Краткие сообщения по физике № 9 1980

ЧЕРЕНКОВСКОЕ АДРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ЯДЕРНО-АКТИВНОЙ СРЕДЕ

М. Т. Назиров

УДК 539.12.01

По аналогии с электромагнитным излучением Вавилова-Черенкова обсуждается адронное когерентное излучение кварка, проходящего через ядро.

В работе /1/ были приведены аргументы в пользу того, что может появляться когерентное адронное излучение при сверхвысоких энергиях, аналогичное световому излучению Вавилова-Черенкова. Оно, по-видимому, уже наблюдается в экспериментах /2,3/. Характерным для такого адронного излучения являются малое отличие показателя преломления ядерной среды $n = \sqrt{\varepsilon}$ от единицы ($\Delta n = n - 1 \sim 10^{-3} \div 10^{-6}$), малые углы наблюдения ($\sim 10^{-1} \div 10^{-3}$ рад) и большие поперечные импульсы излученных адронов (не менее нескольких ГэВ) /1 - 3/.

В настоящей заметке делается попытка интерпретировать это излучение как мягкое глюонное когерентное излучение кварков, проходящих через ядерную среду с показателем преломления (характеризующим сильные взаимодействия среды) $n = 1 + \mathrm{const}/\omega$, где ω - энергия квантов излучения. Такой вид n следует из обработки экспериментальных данных по адронным взаимодействиям /1/. Для ядра (нуклона) конечных размеров возникает также переходное излучение, которое для обычного электромагнитного случая оказывается доминирующим в области рассматриваемых углов. Однако для глюонного излучения кварков при некотором предположении об учете удержания в начальной стадии (на ядро налетает не кварк, а нуклон или пион) можно показать, что доминирующая часть сильного переходного излучения отсутствует. Это приводит к сдвигу положения максимума излучения в сторону бóльших углов по сравнению с обычным черенковским, что и является причиной появления частиц с бóльшими поперечными импульсами.

Прежде всего, в качестве первого приближения и для того, чтобы лучше понять физическую идею предложенного эффекта /I/, рассмотрим в рамках квантовой электродинамики (КЭД) излучения Вавилова-Черенкова и переходное. Этим видам электромагнитного излучения посвящена обширная литература, где рассмотрение, как правило, ведется на классическом уровне (см., например, /4 - I2/). Мы рассмотрим некоторые свойства излучения, характерные для очень малых углов и при вышеуказанном выборе $n(\omega)$ в рамках КЭД. Затем обсудим, какие изменения произойдут в случае глюонного излучения кварков и, кратко, насколько все формулы, полученные в КЭД, справедливы в квантовой хромодинамике (КХД).

Рассмотрение в КЭД проведем в приближении длинноволновых фотонов /7/, где наиболее просто получаются классические результаты. Выбор этого приближения естественен, так как при вышезаданном виде $n(\omega)$ жесткая часть спектра не дает вклада в излучение (для излучений переходного и Вавилова-Черенкова требуется отличие $n(\omega)$ от единицы). Итак, в этом приближении КЭД S-матрица имеет следующий вид /7/:

$$S = T\exp\left\{i\int j_\mu(x)A_\mu(x)dx\right\} =$$

$$= \exp\left\{-\frac{1}{2}\int j_\mu(x)D^c_{\mu\nu}(x-y)j_\nu(y)d^4x d^4y\right\}\exp\left\{i\int d^4x:j_\mu(x)A_\mu(x):\right\}, \quad (I)$$

где в последнем члене этого равенства плотность электронного тока $j_\mu(x)$ является заданной функцией (не зависит от $A_\mu(x)$) $D^c_{\mu\nu}(x-y)$ - функция Грина фотонов. Первая экспонента в (I) отвечает суммарному вкладу испускания виртуальных фотонов, вторая - реальных. Поступая точно так же, как в /7/, вычислим среднее число испущенных фотонов в среде:

$$N = \int j_\mu(x)D^c_{\mu\nu}(x-y)j_\nu(y)d^4x d^4y. \quad (2)$$

Выбирая функцию Грина в среде в кулоновской калибровке /8/, а ток $j_\mu(x)$ в классическом виде /9/, после тривиальных вычислений получим:

$$N = \frac{e^2}{4\pi} l \int \left(1 - \frac{1}{\varepsilon v^2}\right) d\omega \equiv \int N_{\vec{k}} d\vec{k} ((2\pi)^3 2\varepsilon\omega)^{-1}, \qquad (3)$$

где l – пройденный путь, v – скорость электрона, $N_{\vec{k}}$ – среднее число испущенных фотонов с импульсом $\vec{k}$. Для величины потери энергии электрона на излучение на единицу длины пути в бесконечной среде получим классический результат /9/:

$$-\frac{dW}{dz} \equiv \frac{1}{l} \int \omega N_{\vec{k}} \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3 2\omega\varepsilon} = \frac{e^2}{4\pi} \int \left(1 - \frac{1}{\varepsilon v^2}\right) \omega d\omega. \qquad (4)$$

Так же просто рассматривается случай с диэлектрической пластинкой с $n = \sqrt{\varepsilon}$ и толщиной l (для кварка – это ядро с размерами $l \sim 1/m_{\pi}$ [*)]). Пусть вне пластинки показатель преломления $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$. Выражение для распределения по энергиям и углам числа испущенных фотонов имеет вид (разложенное по малым углам $\Theta \ll 1$ и по $\Delta n = n - 1 \ll 1$, которое внутри пластинки также мало):

$$\frac{dN}{d\omega d\cos\Theta} = \frac{2e^2\Theta^2\omega}{\pi^2} \left[\frac{1}{\omega} \frac{1}{2n_1(1 - v\sqrt{n_1^2 - \Theta^2})} - \frac{1}{\omega} \frac{1 - \Delta n}{\frac{m^2}{E^2} + \Theta^2 - 2\Delta n}\right]^2 \times$$

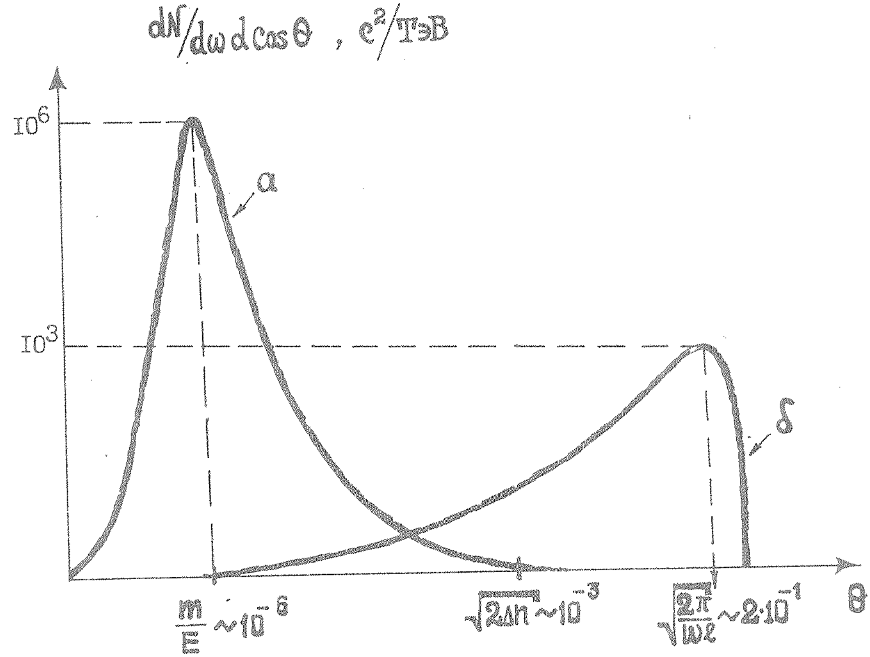
$$\times \sin^2 \left[\frac{\omega l}{4} \left(\frac{m^2}{E^2} + \Theta^2 - 2\Delta n\right)\right], \qquad (5)$$

где m, E – масса и энергия частицы, проходящей через пластинку (ядро).

Полученный результат имеет простой физический смысл. В квадратных скобках стоит разность двух так называемых длин когерентности /10 – 12/. Первый член этой скобки отвечает излучению вне,

*) Всюду использована система единиц, где $\hbar = c = 1$.

второй - в пластинке; $\sin^2\alpha x$ отвечает интерференции излучений Вавилова-Черенкова и переходного от двух границ пластинки. Для электромагнитного излучения, возникающего при пролете электрона через пластинку в вакууме, n_1 равно единице. Таким образом, в этом случае для малых Δn и углов все излучение сконцентрировано вблизи углов $\theta \sim m/E$ и является фактически переходным (см. рис. Iа).



Р и с. I. Когерентное электромагнитное излучение в рассматриваемой области углов и Δn(а), когерентное глюонное излучение в той же области (б)

Численные расчеты проведены для $\omega \sim 1$ ТэВ, $E \sim 100$ ТэВ, $\Delta n \sim 10^{-6}$, $l \sim 1/m_\pi \sim 10^4$ ТэВ. Как видно из рис. Iа, величина $dN/d\omega d\cos\theta$ при $\theta \ll m/E$ растет как θ^3, при $\theta \sim m/E$ величина $dN/d\omega d\cos\theta$

равна $\sim 10^6\ e^2/$ ТэВ, и быстро спадает при увеличении θ как $1/\theta^5$, на черенковском угле $\theta_o = \sqrt{2\Delta n}$ $dN/d\omega d\cos\theta \sim 1 e^2/$ ТэВ.

Рассмотрим теперь глюонное излучение кварка, проходящего через ядро. В этом случае можно опустить часть переходного излучения, а именно, излучение в вакууме, исходя из следующих качественных соображений. Пусть пион налетает на ядро. Пион рассмотрим как систему из кварка и антикварка, которые не могут уйти на расстояния, большие чем $\sim 1/m_\pi$ из-за эффектов удержания, пока пион не "чувствует" ядра. Это означает, что глюоны, которые могут быть испущены этой системой, не могут уйти на расстояния, большие чем $\sim 1/m_\pi$. Таким образом, можно опустить первый член в квадратных скобках (5). Формально его малость соответствует тому, что диалектрическая проницаемость вакуума вне адрона n_1 много больше, чем внутри адрона, где, согласно /I/, $\Delta n \sim 10^{-6}$, и где кварки и глюоны могут быть рассмотрены как квазисвободные на расстояниях порядка $\sim 1/m_\pi$. Следовательно, выражение (5) можно привести к виду:

$$dN/d\omega d\cos\theta = \frac{2e^2\theta^2}{\pi^2\omega}\,\frac{\sin^2[(\omega l/4)(\theta^2 - 2\Delta n)]}{(\theta^2 - 2\Delta n)^2}. \qquad (6)$$

Формула (6) представлена графически на рис. Iб, из которого видно, что максимум сдвинулся на угол $\theta_k \sim (2\pi/\omega l)^{1/2}$. Когерентное излучение будет, таким образом, идти в некоторый раствор углов, $\theta_o \leqslant \theta \leqslant \theta_k$, который возникал при классическом рассмотрении задачи об излучении частицы на конечной длине пути – из требования на изменение фазы амплитуды $\Delta\Phi \lesssim \pi$ /1, 9, 10/.

Насколько однако правомерны эти оценки в КХД?. Это, фактически, вопрос о факторизации излучения мягких реальных глюонов, который, как нам известно, остается открытым /I3/. В случае рассеяния кварка во внешнем поле в главном логарифмическом приближении в специальной калибровке такую факторизацию удается провести /I4/. Поэтому для оценок и качественных выводов о черенковском излучении кварков можно, по-видимому, использовать выражение (6) с заменой $e^2/4\pi$ на $\alpha_s C_F \equiv (4/3)\alpha_s$, которое, как показано в /I/, хорошо описывает недавно наблюденные адронные излучения при сверхвысоких энергиях /2,3/.

Основной качественный вывод работы заключается в следующем: Показано, что для глюонного излучения кварка, проходящего через ядерную среду, происходит сдвиг положения максимума излучения в сторону бо́льших углов по сравнению с электромагнитным излучением Вавилова-Черенкова. Этим обусловлено возникновение частиц в спектре излучения с большими поперечными импульсами. Однако подробные количественные оценки углового сдвига и его физический механизм требуют дальнейших исследований.

В заключение выражаю глубокую благодарность И. В. Андрееву, И. М. Дремину, И. И. Ройзену, Е. Л. Фейнбергу за многочисленные обсуждения результатов и ценные советы.

Поступила в редакцию
22 мая 1980 г.

Литература

1. И. М. Дремин, Письма в ЖЭТФ, 30, 152 (1979).
2. А. В. Апанасенко и др., Письма в ЖЭТФ, 30, 157 (1979).
3. Н. А. Марутян и др., ЯФ, 29, 1566 (1979).
4. Б. М. Болотовский, УФН, 62, 201 (1957); УФН, 75, 295 (1961).
5. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ, 10, 589 (1940).
6. А. Соколов, ДАН, 28, 415 (1940).
7. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, изд. "Наука", М., 1969 г.
8. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, Методы квантовой теории поля в статистической физике, Физматгиз, М., 1962 г.
9. И. Е. Тамм. Собрание научных трудов. т. I, изд. "Наука". М., 1975 г., с. 77.
10. И. М. Франк, Сб. Проблемы теоретической физики (Памяти И. Е. Тамма) изд. "Наука", М., 1972 г., с. 350.
11. И. Е. Пафомов, Труды ФИАН, 44 (1969).

12. М. А. Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, изд. АН. Арм. ССР, Ереван, 1969 г.
13. C. Sachrajda et al., Phys. Lett., 65B, 136 (1976).
14. Ю. Л. Докшицер, Д. И. Дьяконов, С. И. Троян, Материалы XIII Зимней школы, т. I, изд. ЛИЯФ, Л., 1978 г., с. 3.