

КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИНХРОТРОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

В. Г. БАГРОВ

Томский государственный университет

QUANTUM EFFECTS IN SYNCHROTRON RADIATION

V. G. BAGROV

Synchrotron radiation is one of the most interesting physical phenomena. Although its basic properties using the classical terms can be understood, some of its peculiarities demonstrate to us a manifestation of quantum reality at the macroscopic level.

Синхротронное излучение является одним из интереснейших физических явлений. Хотя основные его свойства могут быть поняты в рамках классических представлений, но некоторые его особенности демонстрируют нам на макроскопическом уровне квантовую реальность.

www.issep.rssi.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] дано описание основных свойств синхротронного излучения и рассказано об экспериментальной проверке этих свойств и применении синхротронного излучения в физических экспериментах и новых технологиях. Надеюсь, что заинтересованный читатель уже знаком с этой статьей, и я буду использовать сведения из нее.

История развития исследований синхротронного излучения замечательна в том отношении, что теоретические работы всегда предшествовали эксперименту, были руководством к действию для экспериментаторов и эксперимент всегда подтверждал теоретические предсказания. В истории физики так бывает крайне редко.

Когда в конце 40-х — начале 50-х годов первые эксперименты блестяще подтвердили существовавшую к тому времени теорию синхротронного излучения, теоретиков, создавших эту теорию (а их было всего несколько человек), охватило смущение. Дело в том, что к тому времени существовали основы классической (основанной на электродинамике Максвелла) теории синхротронного излучения — вот ее предсказания и подтвердились. Но физики уже ясно сознавали (выработалась привычка), что когда дело касается излучения, то правильные результаты должна давать квантовая теория, а классика является лишь достаточно грубым приближением к действительности и расхождения между классической и квантовой теорией в отношении свойств излучения, как правило, весьма существенны. Здесь же в пределах точности эксперимента подтвердилась классическая теория, и никаких намеков (а точность уже первых экспериментов была порядка десятков процентов и быстро улучшалась) на несостоятельность этой теории не обнаруживалось.

Естественно появилось предположение, что по каким-то причинам в данной ситуации расхождение между квантовой и классической теорией весьма мало, и возникла задача оценить количественно это (пусть малое) расхождение.

Что же проще? Нужно привести расчет параметров синхротронного излучения методами квантовой теории

и сравнить с соответствующими классическими результатами, определив сходство и различие. Но хорошо известно, что технические трудности квантовых расчетов намного превышают аналогичные классические. А ведь в данном случае только чисто эстетические соображения и любопытство (но не практические потребности) могли заставить теоретиков взяться за такие расчеты. Тем не менее квантовая теория синхротронного излучения была создана в 50–60-е годы и оказалась не только изящной теоретической игрушкой, но и открыла новые, во многом неожиданные направления экспериментальных работ. Здесь я попытаюсь изложить наиболее интересные и поучительные выводы квантовой теории синхротронного излучения и указать некоторые практические следствия из них.

2. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Нам понадобятся некоторые факты, касающиеся синхротронного излучения, которые читатель может найти в статье [1] и более специальных работах [2–4]. Для удобства читателя приведем здесь эти факты с минимально необходимым пояснениями. Особо подчеркнем, что все приведенные в этом разделе факты хорошо подтверждаются в экспериментах и имеют объяснение в классической теории синхротронного излучения.

Реально синхротронное излучение генерируется заряженными частицами (в основном электронами, в дальнейшем будем говорить именно об электронах), движущимися в циклических ускорителях и накопителях элементарных частиц, либо потоками космических заряженных частиц, движущихся в космических магнитных полях туманностей и звезд (космическое синхротронное излучение).

В качестве хорошей теоретической модели мы выбираем излучение заряженной частицы (электрона с зарядом $-e$), движущейся равномерно (с постоянной по модулю скоростью $v = c\beta$, c — скорость света, $0 < \beta < 1$) по окружности радиуса R . Такое движение может быть реализовано, если в области движения электрона имеется постоянное и однородное магнитное поле напряженности H . Вектор напряженности магнитного поля направлен перпендикулярно плоскости орбиты. Угловая частота вращения электрона ω_0 и радиус орбиты связаны с энергией электрона E и напряженностью магнитного поля соотношениями

$$R = \frac{\beta E}{eH}, \quad \omega_0 = \frac{v}{R} = \frac{c\beta}{R} = \frac{ceH}{E}. \quad (1)$$

В дальнейшем всюду используется гауссова система единиц, принятая в современной теоретической физике.

Энергия электрона E определяется его массой покоя m и скоростью v по формуле Эйнштейна

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (2)$$

Одной из важнейших характеристик синхротронного излучения является полная излучаемая мощность — количество энергии, излучаемой электроном по всем направлениям в единицу времени. Классическая теория приводит к следующему выражению для полной мощности излучения W^{cl} :

$$\begin{aligned} W^{cl} &= \frac{2ce^2}{3R^2} \left(\frac{\beta E}{mc^2} \right)^4 = \frac{2e^4 H^2}{3m^2 c^3} \left(\frac{\beta E}{mc^2} \right)^2 = \\ &= \frac{2e^4 H^2}{3m^2 c^3} \left[\left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 - 1 \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Вторая часть формулы (3) получается из первой с использованием формулы (1), а третья — из второй с использованием (2).

Замечательным является распределение излучения по различным направлениям в пространстве (угловое распределение излучения) и распределение по частотам (спектральное распределение). Если скорость электрона близка к скорости света (а на практике этот случай особенно интересен, так как именно такие условия реализуются в ускорителях и накопителях частиц и космосе. В этом случае принято называть электрон релятивистским), то все излучение сосредоточено в каждый момент времени в узком конусе с вершиной в месте, где находится электрон, и осью, совпадающей с мгновенной скоростью (касательной к окружности в точке нахождения электрона). Эффективный угловой распад конуса излучения $\Delta\Theta$ мал и составляет величину (в радианах)

$$\Delta\Theta \approx \frac{mc^2}{E}. \quad (4)$$

Для современных ускорителей и накопителей электронов порядок этой величины

$$\frac{mc^2}{E} \approx 10^{-3} - 10^{-5}, \quad (5)$$

что мы и будем использовать в дальнейшем для оценок. Что же касается спектрального распределения, то излучение электромагнитных волн происходит в основном не на частоте вращения ω_0 (как могла бы подсказать поверхностная интуиция), а на высших гармониках. Максимум излучения приходится на частоты ω_{max} ,

$$\omega_{max} \approx \omega_0 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^3, \quad (6)$$

намного превышающие в релятивистском случае (на 10–15 порядков) основную частоту ω_0 . Так, при типичном радиусе орбиты $R \approx 10$ м в релятивистском случае основная частота $\omega_0 \approx 10^8$ с⁻¹ (короткие радиоволны), тогда как частота $\omega_{\max} \approx 10^{17}–10^{22}$ с⁻¹, что лежит в области жесткого ультрафиолета и рентгеновской области. Подробные объяснения изложенных здесь фактов можно найти в работе [1].

3. ОЦЕНКА ЧИСЛА ИЗЛУЧАЕМЫХ ФОТОНОВ

Приведенные в предыдущем разделе классические формулы позволяют получить следующую простую оценку, относящуюся уже к квантовой теории. А именно, оценим число фотонов, излучаемых за время одного оборота электрона. Время одного оборота T электрона связано с частотой ω_0 известным соотношением

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0}. \quad (7)$$

Делая простейшее предположение, что все фотоны излучаются на частоте ω_{\max} , определяемой формулой (6), деля мощность излучения (3) на энергию одного фотона $\hbar\omega_{\max}$ (\hbar – постоянная Планка) и умножая на время одного оборота (7), найдем число N фотонов, излучаемых в среднем на одном обороте электрона. В релятивистском случае для N получим¹

$$N = \frac{8\pi}{3}\alpha \frac{E}{mc^2}, \quad \alpha = \frac{e^2}{\hbar c}. \quad (8)$$

Здесь безразмерная величина α сконструирована из мировых констант (α называется постоянной тонкой структуры) и ее численное значение близко к 1/137. Из (8) мы видим, что на каждом обороте число излучаемых фотонов зависит только от энергии электрона. При $\hbar \rightarrow 0$ (переход к классическому пределу) это число неограниченно растет, то есть излучение (как и предполагается в классике) происходит непрерывно. Для реальных энергий электрона число N не слишком велико: $N \approx 100–1000$. Учитывая, что длина окружности в реальных ускорителях составляет десятки (и даже сотни) метров, видим, что на расстояниях порядка десятка сантиметров орбиты излучается всего один фотон! Вывод необычен: фотоны излучаются сравнительно редко, а классическая теория все же дает правильные результаты.

¹ Точный квантовый расчет несущественно (на числовой множитель) исправляет формулу (8) в пределе малых квантовых поправок $N = (5\pi\sqrt{3}/3)\alpha(E/mc^2)$.

4. КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ К МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассматривать в квантовой теории электрон, движущийся по окружности заданного радиуса, некорректно, поскольку понятие точно определенной траектории чуждо квантовой теории. Но рассматривать электрон, движущийся во внешнем магнитном поле, в квантовой теории вполне уместно. Именно таким образом и поступают теоретики в данном случае, и если все же используют в квантовой теории понятие радиуса орбиты, то это просто означает использование классического выражения (1), связывающего радиус орбиты с напряженностью магнитного поля.

Очевидным представляется следующее. В квантовой теории вместо формулы (3) для мощности излучения W как функции напряженности поля H и энергии E мы получили бы какую-то более сложную формулу, содержащую обязательно постоянную Планка в явном виде

$$W = W(H, E, \hbar).$$

Столь же очевидно, что при $\hbar \rightarrow 0$ мы должны были бы вновь вернуться к выражению (3), то есть $W(H, E, \hbar = 0) = W^{cl}$. Возникла естественная мысль, что ввиду сложности расчета точной функции $W(H, E, \hbar)$ не попытаться ли найти приближенное выражение, считая \hbar заведомо малым, то есть представить

$$W(H, E, \hbar) \approx W^{cl}(1 + \delta), \quad (9)$$

где малая (безразмерная) величина δ пропорциональна \hbar . Как говорят математики, следует искать разложение W в ряд по \hbar членам, оставив только нулевой (это W^{cl}) и первый по \hbar члены. Такой расчет был проведен (А.А. Соколов, Н.П. Клепиков, И.М. Тернов, 1953 год; Ю. Швингер, 1954 год) и дал следующий результат:

$$\delta = -\frac{55\sqrt{3}}{16}\xi, \quad \xi = \frac{H}{H_0} \frac{E}{mc^2}, \quad H_0 = \frac{m^2 c^3}{e\hbar}. \quad (10)$$

Здесь величина H_0 сконструирована из констант, имеет размерность напряженности поля и для электрона составляет (так называемое швингеровское поле)

$$H_0 \approx 4,41 \cdot 10^{13} \text{ Гс}, \quad (11)$$

Можно привести весьма наглядные физические аргументы, объясняющие возникновение параметра ξ . Именно квантовые поправки в излучении станут заметными, если энергия фотона будет сравнимой с энергией электрона. Считая, что фотоны излучаются на частоте ω_{\max} , определяемой формулой (6), для отношения энергии фотона $\hbar\omega_{\max}$ к энергии электрона E

$$\xi = \frac{\hbar\omega_{\max}}{E}$$

после использования формул (6) и (1) получим для ξ выражение (10).

Таким образом, величина квантовых поправок определяется (безразмерной) величиной ξ — характерным квантовым параметром. Квантовые эффекты будут заметны, когда величина ξ будет порядка 1 или, как это следует из (10), при энергиях электрона

$$E \approx \frac{mc^2 H_0}{H}. \quad (12)$$

В современных ускорителях магнитное поле имеет порядок 10^4 Гс, и, следовательно, учитывая (5), для ξ получим

$$\xi \approx 10^{-6} - 10^{-4}.$$

Квантовые эффекты, конечно, существуют, но чтобы их обнаружить, следует измерять мощность излучения с относительной точностью порядка ξ , что даже при современной технике эксперимента все еще проблематично. Казалось бы, можно оставить квантовые расчеты до лучших времен. Но квантовая реальность нашла обходные пути, чтобы проявить себя в синхротронном излучении.

5. КВАНТОВАЯ РАСКАЧКА КОЛЕБАНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ И НАКОПИТЕЛЯХ

Не вдаваясь в технические подробности устройства современных циклических ускорителей и накопителей электронов (это может быть предметом отдельной статьи), обратим внимание на некоторые очевидные особенности движения частиц в них.

Представление о движении частиц строго по окружности заданного радиуса со строго постоянной по величине скоростью (или в строго однородном магнитном поле) удовлетворительно только как идеализированная модель. В действительности, вводя электроны в камеру ускорителя или накопителя, невозможно добиться их идеального попадания на заданную орбиту с заданной скоростью. Малые отклонения от этих параметров неизбежны. Да и сам ускоритель невозможно изготовить так, чтобы траектория частицы в нем была идеальной окружностью. Следовательно, чтобы ускоритель все же работал в нужном режиме, необходимо позаботиться о том, чтобы при небольших отклонениях электрона от движения по идеальной окружности возникали силы, стремящиеся вернуть электрон на эту окружность. Это действительно можно сделать изменяя соответствующим образом магнитное поле вне предполагаемой (как говорят, равновесной) окружности. Такие поля (они называются фокусирующими) вполне поддаются инженерному расчету и экспери-

ментальной реализации. Поэтому реальное движение частицы в ускорителе (накопителе) представляет собой довольно сложную картину.

Если в силу каких-то (может быть, случайных) причин частица отклонилась от равновесной окружности, то возникают силы, стремящиеся ее вернуть на эту окружность. Но возвращаясь частица по инерции отклоняется в другую сторону и т.д. Иными словами, движение частицы можно представить как некоторое среднее движение по равновесной окружности и малые колебания около этой равновесной окружности. Истинная траектория частицы весьма причудливо наворачивается на равновесную окружность. Очевидно, что колебания возможны по всем направлениям: по радиусу (радиальные колебания), перпендикулярно плоскости окружности (вертикальные колебания) и по фазе (фазовые колебания). Поскольку в ускорителе имеется не один электрон, а целый ступок, то размеры ступка по радиусу орбиты, в ортогональной плоскости орбиты направлению и вдоль равновесной окружности (по фазе) определяются средними амплитудами колебаний в этих направлениях. Реальный пучок электронов в поперечном сечении есть эллипс, вытянутый по радиусу орбиты и сплюснутый по вертикали с большой полуосью 3–4 мм и малой 1–2 мм.

Попробуем представить, как действует синхротронное излучение на эти колебания. Поскольку по классической теории излучение направлено в основном вперед по мгновенной скорости частицы, унося с собой энергию и импульс, то частица получает от излучения импульс отдачи (по закону сохранения импульса), направленный строго противоположно импульсу частицы. Следовательно, если бы частица двигалась строго по равновесной окружности, то излучение просто тормозило бы ее, а при отклонениях от окружности стремилось ликвидировать эти отклонения. Таким образом, простые качественные соображения указывают на то, что с позиций классической теории синхротронное излучение должно приводить к затуханию колебаний около равновесной орбиты. Точные количественные расчеты подтверждают эти качественные выводы (А.А. Коломенский, А.И. Лебедев, К.В. Робинзон, 1956 год), причем эффективное время затухания колебаний τ_0 в релятивистском случае имеет порядок

$$\tau_0 = \frac{E}{W^{cl}}$$

и с ростом энергии электрона уменьшается.

А что должно быть с учетом квантовой реальности? Поскольку, как мы уже отмечали, в реальной ситуации квантовые поправки к мощности излучения малы и классическая теория правильно описывает характер излучения, то подавляющая часть излучаемых фотонов

вылетает внутри классического эффективного конуса излучения и в среднем в полном соответствии с классической картиной приводит к классическому затуханию колебаний. Но все же, как мы отмечали в разделе 2, фотоны вылетают достаточно редко (от 100 до 1000 на один оборот по окружности), каждый отдельный акт излучения фотона есть явление случайное и направление вылета фотона случайным образом отклоняется (в пределах классического конуса излучения) от мгновенной скорости электрона. Импульс отдачи при каждом акте излучения не строго противоположен импульсу электрона и, следовательно, не только тормозит электрон, но и случайным образом сбивает его с равновесной орбиты. Иными словами, излучающий кванты электрон испытывает случайно распределенные по времени щелчки, которые не только его тормозят, но и хаотически сталкивают его с равновесной орбиты, усиливая тем самым его колебания. Число щелчков, как это следует из формулы (8), с ростом энергии электрона растет, и этот эффект при больших энергиях становится существенным. Это явление получило название квантовой раскачки колебаний, и строгие квантовые расчеты (в линейном по \hbar приближении) подтвердили эти весьма нетривиальные качественные соображения для радиальных и вертикальных колебаний (А.А. Соколов, И.М. Тернов, 1953–1955 годы).

Строгий квантовый анализ квантовой раскачки фазовых колебаний удалось провести значительно позднее (В.Г. Багров, А.А. Соколов, И.М. Тернов, 1970 год). Была дана оценка энергии электрона, при которой становится заметной квантовая раскачка, и времени ее наступления. Оказалось, что характерная энергия возбуждения квантовых колебаний $E \approx mc^2(mcR/\hbar)^{1/5}$ много меньше величины (12), то есть квантовая раскачка колебаний возникает при низких энергиях, когда квантовые поправки в излучении еще не проявляются. Это явление должно быть доступно наблюдению, и в конце 50-х — начале 60-х годов прямая скоростная киносъемка электронного пучка в ускорителе подтвердила возникновение квантовой раскачки колебаний электронов. Когда силы, вызывающие классическое затухание колебаний и квантовую раскачку, уравниваются, наступает стабилизация колебаний, хорошо наблюдаемая в современных накопительных кольцах, где электронные и позитронные пучки существуют десятки часов. Квантовая раскачка колебаний — одно из сравнительно немногих явлений макроскопического масштаба, где непосредственно проявляются квантовые закономерности.

6. РАДИАЦИОННАЯ САМОПОЛЯРИЗАЦИЯ СПИНА ЭЛЕКТРОНА ПРИ СИНХРОТРОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

В 20-х годах физики обнаружили существование собственного механического момента (спина) электрона и связанного с ним собственного магнитного момента (Дж. Уленбек, С. Гаудсмит, В. Паули, 1927 год). Классическая теория оказалась не в состоянии правильно описать свойства электронного спина, но в квантовой теории такое описание оказалось возможным, что было одним из ее существенных достижений.

Согласно классическим представлениям, механический момент частицы является вектором, величина и ориентация которого в пространстве со временем меняются. Квантовая механика предсказывает (и эксперимент это подтверждает), что если попытаемся сохранить это наглядное представление о спине как векторе, то, проводя измерение проекции этого вектора на любое фиксированное направление, всегда получим (для электрона) только один из двух возможных результатов $\pm \hbar/2$. Например, если электрон движется в магнитном поле, то проекция спина на направление поля со временем не меняется и остается равной либо $+\hbar/2$, либо $-\hbar/2$. Но если учесть синхротронное излучение (то есть случайно распределенные во времени акты испускания фотонов электроном), то спин перестает сохраняться.

Количественно описать процесс изменения ориентации спина возможно, если вычислить вероятность переворота спина при синхротронном излучении. Последовательные квантовые расчеты этой вероятности привели к весьма важному выводу о том, что если рассматривать ориентацию спина по отношению к магнитному полю, то вероятность переворота спина существенно зависит от начальной ориентации спина, а именно если начальный спин электрона ориентирован по направлению магнитного поля, то вероятность переворота примерно на порядок больше, чем в случае, если начальный спин ориентирован против магнитного поля¹. Тем самым состояния, в которых электронный спин ориентирован против магнитного поля, более устойчивы по отношению к перевороту спина, чем состояния со спином по полю, и, следовательно, первоначально неполяризованный пучок электронов со временем приобретает преимущественную ориентацию спина против магнитного поля. Расчеты (в приближении $\xi \ll 1$) показали, что при временах, превышающих

¹ Сама идея о том, что существует зависимость вероятности переворота спина от начальной ориентации, была высказана И.М. Терновым в его докторской диссертации в 1960 году, однако корректные квантовые расчеты этого явления были выполнены позднее (А.А. Соколов, И.М. Тернов, 1963 год, В.Г. Багров, И.М. Тернов, Р.А. Рзаев, 1964 год).

некоторое характерное время τ (время релаксации), доля электронов со спином против поля n_- и по полю n_+ становится равной

$$n_- = \frac{15 + 8\sqrt{3}}{30} \approx 0,962; \quad n_+ = \frac{15 - 8\sqrt{3}}{30} \approx 0,038. \quad (13)$$

Время релаксации определяется выражением

$$\tau = \frac{8\sqrt{3}\hbar^2}{15mce^2} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \left(\frac{H_0}{H} \right)^3, \quad (14)$$

и для полей $H \approx 10^4$ Гс и энергий типа (5) время τ лежит в интервале от одного часа до нескольких минут. Итак, при временах, больших времен релаксации, более 96% электронов приобретают спин против направления магнитного поля и только менее 4% имеют спин по направлению магнитного поля независимо от первоначального распределения спинов электронов в пучке. Это явление получило название радиационной самополяризации электронного пучка (эффект Соколова–Тернова).

Объяснение большей устойчивости состояний со спином против поля возможно из элементарных соображений. Потенциальная энергия U взаимодействия магнитного момента μ с магнитным полем H имеет вид $U = -\mu H \cos \alpha$, где α — угол между направлением магнитного момента и направлением напряженности магнитного поля. Энергия U минимальна, когда $\alpha = 0$, то есть когда магнитный момент параллелен магнитному полю. Для электрона, имеющего отрицательный заряд, спин (механический момент) и магнитный момент направлены противоположно друг другу. Отсюда вытекает, что ориентация спина против направления магнитного поля более устойчива по отношению к ориентации по магнитному полю.

Поскольку в ускорителях цикл ускорения составляет доли секунды, наблюдать эффект Соколова–Тернова можно только в накопительных кольцах. Первое экспериментальное наблюдение эффекта Соколова–Тернова было получено на накопительных кольцах в 1969–1970 годах в трех крупнейших ускорительных центрах: Новосибирске (СССР), Орсе (Франция), Фраскати (Италия). До настоящего времени эффект Соколова–Тернова остается единственным способом получения для физических экспериментов релятивистских электронов с ориентированным спином и наиболее впечатляющей макроскопической демонстрацией наличия спина электрона.

7. ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА НИЗКИХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЯХ

Квантовые свойства излучения должны весьма существенно проявляться также и при очень низких энергиях

электронов. Причина этого состоит в следующем. Согласно релятивистской квантовой теории, электрон, движущийся в однородном магнитном поле, не может иметь произвольную энергию, а может находиться только на определенных энергетических уровнях. Если эти разрешенные уровни энергии занумеровать в порядке возрастания числами $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, то справедлива зависимость

$$E = E_n = mc^2 \left(1 + \frac{2Hn}{H_0} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Это выражение справедливо при отсутствии движения электрона вдоль поля, что эквивалентно двумерному осциллятору, и формула (15) есть элементарное следствие планковского закона квантования.

Когда n велико (то есть $E_n \gg mc^2$ — релятивистский случай), то дискретность энергетического спектра выражается слабо (разность энергий между соседними уровнями уменьшается с ростом n и тем более мала по отношению к самому значению энергии). Но совершенно иная картина при небольших n . Здесь разность энергий между уровнями весьма заметна, и это должно сказываться на характере излучения. Правда, если напряженность магнитного поля значительно меньше швингеровского значения, то и само излучение мало (мала излучаемая мощность). Если же напряженность поля велика (а тем более если она сравнима или больше швингеровской, что возможно на поверхности нейтронных звезд), то излучение электронов, находящихся на низких энергетических уровнях, должно обладать специфическими особенностями.

Рассмотрим одну из этих особенностей, связанную с основным ($n = 0$) состоянием электрона. А именно, в основном состоянии ($n = 0$), как показывает анализ решений уравнения Дирака, спин электрона ориентирован только против магнитного поля, состояния со спином, ориентированным по полю, имеющего энергию $E = mc^2$ ($n = 0$), не существует. В остальных состояниях ($n = 1, 2, 3, \dots$) всегда возможны две ориентации спина (по полю и против поля). Если рассмотреть излучение электронов, находящихся на низких уровнях (небольшие n) в слабых полях ($H \ll H_0$), то вероятность переворота спина много меньше вероятности излучения без переориентации спина. Например, для полей $H \approx 10^2$ Гс время излучения без переворота спина $T_0 \approx 5$ с, тогда как переворот спина может осуществиться лишь за времена $T_1 \approx 10^{11}$ с.

Пусть имеется система слабозбужденных электронов (с небольшими n), находящаяся в магнитном поле, причем число электронов со спинами по полю и против поля одинаково. Тогда за небольшое время T_0 все электроны (если нет других внешних воздействий),

имеющие спин против поля, попадут в основное состояние $n = 0$, излучая электромагнитные волны (как говорят, высвечиваясь) и не меняя свой спин. За это же время электроны со спином по магнитному полю высветятся, попав на уровень $n = 1$ (первое возбужденное состояние). Перехода же этих электронов в основное состояние $n = 0$ практически не происходит (время этого перехода чрезвычайно велико, так как при таком переходе спин обязан изменить свою ориентацию). Таким образом, в результате высвечивания образуется своеобразная двухфазная электронная система, состоящая из подсистемы электронов в основном состоянии со спином против поля и подсистемы электронов в первом возбужденном состоянии со спином по полю (В.Г. Багров, О.Ф. Дорофеев, И.М. Тернов, 1968 год). Для реализации такой системы в лабораторных условиях необходимо создание сверхвысокого вакуума и сверхнизких температур в области нахождения электронов. Подсистема электронов со спином по полю будет проявлять себя по отношению к подсистеме со спином против поля как более нагретая, то есть имеющая большую (на 2–3 К при $H \approx 10^4$ Гс) температуру.

К сожалению, пока технические возможности эксперимента не позволили проверить этот вывод квантовой теории.

Таким образом, мы видим, что квантовые эффекты в синхротронном излучении проявляются с самых неожиданных и интересных сторон.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михайлин В.В. Синхротронное излучение в исследовании свойств вещества // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 9. С. 100–106.
2. Синхротронное излучение: Сб. ст. / Под ред. А.А. Соколова, И.М. Тернова. М.: Наука, 1966.
3. Соколов А.А., Тернов И.М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1983.
4. Тернов И.М., Михайлин В.В. Синхротронное излучение: Теория и эксперимент. М.: Энергоатомиздат, 1986.

Рецензент статьи Ю.В. Копаев

* * *

Владислав Гаврилович Багров, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой квантовой теории поля физического факультета Томского государственного университета, заслуженный деятель науки РФ. Область научных интересов – классическая и квантовая электродинамика, квантовая механика, общая теория относительности, математическая физика. Автор более 350 научных работ, в том числе двух монографий и трех учебных пособий.