*Письма в ЖЭТФ, том 31, вып. 9, стр. 566 – 569* *5 мая 1980 г.*

# О РАСПРЕДЕЛЕНИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ АДРОНОВ

*В.А.Абрамовский, О.В.Канчели*

Мы сравниваем структуру распределения множественности в процессах неупругого рассеяния адронов и $e^+e^-$ аннигиляции в реджеподобной партонной модели, в которой адроны рождаются из-за развала цветных струн.

В простейшей реджевской модели, если ее интерпретировать в партонных терминах, все частицы, рождающиеся в конечном состоянии, заранее приготовлены в волновой функции налетающего адрона. После столкновения и потери когерентности партоны выходят на массовую поверхность в виде реальных частиц. Поэтому средняя множественность рождающихся адронов $\bar{n}(E) \approx \nu(E)$ – средней множественности партонов.

Мы обсудим распределение $\sigma_n$ в реджевской модели (следующей, вероятно, из КХД), в которой $\bar{n}(E) >> \nu(E)$. При этом $\nu(E)$ мало, а $\bar{n}(E)$ образуется в результате распада "продольных кластеров" – струн или трубок цветного электрического поля, подобных тем, которые, как сейчас принято считать, возникают в процессах $e^+e^- \to$ адроны из-за явлений конфайнмента в КХД [1 – 4]. В модели, при описании адрон-адронного ($hh$) взаимодействия следует выделять три этапа. 1) До столкновения – в волновых функциях мало партонов. Так для нуклона $\nu(E) \sim 3$ при $E \lesssim 10^3$ ГэВ (в основном, это валентные кварки) и медленно растет с $E$ (возможно $\nu(E) \sim 4 \div 6$ при $E \sim 10^{(5\div 6)}$ ГэВ)[1]. 2) Столкновение, при котором, вообще говоря, происходит цветовой обмен (глюонный обмен соответствует померону и его ветвлениям, а кварковый – невакуумным реджионам). 3) Продольный разлет цветных зарядов после столкновения.

---

[1] Число партонов $\tilde{\nu}(E, Q)$ зависит также от $Q$ – разрешения партонометра. В доминирующих адронных процессах существенно "мягкое" $\nu(E) \approx \min_Q \tilde{\nu}(E,Q)$. Именно рост $\nu(E)$ – числа таких "конституентных" партонов приводит к $\alpha'_P \neq 0$.

Мы принимаем [2 – 4], что, когда заряды разойдутся на расстояние, большее радиуса конфайнмента $r_0$, линии электрического цветного поля соберутся в трубку радиуса $r \sim r_0$, удлиняющуюся по мере разлета зарядов. В продольном поле трубки рождаются пары цветных частиц; при этом трубка разрывается на секции, которые, в свою очередь, удлиняются. Этот процесс продолжается до тех пор, пока масса секций не станет порядка масс адронов. При столкновении возможны и кратные глюонные обмены, приводящие к образованию параллельных и разветвляющихся трубок цветного поля. Обмен глюоном вместе с образующейся трубкой соответствует померону, а кратные обмены со своими трубками – как померону, так и померонным ветвлениям. Результирующее распределение вторичных частиц будет таким же, как от разрезания неусиленных и усиленных реджионных диаграмм. В целом подход напоминает теорию стоячего померона Грибова: малы $a_p'$ и $\partial\sigma_{tot}/\partial E$, но большая инклюзивная вершина в центральной области. Важно также, что остаются многие интересные следствия аддитивной кварковой модели [5].

Сравним процессы $e^+e^- \to q\bar{q} \to$ адроны[1)] и $hh$ адроны при той же энергии $E = me^Y$ в системе ЦМ. Различие в структуре конечных состояний (пренебрегая краями спектра) возникает из-за того, что в первом случае разлетаются кварковые цветные заряды, а во втором, в основном, глюонные. Но глюонная трубка не есть просто суперпозиция двух кварковых. Ее конечная структура в условиях ультрарелятивистского разлета концов зависит от $\rho_\perp$ – величина поперечного перемещения цветных зарядов при столкновении. Величина $\rho_\perp$ порядка прицельных расстояний в глюонном обмене между кварками. В событиях с большим $\rho_\perp >> r$ глюонная трубка распадается на две антипараллельные несвязные кварковые трубки. Их распады при разлете будут идти на $q\bar{q}$ пары, и, следовательно, при таких $\rho_\perp$ среднее число рожденных адронов $n_{hh}(\rho_\perp) = 2\bar{n}_{ee}$. При $\rho_\perp \lesssim r$ могут рождаться и глюонные пары $(g\bar{g})$, которые разрывают струну[2)]. Можно оценить, что процесс рождения $(g\bar{g})$ преобладает над рождением $q\bar{q}$ пар. Поэтому переход глюонной трубки в адроны будет проходить иначе (через $g\bar{g}$ этап), чем в кварковой трубке, и потому при $\rho_\perp \lesssim r$ величина $n_{hh}(\rho_\perp \lesssim r) \neq 2\bar{n}_{ee}$. Феноменологически

$$n_{hh}(\rho_\perp) = a(\rho_\perp) + b(\rho_\perp)Y; \quad \bar{n}_{ee} + a_1 + b_1 Y, \tag{1}$$

где $b(\rho_\perp >> r) = 2b_1$. Средняя множественность в глюонной трубке $\bar{n}_{hh}=$

---

1) Мы имеем в виду одноструйные процессы, без рождения жестких глюонов.

2) В литературе (например, [3]) принимается, без каких-либо оснований, что $n(\rho_\perp)$ не изменяется при $\rho_\perp < r$. При этом $\bar{n}_{hh} \approx \bar{n}_{ee}$ пытаются объяснить, предполагая, что в волновых функциях быстрых адронов всегда есть медленные кварки, и тогда может либо доминировать кварковый обмен, либо одна из кварковых трубок, составляющих глюонную, короткая по рапидити. Это сближает $\bar{n}_{ee}$ с $\bar{n}_{hh}$. Но, с другой стороны, импульсы, конституентных кварков слабо флуктуируют $\Delta Y \sim 1$. Кроме того, мы не получили бы объяснения малой величины вкладов невакуумных реджионов при больших $E$.

$= \bar{a} + \bar{b}Y$ получается усреднением $n_{hh}(\rho_\perp)$ по $\rho_\perp$ с весом $w(\rho_\perp)$, определяемым распределением $\rho_\perp$ в процессе столкновения; при этом $\bar{b} = \int w(\rho_\perp) b(\rho_\perp) d^2\rho_\perp$, где существенные $\rho_\perp \lesssim r$. Чтобы согласовать это с экспериментальным условием [6] – $\bar{n}_{ee} \approx \bar{n}_{hh}$, надо считать, что $b(\rho_\perp)$ сильно изменяется при $\rho_\perp \sim r$ от значения $2b_1$, при $\rho_\perp >> r$, до значения $\beta b_1$, где $\beta \lesssim 1$, при $\rho_\perp << r$[1]. Мы не будем здесь обсуждать, возникает ли это в реальной КХД, а обсудим следствие этого предположения.

Наиболее интересно распределение множественности. В кварковой трубке из-за относительной независимости в рождении $q\bar{q}$-пар в далеких участках трубки распределение множественности пуассоноподобное ($D = c\sqrt{\bar{n}}$, $c \sim 1$). Но в глюонной трубке возможны большие флуктуации множественности из-за флуктуаций $\rho_\perp$. Несложно видеть, что распределение множественности будет $KNO$ типа с дисперсией $D = \bar{n}\{1/\bar{b}[\overline{b^2} - \bar{b}^2]^{1/2}\}$.

Кратный обмен глюонами (перенос большого цвета) при столкновении адронов приводит к "пучку кварковых трубок". В результате возникает $KNO$ распределение

$$\sigma_n = \sigma_{tot} \sum_k v_k \int w_k(\rho_{i\perp}) \delta(n - a_k(\rho_{i\perp}) - b_k(\rho_{ik})Y) \prod_{i=1}^{k-1} d^2\rho_{i\perp} , \qquad (2)$$

где $v_k$ – вероятность образоваться $k$-кварковым трубкам, $w_k(\rho_{i\perp})$ – вероятность кварковым трубкам находиться на рассстояниях $\rho_{i\perp}$.

В кварковой и глюонной трубках механизмы рождения адронов различаются, причем в глюонной трубке механизм зависит и от $\rho_\perp$ (меняется относительный вес $q\bar{q}$- и $g\bar{g}$-каналов). Поэтому парные корреляторы $f_2(y_1, y_2)$ при $|y_1 - y_2| \sim 1$ будут вообще говоря, различными в кварковых и глюонных трубках (т. е. например, в $e^+e^-$ и $hh$ процессах). Кроме того, поскольку в $hh$ величина $\rho_\perp$ скоррелирована с $n$, следует ожидать зависимости $f_2$ от $n$ в топологических $hh$ сечениях, причем при больших $n \sim 2\bar{n}$ возможно $f_2^{hh} \approx f_2^{ee}$.

При очень высоких энергиях $KNO$ распределение начнет медленно перестраиваться – во-первых, $v_k$ в (2) слабо зависят от $Y$ (в основном через $\nu(Y)$), а во-вторых, станут существенными флуктуации длины трубок по рапидити, так как они могут окончиться и на мягком глюоне "находящемся" в волновой функции, а среднее число таких глюонов $\sim \nu - 3$ медленно растет с $Y$.

Еще раз отметим, что предложенный подход естественно объясняет широкое $KNO$ распределение $\sigma_n$ в неупругих процессах, связанных с померонным обменом, и предсказывает узкое "пуассоноподобное" распределение $\sigma_n$ для одноструйных $e^+e^-$, $eP$, $\nu P$... и для других процессов (например, $\pi^- P$, $P\bar{P}$), в которых выделен большой вклад от невакуумных реджионов. Есть указания [7] на то, что в одноструйных про-

---

[1] Две антипараллельные кварковые трубки в пренебрежение их разрывами из-за рождения $q\bar{q}$-и $g\bar{g}$-пар отталкиваются. Поэтому глюонная трубка, казалось бы, может распасться на две кварковые с $\rho_\perp > r$. Однако, в условиях быстрого разлета концов, поперечное раздвижение участка трубки происходит за времена, бо́льшие чем его $g\bar{g}$-распад.

цессах распределение узкое. Было бы весьма интересно выяснить это в более детальных экспериментах.

Авторы признательны Е.Г.Гурвичу и К.А.Тер-Мартиросяну за обсуждение.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
18 марта 1980 г.

## Литература

[1] F.Low. Phys. Rev., **D12**, 163, 1975; S.Nussinov. Phys. Rev. Lett., **34**, 1286, 1975.

[2] J.Kogut, L.Suskind. Phys. Rev., **D10**, 732, 1974.

[3] S.Brodsky, J.Gunion. Phys. Rev. Lett., **37**, 402, 1976.

[4] E.G.Gurvich. Phys. Lett., **87B**, 386, 1979; A.Casher, H.Neuberger, S.Nussinov. Phys. Rev., **D20**, 179, 1979.

[5] В.Анисович. Материалы XIV зимней школы ЛИЯФ, 1979, стр. 3.

[6] G.Wolf. Preprint DESY 79/41, 1979.

[7] M.Derrik et al. Phys. Rev., **D17**, 1, 1978.