Краткие сообщения по физике № 8-1985 г.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ И АДРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТОКОВ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА КОНЕЧНОЙ ДЛИНЕ

И.М. Дремин, В.А. Саакян

УДК 539.12.01

Показано, что излучение тока, действующего на конечной длине, направлено под большими углами по сравнению с тормозным излучением, причем влиянием размеров области нарастания тока можно пренебречь, если она хотя бы на порядок величины меньше всей области действия тока.

Задача о классическом электромагнитном излучении электрона на конечном участке пути была рассмотрена И.Е. Таммом в 1939 году /1/. В /2/ было подчеркнуто, что такое излучение направлено под достаточно большими углами по сравнению с тормозным излучением, и предложен /3/ конкретный эксперимент по проверке этого вывода. В /2,4/ было также отмечено, что весьма интересные следствия такой задачи могут быть получены при рассмотрении глюонного излучения цветным током кварков, проявляющим себя на малых длинах порядка размеров адрона, когда кварки одного адрона перестают экранировать друг друга по цвету при движении внутри другого в момент столкновения. Задачи об электромагнитном и глюонном излучении (соответственно токами электрического и цветного зарядов) имеют одинаковые решения с точностью до замены $\alpha \leftrightarrow \alpha_c C_F$, где $\alpha = 1/137$, α_c – "постоянная" КХД, $C_F = 4/3$. Поэтому ниже рассматривается лишь первая из них, но при обсуждении результатов применим их и к случаю взаимодействия адронов.

Основная цель данной работы состоит в исследовании роли и влияния переходной области, в которой ток нарастает и убывает, на свойства излучения. Ранее /1–4/ рассматривалась лишь упрощенная постановка задачи, когда ток испытывал мгновенные скачки в местах ускорения и замедления заряда, т. е. размером переходной области заранее пренебрегалось.

Для моделирования процессов ускорения и замедления заряда запишем ток в виде:

$$j(l') = \frac{ev}{2}\left[\text{th}\,\frac{l'}{\Delta} + \text{th}\,\frac{l-l'}{\Delta}\right], \qquad (1)$$

где l определяет область действия тока, а Δ – размеры переходной области.

Вычисляя излучение фотонов таким током по обычным правилам (см., например, /1–4/), получим инвариантное инклюзивное сечение испускания фотонов с частотой ω под углом θ в виде:

$$\frac{\omega}{\sigma}\,\frac{d^3\sigma}{d^3k} = \frac{\sigma}{16\pi^2}\,\sin^2\theta\,|I|^2, \qquad (2)$$

где*

$$I = \pi\omega\Delta^2\,\frac{\text{sh}(l/\Delta)}{\text{sh}(\pi\omega\Delta/2)}\,\exp(i\omega\beta l\cos\theta/2 - l/\Delta)\;F\left(1-\frac{i\Delta\omega\beta\cos\theta}{2},\;1+\right.$$

$$\left.+\frac{i\Delta\omega}{2},\;2;\;1-\exp(-2l/\Delta)\right), \qquad (3)$$

где $\beta = v$ – скорость электрона; $\hbar = c = 1$; F – гипергеометрическая функция.

Прежде всего нас будет интересовать предельный случай $l \gg \Delta$, отвечающий наличию перехода типа "ступеньки", когда переходная область мала по сравнению с протяженностью области действия тока.

Используя в (3) формулы для предельных значений гипергеометрической и гамма-функций /5/, получаем следующее выражение:

$$|I|^2 = 4l^2\,\frac{\sin^2 x}{x^2}\,\frac{\zeta}{\text{sh}\,\zeta}\,\frac{\text{sh}(\pi\Delta\omega\beta\cos\theta/2)}{\beta\cos\theta\,\text{sh}(\pi\Delta\omega/2)}, \qquad (4)$$

где $x = \omega l(1-\beta\cos\theta)/2 = l/l_f$; $l_f = 2/\omega(1-\beta\cos\theta)$ – длина зоны Френеля; $\zeta = \pi x\Delta/l = \pi\Delta/l_f$. Последовательные группы сомножителей, выделенные в формуле (4), зависят от соотношений между длиной действия тока l и длиной зоны Френеля l_f, между размером переходной области Δ и той же l_f, а также между длиной волны $\lambda = 1/\omega$ и размером переходной области Δ.

Наиболее прост случай малых частот (больших длин волн), когда $\lambda \gg \Delta$, и, значит, $l_f \gg \Delta$, т. е. размеры переходной области очень малы. Естественно,

---

* Такая форма для тока (1) и ее фурье-образ (3) были рассмотрены ранее И.И. Аббасовым /6/ в применении к некоторым электродинамическим задачам.

здесь сразу же воспроизводится результат /1,4/, полученный для резкой "ступеньки":

$$|I|^2 = 4l^2 \ \frac{\sin^2 x}{x^2} \, . \tag{5}$$

При длине волны излучения много меньше размеров переходной области ($\lambda \ll \Delta$)

имеем:

$$|I|^2 = 4l^2 \ \frac{\sin^2 x}{x^2} \quad \frac{\zeta e^{-\zeta}}{\beta \cos\theta \, \mathrm{sh}\zeta} \, . \tag{6}$$

При рассмотрении излучения релятивистских частиц ($\beta \approx 1$) под достаточно малыми углами ($\theta \ll 1$) последняя группа сомножителей в (6) сводится к единице, если $\zeta \ll 1$, т. е. $\Delta \ll l_f/\pi$, и тогда вновь получается результат формулы (5). В обратном предельном случае ($\zeta \gg 1$) эта группа сомножителей переходит в $\zeta e^{-2\zeta}$, т. е. приводит к экспоненциальному спаду на больших частотах при фиксированном угле излучения. Физически этот предел отвечает большой протяженности переходной области, т. е. медленному изменению тока.

Рассмотрим применение полученных результатов к излучению глюонов цветным током кварков, предполагая, что при соударении адронов цветной ток имеет форму (1), отвечающую его полной экранировке на больших расстояниях и действию внутри адрона на длине l при длительности процесса экранировки, задаваемой параметром Δ.

Из формулы (5) следует, что такой ток эквивалентен ступенчатому току, если излучаются достаточно мягкие глюоны. Совместное действие множителей $\sin^2\theta$ и $\sin^2 x/x^2$ в формуле (2) приводит в этом случае к наличию резкого пика в угловом распределении глюонов при $x \approx \pi/2$, т. е. много вторичных адронов вылетает с близкими полярными углами. О таких событиях будем говорить как о кольцевых, так как эти вторичные адроны образуют кольцо на плоскости, перпендикулярной оси соударения.

Из формул (5), (6) следует, что наличие переходной области в случае адронных соударений не изменяет результатов работ /2,4/, если длина действия тока на порядок превышает размеры переходной области, т. е. при этом условии сохраняется кольцевая структура на тех же углах, что получались при исследовании резкой ступеньки /2,4/. Действительно, даже в области больших частот дополнительный (по сравнению с (5)) множитель в (6) обращается в единицу, если $\zeta \ll 1$. В точке максимума сечения (2), т. е. при $x \approx \pi/2$, это условие приобретает вид:

$$l \gg \pi^2 \Delta/2,$$

чем и доказывается сделанное утверждение.

В случае, когда размеры переходной области Δ больше длины зоны Френеля l_f, в формуле (6) появляется дополнительное зарезание типа $\zeta e^{-2\zeta}$ приводящее к смещению максимума излучения в (2) к меньшим углам и частотам при уменьшении его величины. Таким образом, если переходная область экранировки цветного тока в адронных процессах имеет достаточно большую протяженность, то кольцевая структура событий будет наблюдаться под меньшими углами, чем приведенные в работах /2,4/ и вытекающие из формул (2), (5). Все эти выводы могут быть проверены экспериментально, если специально отобрать и исследовать кольцевые события (например, с помощью методики, использованной в работе /7/).

Поступила в редакцию 16 мая 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тамм И. Е. J. Phys. USSR, 1, 439 (1939). (см. перевод И.Е. Тамм, Собрание научных трудов, т. 1, 1975, с. 77).
2. Дремин И. М. Письма в ЖЭТФ, 34, 617 (1981).
3. Дремин И. М., Саакян В. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 46 (1982).
4. Дремин И. М. Письма в ЖЭТФ, 30, 152 (1979).
5. Уиттекер Э. Т., Ватсон Дж. Н. Курс современного анализа, М., ГИФМЛ, 1963, с. 102, 49.
6. Аббасов И. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 8, 33 (1985).
7. Дремин И. М., Орлов А. М., Третьякова М. И. Письма в ЖЭТФ, 40, 320 (1984).