УДК 530.145

ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Е. Лобанов, О. С. Павлова

(*кафедра теоретической физики*)

Найдена полная мощность излучения классической нейтральной частицы, обладающей аномальными магнитным и электрическим моментами, при ее движении в произвольном электромагнитном поле. Результат получен в предположении, что эволюция спина частицы определяется обобщенным уравнением Баргмана–Мишеля–Телегди.

Как хорошо известно, внешние электромагнитные поля могут оказывать значительное влияние на ход процессов с участием нейтральных частиц, причем эффект может быть обусловлен не только поляризацией вакуума, но и внутренней электромагнитной структурой тяжелых частиц, таких, как нейтрон. Это обстоятельство делает изучение воздействия внешних полей на процессы с участием нейтронов одним из важных вопросов физики высоких энергий.

Внутренняя электромагнитная структура нейтрона более всего проявляется в существовании у него аномального магнитного момента (АММ). Исследования показывают, что учет только этого фактора дает нетривиальные результаты. Так, было установлено, что наличие у нейтрона АММ приводит к значительным изменениям вероятности бета-распада в сильных полях [1], что важно для физики пульсаров [2]. Другим интересным эффектом является излучение нейтрона.

Изучение этого явления проводилось как на основе квантовой теории, так и в рамках классической электродинамики. Методами КЭД было исследовано излучение нейтрона в электромагнитных полях специального вида: однородных [3, 4], плосковолновых [5–8] и некоторых других полях [9]. В ряде работ [10, 11] было проведено и классическое описание излучения нейтрона.

При квантовом подходе модели полей выбираются так, чтобы в этих полях существовали точные решения уравнений Дирака. Заметим, что наличие точных решений необходимо для расчета мощности излучения как поляризованных, так и неполяризованных частиц. В классике ситуация аналогична для поляризованных частиц: наличие точных решений уравнения движения (уравнения Лоренца) и уравнения эволюции спина (уранения Баргмана–Мишеля–Телегди (БМТ)) позволяет рассчитать мощность излучения как для нейтральной, так и для заряженной частицы при ее движении в электромагнитном поле.

Проблема существенно упрощается, если рассматривать излучение нейтральной неполяризованной частицы. Действительно, основное отличие классического подхода от квантового состоит в том, что при классическом описании не учитывается отдача при излучении. Поэтому, если в КЭД акт излучения приводит к изменению импульса и поляризации частицы, а значит, характеризуется начальными и конечными значениями импульса и поляризации, то при классическом рассмотрении акт излучения не меняет эти величины, так как отсутствует отдача. Это огрубляет картину, но, тем не менее, как показывает сравнение с квантовым рассмотрением, при $\hbar \to 0$ результаты оказываются хорошо согласующимися.

Для нейтральной частицы решение уравнения Лоренца для 4-скорости $u^\mu = \mathrm{const}$, поэтому преобразование Лоренца, осуществляющее переход в систему покоя частицы, в данном случае будет определяться постоянным оператором. В системе покоя единственным характерным вектором, определяющим частицу, является вектор ее поляризации. Если провести усреднение по направлениям спина (что в квантовой теории будет соответствовать описанию излучения неполяризованной частицы), то векторами, которые могут входить в выражение для энергии излучения, остаются только напряженности электрического и магнитного полей в системе покоя частицы. Этот факт указывает на существование универсальной формулы для энергии излучения нейтральной неполяризованной частицы в произвольных неоднородных электромагнитных полях. Приведенные ниже расчеты подтверждают это.

Рассмотрим излучение нейтральной неполяризованной частицы, обусловленное наличием у нее аномального магнитного момента, который обозначим через μ^ν. Для полной энергии излучения классическая электродинамика дает следующую формулу [12]:

$$\mathcal{E} = \int I\,dt, \tag{1}$$

причем в ковариантной форме мощность излучения можно записать в виде

$$I = -\frac{2}{3}\langle \ddot{\mu}^\nu \ddot{\mu}_\nu \rangle \tag{2}$$

(точкой обозначено дифференциирование по собственному времени τ, угловые скобки означают усреднение по спиновым состояниям, $\hbar = c = 1$).

Ограничимся стандартным предположением, что магнитный момент пропорционален вектору спина:

$$\mu^\nu = \mu_0 S^\nu.$$

Тогда эволюция вектора спина описывается уравнением БМТ [13]:

$$\dot{S}^{\nu} = 2\mu_0 \left[F^{\nu\alpha} S_\alpha - u^\nu (u_\alpha F^{\alpha\beta} S_\beta) \right],$$

решение которого удовлетворяет дополнительным условиям $(SS) = -1$ и $(Su) = 0$.

Для удобства сравнения с квантово-механическим описанием вместо вектора поляризации S^ν мы будем использовать спин-тензор второго ранга $\underset{\sim}{S} = S^0\sigma_0 + \mathbf{S}\boldsymbol{\sigma}$, где σ_ν — матрицы Паули (использованные обозначения соответствуют работе [14]). Тогда эволюция спина определяется формулой

$$\underset{\sim}{S}(\tau) = \underset{\sim}{L}\,\underset{\sim}{R}\,\underset{\sim}{L}^{-1}\underset{\sim}{S}_0(\underset{\sim}{L}^{-1})^+\underset{\sim}{R}^+\underset{\sim}{L}^+. \qquad (3)$$

Здесь $S_0 \equiv S(\tau_0)$ — поляризация в начальный момент времени τ_0, $\underset{\sim}{L}^{-1}$ — оператор перехода в систему покоя частицы:

$$\underset{\sim}{L}^{-1} = \frac{1+\tilde{u}}{\sqrt{2(1+u^0)}}, \quad \underset{\sim}{L} = \frac{1+\underset{\sim}{u}}{\sqrt{2(1+u^0)}},$$

а $\underset{\sim}{R}$ — оператор поворота, удовлетворяющий уравнению

$$\dot{\underset{\sim}{R}} = i\mu_0\,\underset{\sim}{H}_0\,\underset{\sim}{R}, \qquad (4)$$

где

$$\mathbf{H}_0(x) \equiv \mathbf{H}_0 = u^0\mathbf{H} - \mathbf{u}\times\mathbf{E} - \frac{\mathbf{u}(\mathbf{uH})}{1+u^0}$$

— магнитное поле в системе покоя частицы в точке ее нахождения $x^\nu = u^\nu\tau$.

С использованием введенного спин-тензора формула (2) для мощности излучения может быть переписана так:

$$I = -\frac{\mu_0^2}{3}\,\mathrm{Sp}\langle \ddot{\underset{\sim}{S}}\ddot{\tilde{S}}\rangle.$$

После несложных преобразований отсюда с учетом (3) можно получить мощность излучения неполяризованной частицы:

$$I = \frac{\mu_0^2}{3}\,\mathrm{Sp}\sum_i (\underset{\sim}{R}\sigma_i\underset{\sim}{R}^+)^{\cdot\cdot}(\underset{\sim}{R}\sigma_i\underset{\sim}{R}^+)^{\cdot\cdot}. \qquad (5)$$

Суммирование по i в (5) соответствует процедуре усреднения по начальным и суммирования по конечным спиновым состояниям частицы в квантовой теории.

Из формул (4) и (5) следует окончательный результат:

$$I = \frac{16}{3}\mu_0^2\{4(\mu_0\mathbf{H}_0)^4 + (\mu_0\dot{\mathbf{H}}_0)^2\}. \qquad (6)$$

Таким образом, как отмечалось выше, мощность излучения неполяризованной нейтральной частицы в произвольном электромагнитном поле выражается лишь через напряженности этих полей в системе покоя частицы и их производные по собственному времени.

Сделаем несколько замечаний по поводу формулы (1). Как принято в квантовой механике, если интеграл в (1) сходится на интервале $(-\infty, +\infty)$, то эта формула описывает полную энергию излучения при пролете частицей области, занятой полем. Если существует конечный предел

$$\lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{T} I\,dt,$$

то это выражение определяет энергию излучения в единицу времени в периодических и квазипериодических полях. Если же указанный предел не существует, то данная формула не имеет квантового аналога, точнее говоря, эта расходимость указывает на то, что при решении квантовой задачи будут наблюдаться связанные состояния (дискретный спектр энергии) (см., напр., [15]).

Нетрудно убедиться, что при подстановке в формулу (6) полей, которые ранее были использованы для расчетов как квантовыми, так и классическими методами, наблюдается полное согласие с полученными результатами, если пренебречь членами, характеризующими отдачу, т. е. имеющими следующий порядок малости по постоянной Планка.

Обсудим возможность использования классического приближения более подробно. Как мы уже отмечали, квантовыми поправками можно пренебречь, если энергия излучаемых фотонов мала по сравнению с энергией излучающей частицы. Это требование приводит к ограничениям двух типов. Во-первых, энергия связи в системе покоя должна быть существенно меньше энергии покоя частицы: $\mu_0 H_0/m \ll 1$. Во-вторых, поле должно мало меняться на расстояниях порядка комптоновской длины волны частицы: $\dot{H}_0/mH_0 \ll 1$. Целесообразно переписать эти условия в гауссовых единицах. Тогда, если учесть, что $\mu_0 \sim e\hbar/mc$, и ввести так называемое критическое магнитное поле $H_{cr} = m^2c^3/e\hbar$, то упомянутые выше условия выглядят так: $H_0/H_{cr} \ll 1$ и $(H_0/H_{cr})(\omega/\omega_c) \ll 1$. Здесь ω — характерная частота изменения внешнего поля, а $\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота. Отсюда видно, что для нейтрона при разумных напряженностях полей и их градиентов эти условия заведомо выполняются. Существенно, что приведенные оценки не слабее тех, которые позволяют пренебречь изменением эффективной массы во внешнем поле и эффектом Штерна–Герлаха при выводе уравнения БМТ [16, 17]. Все сказанное подтверждает применимость нашего подхода при решении задачи об излучении нейтральной неполяризованной частицы во внешнем поле.

Интересно сравнить по порядку величины мощность излучения I нейтральной частицы (нейтрона), определяемую формулой (6), с классической мощностью излучения заряженной частицы I_0 (см., напр., [12]), обладающей близкими значениями массы и энергии (протона). Нетрудно найти, что

$$\frac{I}{I_0} \sim \max\left\{\left(\frac{H_0}{H_{\mathrm{cr}}}\right)^2, \left(\frac{u^0\hbar\omega}{mc^2}\right)^2\right\}.$$

Таким образом, мощности излучения заряда и магнитного момента сопоставимы либо в сверхсильных полях, либо в полях очень высокой частоты, которые могут существовать вблизи астрофизических объектов типа пульсаров.

В заключение следует отметить, что полученная формула (6) может быть обобщена на случай существования у частицы наряду с АММ и электрического момента (естественно, статический предел электрического момента ϵ_0 существует только в теориях с нарушением T-инвариантности). В этом случае эволюция вектора спина описывается обобщенным уравнением БМТ [13, 18]:

$$\dot{S}^\nu = 2\mu_0\{F^{\nu\alpha}S_\alpha - u^\nu(u_\alpha F^{\alpha\beta}S_\beta)\} + \\ + 2\epsilon_0\{H^{\nu\alpha}S_\alpha - u^\nu(u_\alpha H^{\alpha\beta}S_\beta)\},$$

где $H^{\nu\alpha} = -\frac{1}{2}e^{\nu\alpha\beta\gamma}F_{\beta\gamma}$ — дуальный тензор.

Обобщение формулы (6) имеет вид

$$I = \frac{16}{3}(\mu_0^2 + \epsilon_0^2)\{4(\epsilon_0\mathbf{E}_0 + \mu_0\mathbf{H}_0)^4 + (\epsilon_0\dot{\mathbf{E}}_0 + \mu_0\dot{\mathbf{H}}_0)^2\}, \tag{7}$$

где

$$\mathbf{E}_0(x) \equiv \mathbf{E}_0 = u^0\mathbf{E} + \mathbf{u}\times\mathbf{H} - \frac{\mathbf{u}(\mathbf{uE})}{1+u^0}$$

— электрическое поле в системе покоя частицы в точке ее нахождения. Результаты, полученные с помощью (7), согласуются с полученными ранее в работах [19].

Авторы выражают благодарность В. А. Бордовицыну, А. В. Борисову и В. Ч. Жуковскому за обсуждение работы.

Литература

1. *Тернов И.М., Родионов В.Н., Жулего В.Г.* и др. // Ядерная физика. 1987. **45**. С. 357.
2. *Дорофеев О.Ф., Родионов В.Н., Тернов И.М.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. **40**. С. 159.
3. *Тернов И.М., Багров В.Г., Хапаев А.М.* // ЖЭТФ. 1965. **48**. С. 921.
4. *Тернов И.М., Багров В.Г., Кружков Г.М., Хапаев А.М.* // Изв. вузов, Физика. 1967. №4. С. 30.
5. *Скобелев В.В.* // ЖЭТФ. 1988. **94**. С. 48; 1989. **95**. С. 391.
6. *Бордовицын В.А.* // Изв. вузов, Физика. 1971. № 1. С. 131.
7. *Тернов И.М., Багров В.Г., Бордовицын В.А., Маркин Ю.А.* // ЖЭТФ. 1967. **52**. С. 1584.
8. *Вшивцев А.С., Потапов Р.А., Тернов И.М.* // ЖЭТФ. 1994. **105**. С. 1108.
9. *Тернов И.М., Багров В.Г., Халилов В.Р.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1969. № 2. С. 113 (Moscow University Phys. Bull. 1969. No. 2).
10. *Бордовицын В.А., Гущина В.С.* // Изв. вузов, Физика. 1993. № 2. С. 60; 1993. № 3. С. 73; 1994. № 1. С. 53; 1995. № 2. С. 63; 1995. № 3. С. 83.
11. *Бордовицын В.А.* // Изв. вузов, Физика. 1993. № 11. С. 39.
12. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1988.
13. *Bargmann V., Michel L., Telegdi V.* // Phys. Rev. Lett. 1959. **2**. P. 435.
14. *Боголюбов Н.Н., Логунов А.А., Оксак А.И., Тодоров И.Т.* Общие принципы квантовой теории поля. М.: Наука, 1987.
15. *Тернов И.М., Багров В.Г.* // Ядерная физика. 1965. **4**. С. 797.
16. *Тернов И.М., Халилов В.Р., Павлова О.С.* // Изв. вузов, Физика. 1978. № 12. С. 89; 1979. № 2. С. 68.
17. *Тернов И.М.* Введение в физику спина релятивистских частиц. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1997.
18. *Попов В.С.* // ЖЭТФ. 1960. **38**. С. 1584.
19. *Багров В.Г., Бозриков В.В., Гитман Д.М.* и др. // Изв. вузов, Физика. 1974. № 6. С. 150; № 7. С. 138.

Поступила в редакцию
02.06.99

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

ПОДАВЛЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ НА ВСТРЕЧНОЙ ВОЛНЕ В МАЗЕРАХ НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ С ПРОДОЛЬНЫМ ПРОФИЛИРОВАНИЕМ

А. Ф. Александров, В. А. Кубарев, А. В. Михайлов

(*кафедра физической электроники*)

Рассмотрена генерация встречной волны в мазерах на циклотронном резонансе с линейным по длине волновода изменением его радиуса и ведущего магнитного поля; получены условия ее подавления.

Мазеры на циклотронном резонансе (МЦР) перспективны как мощные генераторы и усилители микроволнового излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах [1–5]. По сравнению с наиболее изученной их разновидностью — гиротронами — при фиксированном магнитном поле они могут быть более коротковолновыми за счет доплеровского сдвига частоты. Кроме того, для работы МЦР требуются более низкие энергии электронов, чем для убитронов, так как шаг циклотронных ос-