Ternov I M *Ibid.* **308** 113 (1991)
66. Michel F C *Phys. Rev. Lett.* **48** 580 (1982); *Rev. Mod. Phys.* **54** 1 (1982)
67. Соколов А А, Тернов И М *ДАН СССР* **92** 537 (1953)
68. Furry W H *Phys. Rev.* **81** 115 (1951)
69. Тернов И М, Дорофеев О Ф *ЭЧАЯ* **25** (1) 5 (1994)
70. Тернов И М, Багров В Г, Жуковский В Ч *Вест. Моск. унив. Сер. Физ., астр.* (1) 30 (1966)
71. Тернов И М, Багров В Г, Рзаев Р А *ЖЭТФ* **46** 374 (1964)
72. Корчуганов В Н и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР N 77-83 (Новосибирск, 1977); Беломестных С А и др. *Nucl. Instr. and Meth. A* **227** 173 (1984)
73. Багров В Г *Изв. ВУЗов, физ.* (5) 121 (1965)
74. Соколов А А, Клепиков Н П, Тернов И М *ЖЭТФ* **24** 249 (1953)
75. Schwinger J *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **40** 132 (1954)
76. Бордовицын В А Дисс. ...докт. физ.-мат. наук. (Москва, Томск, 1983); Тернов И М, Бордовицын В А *Вестн. Моск. унив. Сер. Физ., астр.* **24** (5) 69 (1983), **28** (2) 21 (1987)
77. Клепиков Н П *ЖЭТФ* **26** 19 (1954)
78. Тернов И М, Багров В Г, Дорофеев О Ф *Изв. ВУЗов, физ.* (10) 97 (1968)
79. Ритус В И *Труды ФИАН* **111** 5 (1979)
80. Климонтович Ю Л *Статистическая физика* (М.: Наука, 1982)
81. Тернов И М Дисс. ...докт. физ.-мат. наук (Москва, 1961)
82. Тернов И М *ЭЧАЯ* **17** 884 (1986); Соколов А А, Тернов И М *ДАН СССР* **153** 1052 (1963)
83. Le Duff J et al. (в сб. *Tr. Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц* (Москва, 2-4 октября 1972) (М.: Наука, 1973) с. 371; Camerini U et al. *Phys. Rev. D* **12** 1855 (1975); Switters R F et al. *Phys. Rev. Lett.* **35** 1320 (1975); *CERN Courier* **20** (1980); Blondel A in *Proc. 9th Int. Symp.* (Bonn, FRG, September 1990) vol. I, p. 128
84. Байер В Н, Катков В М *ЖЭТФ* **53** 1478 (1967)
85. Schwinger J, Tsai W *Phys. Rev. D* **9** 1843 (1974)
86. Коломенский А А, Лебедев А Н *Теория циклических ускорителей* (М.: Физматгиз, 1962); *ЖЭТФ* **30** 207 1161 (1956); Орлов Ю Ф, Тарасов Е К *ЖЭТФ* **34** 651 (1958)
87. Gutbrod F Z. *Phys.* **168** 177 (1962)
88. Соколов А А, Тернов И М и др. в сб. *Синхротронное излучение* (М.: Наука, 1966) с. 152
89. Клепиков Н П *УФН* **146** 317 (1985)
90. Sands M in *Proc. CERN Conf. High Energy Accelerators and Instruments* (Geneva, 1959) p. 298; *Nuovo Cim.* **15** 599 (1960)
91. Dirac P A M *Proc. Roy. Soc.* **167** 148 (1938)
92. Королев Ф А, Ершов А Г, Куликов О Ф в сб. *Ускоритель электронов на 680 МэВ* (М.: Госатомиздат, 1962) с. 75
93. Schneider J. *Phys. Rev. Lett.* **2** 504 (1959)
94. Hirschfield J L, Wachtel J M *Phys. Rev. Lett.* **12** 533 (1964)
95. Гапонов А В *Изв. ВУЗов, сер. радиофиз.* (5) 836 (1959); *ЖЭТФ* **39** 326 (1960)
96. Соколов А А, Тернов И М *ДАН СССР* **66** 1322 (1966); *Письма ЖЭТФ* **4** 90 (1966)
97. Гапонов А В, Петелин М И, Юлпатов В К *Изв. ВУЗов, сер. радиофиз.* **10** (9-10) 1414 (1967)
98. Кодлинг К, Кох Э и Зоннтаг Б, Линг Д в сб. *Синхротронное излучение. Свойства и применения* (под ред. К. Кунца) (М.: Мир, 1981) с. 278, 321, 427
99. Хэнзел Р в сб. *Синхротронное излучение в исследовании твердых тел* (под ред. А А Соколова) (М.: Мир, 1970) с. 224
100. Варфоломеев А А *Лазеры на свободных электронах и перспективы их развития* (М.: Инст. Атомн. энергии им. И.В. Курчатова, 1980)
101. Куликов О Ф *Труды ФИАН* **80** 3 (1975)
102. Адо Ю М *ЖЭТФ* **31** 533 (1956)
103. *Synchrotron Radiation Research* (Eds H. Winick, S. Doniach) (N.Y.-London: Plenum Press, 1980)
104. *Handbook of Synchrotron Radiation* (Ed E.E. Koch) (Amsterdam, N.Y., Oxford: North Holland, 1983)
105. Кулипанов Г Н, Скринский А Н *УФН* **122** 369 (1977); Кулипанов Г Н Дисс. ...докт. физ.-мат. наук (Новосибирск, 1994)
106. Barnes P J. *Phys. Chem. Sol.* **52** 1299 (1991)
107. Krause M *Bull. Amer. Phys. Soc.* **38** 911 (1993)
108. Hastings J B et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 770 (1991)
109. Алехин А П и др. *Электронная промышленность* (3) 19 (1992)
110. Ogata A *Jpn. J. Appl. Phys. Pt. 2 (Letters)* **32** (3A) 1346 (1993)
111. Клепиков Н П, Тернов И М *Изв. ВУЗов, сер. физ.* **33** (3) 9 (1990)
112. Ishi K et al. *Phys. Rev. A* **43** 5597 (1991)
113. Schibata Y et al. *Phys. Rev. A* **44** 3449 (1991)
114. Kim K J, Sessler A *Science* **250** (4977) 88 (1990)
115. Бордовицын В А, Тернов И М, Эпп В Я *Изв. ВУЗов, сер. физ.* **34** (5) 10 (1991)
116. Gou San-Kui *Phys. Rev. A* **43** 1629 (1991)
117. Мандельштам Л И *Полное собрание трудов* (М.: Изд-во АН СССР, 1950) с. 54

SYNCHROTRON RADIATION

I.M. Ternov

Moscow State University, Physics Department
119899, Moscow, Russia
Tel. (7-095) 939-3177

The classical and quantum theory of synchrotron radiation (SR) is described in some details: the short history of development, the discovery and the general properties of radiation. A special attention is given to the quantum effects: quantum fluctuations of the trajectory of particles and effect of radiative polarization of electrons and positrons in a storage ring. The theory of undulator radiation is briefly described. The experimental investigation of SR properties and problems of application in physical experiment are reviewed.

PACS numbers: 41.60.Ap

Bibliography — 117 references

Received 11 April 1994, revised 4 November 1994