

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ УСКОРЕННОГО КВАНТОВОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

В.Е. Курьян, В.П. Фролов

Вычислены полная интенсивность и спектр квантового излучения от ускоренного осциллятора, взаимодействующего с электромагнитным полем.

Задача об излучении классического равномерно ускоренного электрона имеет своеобразный квантовый аналог. Рассмотрим нейтральное тело, обладающее внутренними степенями свободы, которые взаимодействуют с электромагнитным полем. Подобную систему, в принципе, можно использовать для регистрации фотонов, и ее принято называть детектором. Такой нейтральный в целом детектор, если его привести в состояние равномерно ускоренного движения, так же как и заряженная частица становится источником излучения. Правда, в отличие от частицы, излучение, порожденное детектором, имеет чисто квантовую природу. Чтобы сделать рассмотрение более конкретным, в качестве такого детектора мы рассмотрим квантовый осциллятор, взаимодействующий с электромагнитным полем и движущийся как целое ускоренно.

В процессе взаимодействия равноускоренного детектора с вакуумными нулевыми колебаниями его состояние изменяется. Эти процессы были детально проанализированы в ряде работ, начиная с /1/. Взаимодействие ускоренного осциллятора с квантованным электромагнитным полем рассматривалось в работах /2, 3/. При этом оказалось, что, независимо от строения детектора, с течением времени он достигает некоторого равновесного состояния. Вероятности распределения детектора в таком состоянии по уровням имеют тепловой вид с характерной температурой $T_a = \hbar a / 2\pi c k$, где a — ускорение детектора (см., напр., обзоры /4, 5/). Что касается квантового излучения электромагнитного поля, возникающего из-за взаимодействия детектора с нулевыми колебаниями, то его характеристики и свойства практически не рассматривались (/6/). С другой стороны, именно регистрация и анализ этого излучения, произведенные в инерциальной системе отсчета, могут, в принципе, дать необходимую информацию о процессах взаимодействия детектора с полем.

Цель настоящей работы состоит в изучении характеристик квантового излучения от равноускоренного осциллятора. Вычислена плотность потока энергии излучения квантового электромагнитного поля от такого осциллятора и его спектр. Показано, что плотность потока энергии от осциллятора, уже пришедшего в равновесие с вакуумными колебаниями поля, всегда положительна.

Будем считать, что осциллятор как целое движется ускоренно (с ускорением a^μ) по траектории $x_0(\tau)$ (τ — собственное время). Пусть l^μ — единичный вектор в направлении колебаний осциллятора, тогда $l^\mu dx_0^\mu / d\tau = 0$. Будем считать, что это направление постоянно в системе отсчета, связанной с осциллятором, то есть вектор l^μ переносится вдоль $x_0(\tau)$ параллельно в смысле Ферми — Уолкера /7/. Будем считать также, что в точке закрепления осциллятора находится заряд $-e$, а на свободном конце имеется частица с зарядом $+e$ и массой m , связанная с точкой закрепления идеальной пружиной. В целом эта система нейтральна и по сути дела представляет собой диполь. В основном (невозбужденном) состоянии дипольный момент равен нулю. Пусть ξ — оператор отклонения пробного тела (с массой m и зарядом e) от положения равновесия, а $F^{\alpha\beta}$ — оператор напряженности электромагнитного поля. Тогда уравнения для осциллятора поля в гейзенберговском представлении имеют вид:

$$m(\ddot{\xi}(\tau) + \omega^2 \xi(\tau)) = e F_{\nu\alpha}(x_0(\tau)) l^\nu u^\alpha, \quad F_{;\beta}^{\alpha\beta} = 4\pi j^\alpha,$$

где u^a — 4-скорость детектора; j^a — оператор тока, который в декартовой системе координат (T, X, Y, Z) имеет компоненты:

$$\begin{aligned} j^0 &= e \xi^k \partial_k \delta^3 (X - X_0(\tau)), \\ j^i &= e \left(\frac{d}{d\tau} \xi^i(\tau) \delta^3 (X - X_0(\tau)) - v_0^i \xi^k \partial_k \delta^3 (X - X_0(\tau)) \right), \\ \xi^i &= l^i \xi, \quad v^i = dX_0(T)/dT, \quad T = T(\tau). \end{aligned} \quad (2)$$

Нас интересует плотность потока энергии в волновой зоне от такого осциллятора. При этом будем считать, что он уже пришел в равновесное состояние с вакуумными колебаниями. Достаточно найти плотность потока энергии, испущенной в тот момент, когда осциллятор как целое покоился. Для других моментов времени соответствующую величину можно получить с помощью преобразований Лоренца.

Используя уравнения (1) -- (2), можно связать выражения для вакуумного среднего от потока электромагнитного поля в волновой зоне с матричными элементами, характеризующими переходы квантового осциллятора. Проведя необходимые вычисления, получаем в приближении $a/c\omega \ll 1$ следующее выражение для полной интенсивности излучения:

$$I = \frac{\hbar e^2 \omega}{4mc^3} \left(\operatorname{cth} \frac{\pi c \omega}{a} - 1 \right) \left(\frac{4}{3} \omega^2 + b \frac{a^2}{c^2} \right),$$

где численный коэффициент b зависит от ориентации осциллятора. Для осциллятора, ориентированного вдоль направления ускорения, $b_{\parallel} = 16/15$, для поперечной ориентации $b_{\perp} = 4/5$.

Очевидно, что полная интенсивность излучения положительна. Можно также показать, что в каждом направлении плотность потока энергии неотрицательна. Квантовый характер взаимодействия проявляется в том, что за счет взаимодействия с нулевыми флуктуациями поля равновесное состояние ускоренного детектора не совпадает с основным.

Спектр квантового излучения от осциллятора, направленного вдоль ускорения, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} I_{\omega} &= \frac{e^2 \omega^2}{\pi^2} \frac{1}{m} \left(\operatorname{cth} \frac{\pi c \omega}{a} - 1 \right) \left[\frac{1}{a^2} \left| K_0 \left(\frac{\omega \sqrt{1 - \cos^2 \Theta}}{a} \right) \right|^2 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\omega^2} \cos^2 \Theta \left| \frac{\partial}{\partial \cos \Theta} K_0 \left(\frac{\omega \sqrt{1 - \cos^2 \Theta}}{a} \right) \right|^2 \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь K_0 — функция Макдональда, Θ — угол между вектором ускорения и направлением из точки положения детектора в момент $\tau = 0$ в точку наблюдения. Из (3) следует, что максимум спектра находится на частотах порядка a/c и имеет характерную ширину порядка a/c . Такая ширина спектра объясняется его доплеровским уширением из-за изменения скорости за время формирования излучения. Сингулярность в направлении вдоль оси ускорения (при $\cos^2 \Theta = 1$) в выражении (3) связана с предположением о постоянстве ускорения за все время существования осциллятора.

Аналогичные выводы о положительности потока квантового излучения, наличии максимума в спектре с характерной шириной $\Delta\omega \sim a/c$ вблизи $\omega \sim a/c$ оказываются справедливыми и для случая равноускоренного детектора, взаимодействующего со скалярным безмассовым полем /8/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Unruh W. G. Phys. Rev. D, 14, 870 (1976).
2. Boyer T. H. Phys. Rev. D, 29, 1089 (1984).
3. Cole D. C. Phys. Rev. D, 31, 1972 (1985).
4. Takagi S. Progr. Phys. Suppl. 88, 1 (1986).
5. Гинзбург В. Л., Фролов В. П. УФН, 153, 633 (1987).
6. Unruh W. G., Wald R. M. Phys. Rev. D, 29, 1047 (1984).
7. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация, т. 1, М., Мир, 1977.
8. Курьян В. Е. Препринт ФИАН № 172, М., 1988.

Поступила в редакцию 21 июля 1988 г.