

РЕДЖЕВСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ХРОМОДИНАМИКА

В.А. Абрамовский, О.В. Канчели

Предложена схема, в которой в волновой функции быстрого адрона мала плотность партонов по рапидити, а реальные адроны рождаются из-за развала цветных струн. Сохраняются основные предсказания реджистики, и есть соответствие с КХД и аддитивной кварковой моделью.

До сих пор не ясна область применимости реджистики по энергии и "естественные" значения ее параметров. Ясно, что реджистика должна быть сопоставлена с КХД и, вероятно, на этом пути и фиксируются и ее шкала и ее параметры. Кроме того, существует несколько пунктов, которые трудно согласовать в рамках мультипериферической реджистики и которые указывают, какие изменения надо внести:

1. Во-первых, трудно согласовать "большую" множественность $\bar{n} = b \ln s \equiv \bar{h} Y$ с "малыми" α'_p и поперечными импульсами вторичных адронов $\langle k_{\perp} \rangle$. В лесенке, в которой число партонов равно числу адронов, выполняется диффузионное соотношение $b = 2\alpha'_p \langle k_{\perp}^2 \rangle$, а на эксперименте $b \approx 2+3$; но $2\alpha'_p \langle k_{\perp}^2 \rangle \approx 0,1$. Таким образом нужна схема¹⁾, в которой множественность адронов bY много больше множественности партонов $\nu(Y) \approx 2\alpha'_p \langle k_{\perp}^2 \rangle Y$. Во-вторых, в КХД амплитуды взаимодействия партонов $\sim S$. Т. е. взаимодействуют и далекие по рапидити партоны. Поэтому, в условиях теории возмущений, когда не видно экранировки далеких партонов, адронные сечения растут $\sigma(s) \sim \nu(Y)$ (или быстрее) — это показывает, что $\nu(Y)$ и $\partial \nu(Y) / \partial Y$ малы. В-третьих, [1] в режиме теории возмущений $\langle k_{i\perp} \rangle$ партонов растут $\sim \exp[c\sqrt{\nu(Y)}]$, $c \sim 1$ — это, вместе с экспериментальной ограниченностью $\langle k_{i\perp} \rangle$ так

¹⁾ Если считать, что партоны — резонансы, то возникает лишь множитель $2+3$. Предполагалось также, что партоны — тяжелые кластеры, которые мягко распадаются. Но эта возможность не соответствует КХД.

же показывает, что $\partial \nu(Y)/\partial Y$ мало. В-четвертых, плотность партонов $\Delta^{-1} = \nu/Y$ можно оценить в КХД, используя ВКБ метод: $\Delta^{-1} = \frac{2}{\pi} \int dk_{\perp}^2 k_{\perp}^2 \times \left[\frac{g^2(k_{\perp})}{4\pi} \right] (k_{\perp}^2 + \lambda^2)^{-2}$ и приписывая партон-глюонам массу $\lambda \approx 0,6 \div 0,8 \text{ ГэВ}$.

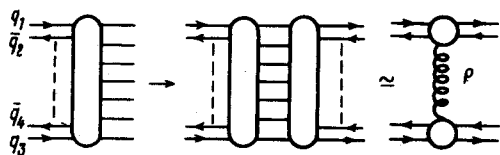
Обрезая этот интеграл на (радиус адрона) $^{-1} \approx 1/5$ и (радиус кварка) $^{-1} \approx 1$ получим $\Delta \equiv \Delta_{\text{нукл}} \approx \frac{1}{3} \Delta_q \approx 8 \div 12$.

2. Образование и развал цветных струн — естественный в КХД механизм рождения адронов [2], "заполняющих" щели между редкими партонами из волновой функции (ВФ). В работе [3] мы сформулировали на партонном языке основные свойства возникающей картины высокоэнергетических взаимодействий¹⁾. Картина — "трехэтапная": до столкновения в ВФ мало партонов (валентные кварки и один — два мягких глюона при $E \sim 10^2 \div 10^3 \text{ ГэВ}$; средняя щель по рапидити до первого глюона $\Delta \sim 10$). При столкновении происходит цветной обмен. Затем — продольный разлет цветных зарядов и образование трубки цветного электрического поля (струны), разваливающейся на секции, переходящие в адроны [2]. Если перевести эту картину на реджевский язык, то воспроизводятся основные свойства схемы с помероном, невакуумными реджионами, основными низшими ветвлениями.

3. Опишем свойства померона (P) и ветвлений. ВФ (мезона) представляется рядом

$$|B\Phi\rangle = \begin{array}{c} \begin{array}{c} \longrightarrow \\ q(p_1) \end{array} \\ \begin{array}{c} \longleftarrow \\ \bar{q}(p_2) \end{array} \end{array} + \begin{array}{c} \begin{array}{c} \longrightarrow \\ q(p_1) \end{array} \\ \begin{array}{c} \longleftarrow \\ \bar{q}(p_2) \end{array} \\ \begin{array}{c} \text{~~~~~} \\ G(P) \end{array} \end{array} + \begin{array}{c} \begin{array}{c} \longrightarrow \\ \text{~~~~~} \\ \longleftarrow \\ \text{~~~~~} \end{array} \\ \begin{array}{c} \text{~~~~~} \\ G(P) \end{array} \end{array} + \dots \\ |q(p_1)\bar{q}(p_2)\rangle \quad |q(p_1)\bar{q}(p_2)G(P)\rangle \quad |q\bar{q}GG\rangle$$

по валентным кваркам и глюонам. Простейший вклад в P с $\alpha_P^0 = 0$ возникает из-за взаимодействия компонент $|q_1\bar{q}_2\rangle \otimes |q_3\bar{q}_4\rangle$ глюонного (G) обмена и развала образовавшейся глюонной струны²⁾. Схематически:



Кратный G -обмен между $|q_1\bar{q}_2\rangle$ и $|q_3\bar{q}_4\rangle$ не меняет полных цветных зарядов разлетающихся адронов, т. е. возникает та же цветная струна. Отметим, что с точностью до $1G$ -обмена померонные вычеты факторизованы. Учет высших компонент $|q\bar{q}G\rangle$, $|q\bar{q}GG\rangle$, ... в ВФ приводит к $\alpha_P^0 \neq 0$, к росту средних цветных зарядов из-за кратного обмена и к померонным ветвлениям.

¹⁾ Некоторые аспекты такого подхода отмечались ранее [4].

²⁾ Эта амплитуда чисто мнимая, поскольку разлет цветных зарядов "всегда" сопровождается струной, дающей многочастичное состояние.

В нашем подходе естественным является разложение амплитуд по числу компонент в ВФ и числу G -обменов; вероятно, что разложение быстрее сходится при существующих энергиях. Более привычно разложение по реджионным диаграммам с $a_p \neq 0$. Между этими подходами легко устанавливается соответствие. Например, простейший и, вероятно, доминирующий вклад в $2P$ -ветвление возникает от $2G$ -обмена в конфигурации $|q\bar{q}G\rangle \otimes |q\bar{q}G\rangle$. При этом могут возникнуть и двойные разлетающиеся глюонные заряды. Как и в случае $1G$ -обмена [3], где мы суммировали по поперечному положению кварковых струн, здесь надо суммировать по $x_{i\perp}$ положениям двух глюонных (4-кварковых) струн. При этом, вкладу от обычного $2P$ -ветвления соответствует большое $|x_1 - x_2|_{\perp}$; в этом пределе для абсорбционных частей справедливы АГК соотношения. Однако, в доминирующих конфигурациях глюонные трубки сильно поперечно перекрываются и взаимодействуют [3]. Это соответствует большим диагональным вершинам взаимодействия померонов $r(2P \rightarrow 2P)$, $r(3P \rightarrow 3P)$, Поэтому в рамках реджионной диаграммной техники более адекватной является задача [5] суммирования диаграмм с большими диагональными и малыми ($\sim 1/\Delta$) недиагональными вершинами¹⁾.

Так как $\phi(k)$ спектры глюонов в $|q(p_1)\bar{q}(p_2)G(k)\rangle$ при $k \ll p_i$ торсионные: $\phi(k) \sim 1/k$, то концы глюонных струн, закрепленных на G , будут равномерно распределены по рапидити. Т. е. фактически имеем лишь усиленные $2P$ -ветвления²⁾. Картина высших ветвлений аналогична.

4. Трехреджионный предел. Если взаимодействие происходит в конфигурации $|q(p_1)\bar{q}(p_2)G(k)\rangle \otimes |q(p_3)\bar{q}(p_4)\rangle$, где $k \ll p_i$ с $2G$ (бесцветным) обменом, то глюонная струна натягивается лишь между $(p_1 p_2)$ и (k) . Таким образом в пространстве рапидити заполняется адронами область, характерная для трехреджионной конфигурации. Так как распределение G типа $dk/k\Delta$ получим $d\sigma_{\text{тр}} \sim (1-x)^{-1}$, а также $\sigma_{\text{тр}}/\sigma_{\text{tot}} \sim r_{3P} \sim 1/\Delta$. Для простейшей конфигурации $a_p = 0$; высшие вклады $|q(p_3)\bar{q}(p_4)G\rangle, \dots$ приводят к "реджизации".

5. Рост полных сечений. Обычно величина $d\sigma/dY$ определяется вкладом ветвлений. Однако вершины $r(2P \rightarrow 2P), \dots$ велики, поэтому, обычная оценка ненадежна. Оценка же через изменение ВФ проста: сечения растут, так как растет среднее число мягких партонов (глюонов). Если $\nu_i(Y) = \nu_{oi}(1 + J_i/\Delta_q)$ среднее число партонов в состояниях $|1\rangle \otimes |2\rangle$, где $\gamma_1 + \gamma_2 = Y$, то $d\sigma/dY \approx \sigma/\Delta_q$, что при $\Delta_q \approx 20 \div 30$ соответствует эксперименту.

Инклюзивная плотность рожденных адронов в центральной области $f(Y, y, k_{\perp})$ растет с Y , так как растет среднее число компонент в ВФ, т. е. и средний обмениваемый цветной заряд, а значит и среднее число струн; находим $(1/f) \partial f / \partial Y \sim \sigma_{\text{ин}} / \pi R^2 \Delta \sim 1/\Delta$, где R^2 радиус адрона.

¹⁾ Поэтому в настоящее время нам кажутся подозрительными большинство реджевских обработок экспериментов.

²⁾ Из-за искажения спектра $\phi(k) \neq 1/k$ при $k \sim p_i$ возникают и неусиленные $2P$ -ветвления, но они невелики.

Величина α'_p . Если ее определить "броуновским" выражением $\alpha'_p \approx 1/2\Delta\lambda^2$ через щель на адроне Δ и "массу" глюона λ , то получается оценка $\alpha'_p \approx 0,1 \div 0,2$. Но при энергиях, когда в ВФ порядка одного партона-глюона, разумнее оценка через радиус адрона $\alpha'_p \approx (1/4)\partial R^2(Y)/\partial Y \sim R^2/8\Delta \approx 0,3$. Возникающая так α'_p , вообще говоря, не универсальна (как и другие величины в высших порядках по G).

Величина полных сечений (и других P -вершин) весьма чувствительна к деталям физики конфайнмента и нарушения киральной симметрии, хотя оценка по простейшим диаграммам и дает качественно разумные величины в стиле аддитивной кварковой модели.

6. Область применимости нашей схемы по крайней мере до $Y \approx 2\Delta \div 3\Delta$ (т. е. до $10^{15} - 10^{20}$ эВ).

Не исключено, что при бóльших Y шаг между мягкими глюонами Δ сократится до ~ 1 . Это привело бы к бóльшим α'_p и к более "мультипериферической" реджистике.

При $Y \gg \Delta$ основными могут стать конфигурации с большими $\langle k_{\perp} \rangle_{\text{парт}}$ и $\alpha_p(0) \approx 1 + \frac{12}{\pi} \ln(g^2/2\pi)$. Если не происходит сокращений с вкладами от высших порядков по g^2 , может возникнуть сложная картина с фруассаровскими сечениями и множественностью $\bar{n} \sim \exp[c(\ln s)^{1/4}]$ или быстрее.

Ранее было предсказано [6], что при $E \sim 10^{13} - 10^{15}$ эВ спектр $f(x)$ при $x \sim 1$ перестраивается из-за слияния "партонных гребенок" от разных валентных кварков. У нас несколько иначе: 1) нет подвешенных к кваркам гребенок; 2) если с ростом E и возрастает средняя кратность цветного обмена, то для быстрого мезона к валентным кваркам могут подсоединиться лишь две кварковые трубки (поэтому $f(x)$ при $x \sim 1$ не изменяется); 3) для нуклона возможен лишь переход от двухкварковых трубок к трем (т.е. малое изменение f); 4) для быстрого ядра не исключено большое изменение $f(x)$ при $x \approx 1$.

Нам представляется весьма важным уточнение величины Δ , так как может оказаться, что в "экспериментально доступной" (до 10^{20} эВ) области доминирующие процессы описываются простейшими КХД диаграммами.

Авторы признательны В.Н.Грибову и Е.Г.Гурвичу за обсуждения.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
28 августа 1980 г.

Литература

- [1] Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, В.С.Фадин. ЖЭТФ, 72, 377, 1977.
- [2] J.Kogut, L.Suskind. Phys. Rev., D10, 732, 1974; E.G.Gurvich. Phys. Lett., 87B, 386, 1979; A.Casher, H.Neuberger, S.Nussinov. Phys. Rev., D20, 179, 1979.
- [3] В.А.Абрамовский, О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 31, 566, 1980.
- [4] F.Low. Phys. Rev., D12, 163, 1975; S.Nussinov. Phys. Rev. Lett., 34, 1286, 1975; S.Brodsky, J.Gunion. Phys. Rev. Lett., 37, 402, 1976.
- [5] В.Н.Грибов. Материалы X зимней школы ЛИЯФ, 1975, т. 1, стр. 5.
- [6] В.В.Анисович, В.М.Шехтер. ЯФ, 28, 1079, 1978.