

КОГЕРЕНТНОЕ АДРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

И. М. Дремин

При взаимодействии адронов сверхвысоких энергий ($E_{\text{лаб}} \gtrsim 10 \text{ ТэВ}$) может появляться адронное излучение, аналогичное излучению Вавилова — Черенкова в случае электромагнитных полей. Процесс имеет пороговый характер по энергии. Излучаемые частицы с данной энергией сосредоточены вблизи некоторого полярного угла и обладают большими поперечными импульсами (не менее нескольких ГэВ/с).

В 1973 г. И. Е. Тамм и И. М. Франк теоретически доказали, что "электрон, движущийся в среде, излучает свет даже при равномерном движении, если только его скорость превышает скорость света в этой среде" [1] и тем объяснили наблюдавшийся эффект Вавилова — Черенкова.

Адрон, проходящий через ядерноактивную среду (ядро или нуклон), также может испускать когерентное адронное излучение (в основном пионы), когда его скорость больше скорости излучения в среде¹⁾. Для этого необходимо, прежде всего, чтобы вещественная часть показателя преломления излучения в среде была в некоторой области частот больше единицы. Показатель преломления $n(\omega)$ связан с амплитудой упругого рассеяния вперед $f(\omega)$ квантов излучения на частицах среды формулой [3]

$$n(\omega) = 1 + \frac{2\pi\nu}{\omega^2} f(\omega), \quad (1)$$

где ω — частота излучения, ν — плотность рассеивателей (неоднородностей) среды, а амплитуда $f(\omega)$ нормирована условием

$$\text{Im}f(\omega) = \frac{\omega}{4\pi} \sigma(\omega). \quad (2)$$

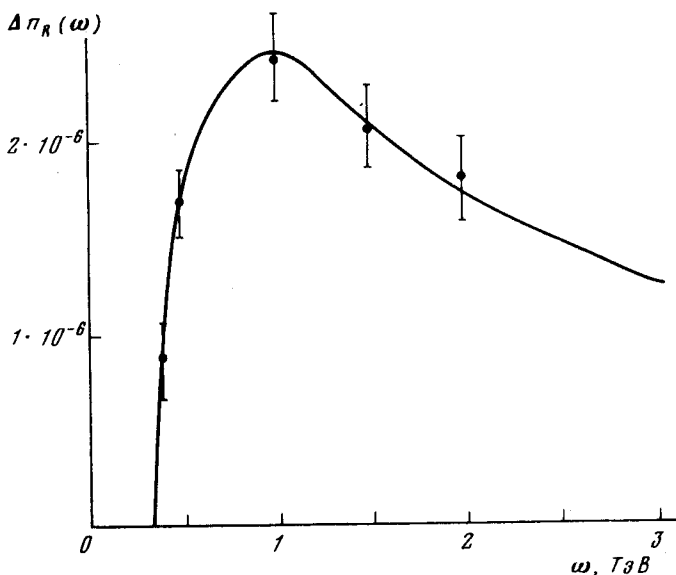
Здесь $\sigma(\omega)$ — полное сечение взаимодействия излучения с частицами среды.

Замечая, что в рассматриваемом случае величина ν определяется размером адронов $\nu \approx 3m_\pi^3/4\pi$ (m_π — масса пиона), и вводя $\rho(\omega) = \text{Re}f(\omega)/\text{Im}f(\omega)$, имеем:

$$\text{Re}n(\omega) \equiv 1 + \Delta n_R(\omega) = 1 + \frac{3m_\pi^3}{8\pi\omega} \sigma(\omega)\rho(\omega). \quad (3)$$

¹⁾ На эту возможность давно обращалось внимание [2], однако отсутствие аргументов в пользу того, что показатель преломления превышает единицу, подрывало доверие к такому механизму рождения частиц, свойства которого к тому же определялись практически произвольным выбором зависимости показателя преломления от частоты, и потому эти работы не получили дальнейшего развития.

Из эксперимента известно [4], что $\rho(\omega)$ становится положительным для π^-p -рассеяния при $\omega \gtrsim \omega_n \approx 70$ ГэВ. Аналогичным "пороговым" свойством обладают и другие адрон-адронные процессы (для pp^- , pn^- , pd -взаимодействий $\rho(\omega) > 0$ при $\omega \gtrsim 330$ ГэВ).



Зависимость $\Delta n_R(\omega)$ для pp^- -взаимодействий согласно формуле (3). Точки – эксперимент, кривая – результат расчета по дисперсионным соотношениям

Поскольку достаточно подробные экспериментальные данные существуют лишь для pp^- -взаимодействий, на рисунке приведено поведение $\Delta n_R(\omega)$ в случае, когда в формулу (3) поставлены $\sigma_{pp}(\omega)$ и $\rho_{pp}(\omega)$. Результаты вычисления $\rho(\omega)$ из дисперсионных соотношений, полученные для других адронных процессов, хорошо согласуются с имеющимся экспериментом и потому дают основания надеяться, что качественный характер поведения $\Delta n_R(\omega)$ для взаимодействий разных адронов не принципиально отличается от указанного на рисунке. С точностью до логарифмических множителей величину $\sigma(\omega)\rho(\omega)$ в формуле (3) можно считать постоянной при $\omega \rightarrow \infty$, т. е. $\Delta n_R(\omega)$ падает как ω^{-1} . Значит, показатель преломления налетающего адрона с энергией, много большей 1 ТэВ можно полагать равным единице, учитывая лишь отличие от единицы (хотя сравнительно небольшое) показателя преломления для его излучения, имеющего заметно меньшую энергию. Самой важной чертой является наличие порога реакции – процесс вообще не может идти, если энергии первичной частицы не достаточно для испускания квантов излучения с энергиями в сотни ГэВ.

При равномерном движении источника испускаемые волны имеют одинаковые фазы под углом (в лабораторной системе координат) [1]:

$$\cos \theta_0 = \frac{1}{\beta n} \quad \text{или} \quad \theta_0 \approx \sqrt{2 \Delta n_R(\omega)} = \sqrt{\frac{3m^3}{4\pi\omega} \sigma(\omega)\rho(\omega)}, \quad (4)$$

т. е. $\theta_0 \lesssim 2 \cdot 10^{-3}$ при $\Delta n_R(\omega)$ на рисунке¹⁾. Интересно, что под фиксированным углом возможно излучение на двух частотах, значения которых сближаются по мере приближения к максимальному углу, определяемому из максимума кривой $\Delta n_R(\omega)$.

Поперечный импульс частицы, испущенной под углом θ_0 , равен

$$p_{\perp} = \omega \theta_0 = \sqrt{\frac{3m_{\pi}^2}{4\pi} \omega \sigma(\omega) \rho(\omega)}, \quad (5)$$

т. е. растет примерно как $\omega^{1/2}$ при $\omega \rightarrow \infty$.

Сдвиг волн излучения по фазе на длине $l \sim m_{\pi}^{-1}$ равен [5]

$$\Delta\phi = - \frac{\omega}{2m_{\pi}} (\theta^2 - 2\Delta n_R(\omega)). \quad (6)$$

Отсюда, в частности, получим (4), полагая $\Delta\phi = 0$. Условие когерентности $|\Delta\phi| \lesssim \pi$ выполнено вплоть до углов порядка $\theta_k \sim (2\pi m_{\pi}/\omega)^{1/2}$ заметно больших θ_0 , но все равно падающих с ростом ω как $\omega^{-1/2}$. Излучение должно идти в конус углов $\theta < \theta_k$.

Все описанные выше свойства излучения вытекают только из условия когерентности. Но вот, например, положение максимума интенсивности в конусе излучения существенно зависит от динамики сильных взаимодействий.

Оценки характеристик вторичных частиц получим, приняв следующую картину процесса. Взаимодействие сталкивающихся адронов можно рассматривать как прохождение кварков, несущих цветной заряд, через кварк-глюонную среду. Если выполнено условие излучения (4) в этой среде, то кварки будут испускать глюоны, которые затем под действием механизма удержания превратятся в наблюдаемые на опыте частицы. Как обычно, будем считать, что кинематические характеристики вторичных частиц определяются начальным этапом рождения высокоэнергичных глюонов, а последующее воздействие механизма удержания важно лишь для квантовых чисел и множественности, но не оказывает заметного влияния на кинематические свойства процесса.

Поскольку глюоны — векторные безмассовые частицы, то пренебрегая их самодействием, можно приближенно весь процесс рассматривать аналогично испусканию фотонов электронами в среде и для оценок использовать формулы излучения Вавилова — Черенкова, заменяя постоянную тонкой структуры на хромодинамическую константу α_c (которая здесь порядка единицы и потому надо помнить, что могут быть важны высшие порядки по этой константе).

Излучение при равномерном движении на конечном отрезке длины l и мгновенном ускорении в начале и конце этого отрезка было подсчитано в работе [6]. Угловое и энергетическое распределения числа глю-

¹⁾Всюду пренебрежено слагаемыми порядка m_{π}/ω и ω/E_0 по сравнению с единицей и учтено, что $\theta \ll 1$ и $\Delta n_R \ll 1$.

онов N_g задается формулой (при $l \sim m_\pi^{-1}$):

$$\frac{dN_g}{d(\cos\theta)d\omega} = \frac{8\alpha_c}{\pi\omega} \theta^2 \frac{\sin^2 \left[\frac{\omega}{2m_\pi} (\theta^2 - 2\Delta n_k(\omega)) \right]}{[\theta^2 - 2\Delta n_R(\omega)]^2} \quad (7)$$

Эта формула легко получается из формул (7, 6) -- (7, 9) работы [6] если учесть, что в нашем случае величины θ , Δn_R , m_π , ω и $1 - \beta$ много меньше единицы. К сожалению, отделить "сверхсветовое" излучение от излучения, связанного с ускорением, здесь не удастся, так как величина Δn_R очень мала и мал путь излучения $\sim m_\pi^{-1}$ ($\omega \Delta n_R, m_\pi < 1$). Тем не менее ограничения на суммарное излучение, естественно, означают одновременно и ограничения на искомый эффект.

Нетрудно видеть, что все глюоны будут сосредоточены внутри кольца, если детектировать продукты их распада в плоскости, перпендикулярной направлению первичной частицы, так как число глюонов при малых углах $\theta \ll \theta_0$ растет как $dN_g/d(\cos\theta) \sim \theta^2$, а при $\theta \sim \theta_k$ падает с ростом угла как $dN_g/d(\cos\theta) \sim \theta^{-2}$. Наиболее просто это может быть замечено на опыте по наличию пика в распределении по псевдобыстроте $\eta = -\log \operatorname{tg}\theta$ в этой области углов.

Энергетический спектр глюонного излучения будет типа $d\omega$, ω при больших ω , что отличает его от плато вида $dN \sim d\omega$ в случае эффекта Вавилова -- Черенкова. Это связано с тем, что при малых Δn_R $dN_g \sim \Delta n_R d\omega$ и в первом случае $\Delta n_R \sim \omega^{-1}$, тогда как во втором $\Delta n_R \approx \text{const}$.

Из указанных распределений легко заметить, что полное число глюонов растет примерно логарифмически с ростом энергии первичной частицы.

Реальная роль и возможность наблюдения эффекта обязана тому, что весьма малый фактор $\Delta n_R \sim 10^{-6}$ в значительной мере компенсируется большим фактором ω/m_π . Более точная оценка требует детальных предположений о механизме процесса.

Из проведенного выше рассмотрения можно сделать следующие выводы: 1) процесс может идти, когда энергия первичного адрона заметно больше 1 ТэВ, а энергии испущенных пионов больше 100 ГэВ. Вероятнее всего, когерентное адронное излучение можно будет наблюдать при энергиях, начиная с десятков (или даже сотен) ТэВ, если его интенсивность окажется достаточно большой; 2) Если энергия испущенного пиона $\omega \sim 1$ ТэВ, то угол излучения $\theta_0 \sim 2 \cdot 10^{-3}$, а поперечный импульс $p_T \gtrsim 2$ ГэВ.

Таким образом, когерентное адронное излучение идет с большими поперечными импульсами, где сравнительно мал фон от обычных процессов, и может оказаться ответственным за факт роста среднего поперечного импульса с ростом энергии первичной частицы, на который указывают многие данные в космических лучах [7]. 3) На ускорителе встречных протонов с энергией 400×400 ГэВ это излучение должно быть заметно под углами в десятки градусов и идти в два симметричных конуса (в переднюю и заднюю полусферы). 4) В данных, полученных в космических лучах, задний конус может за счет лоренц-преобразо-

ваний трансформироваться во второе, более широкое кольцо, охватывающее кольцо с меньшим радиусом. Энергии частиц во внешнем кольце должно быть в среднем меньше энергий во внутреннем кольце (примерно обратно пропорционально радиусу). По взаимному положению колец можно оценивать энергию первичной частицы, а по их радиусам находить точку взаимодействия (см. [8]).

В заключение, хотелось бы еще раз подчеркнуть, что речь идет о возможности появления при сверхвысоких энергиях нового эффекта в адронных взаимодействиях, приводящего к увеличению доли частиц с большими поперечными импульсами и не затрагивающего основного механизма рождения частиц с малыми поперечными импульсами.

Я весьма благодарен И.В.Андрееву, Б.М.Болотовскому, Д.А.Киржницу, К.А.Котельникову, И.И.Ройзену, Е.Л.Фейнбергу и Д.С.Чернавскому за многочисленные обсуждения и ценные советы.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 июня 1979 г.

Литература

- [1] И.Е.Тамм, И.М.Франк. Докл. АН СССР, 14, 107, 1937; УФН, 93, 388, 1967.
- [2] Д.И.Блохинцев, В.Л.Инденбом. ЖЭТФ, 20, 1123, 1950; G.Yekutieli, Nuovo Cim, 13, 446, 1959; 13, 1306, 1959. W.Czyz, T.Ericson, S.L.Glashow, Nucl. Phys., 13, 516, 1959; W.Czyz, S.L.Glashow, Nucl. Phys., 20, 309, 1960; P.Smrž, Nucl. Phys., 35, 165, 1962.
- [3] М.Гольдбергер, К.Ватсон. Теория столкновений. М., изд. Мир, 1967, стр. 689.
- [4] В.А.Царев. Раппортерский доклад на XIX Международной конф. по физике высоких энергий, Proceedings, Tokyo, 1978, P1a, p.639.
- [5] И.М.Франк. Сб. Проблемы теоретической физики (Памяти И.Е.Тамма), М., изд. Наука, 1972, стр. 350.
- [6] И.Е.Тамм, J. Phys. USSR, 1, 439, 1939 (см. перевод И.Е.Тамм. Собрание научных трудов, т. 1, стр. 77, М., изд. Наука, 1975).
- [7] M.M.Winn, 15th International Cosmic Ray Conference, Conference Papers, v.10, Plovdiv, 1977, p. 305.
- [8] А.В.Апанасенко, Н.А.Добротин, И.М.Дремин, К.А.Котельников. Письма в ЖЭТФ, 30, 157, 1979.