

В. А. Хозе. Тяжелые кварки и теория возмущений квантовой хромодинамики. Поскольку физика тяжелых кварков Q связана с малыми расстояниями, где действует асимптотическая свобода, многие проблемы в применении к ним выглядят существенно проще, чем для легких кварков. Здесь возникает ряд предсказаний, отражающих наиболее неотъемлемые свойства квантовой хромодинамики (КХД) и следующих из ее первых принципов. Большая величина массы кварка $M \gg R^{-1}$ (R — характерная величина радиуса обесцвечивания $R^{-1} = \mu \approx 250-300$ МэВ) позволяет использовать при анализе стандартные методы теории возмущений (ТВ), например, суммирование главных логарифмов (ГЛП) (В. Н. Грибов, Л. Н. Липатов (1972), Ю. Л. Докшицер (1977)).

В докладе, основанном на работах ¹⁻⁵, выполненных совместно с Я. И. Азимовым и Ю. Л. Докшицером, в рамках ТВ КХД обсуждаются свойства конечных адронных состояний в жестких процессах с тяжелыми кварками и в распадах $Q\bar{Q}$ -кваркониев. Приводится выражение для функции фрагментации D_H тяжелого Q -кварка в адрон H_Q ($H_Q = Q\bar{q}, Qqq$). Анализируется проверка следствий картины каскадного размножения глюонов в прямых распадах кваркониев.

а) Радиационная физика тяжелых кварков. Из-за массивности кварка Q время формирования тормозного излучения с энергией $\omega = z_g E_Q$ и поперечным импульсом k_\perp

$$t_{\text{изл}} \approx \frac{E_Q z_g (1 - z_g)}{k_\perp^2 + M^2 z_g^2}$$

при $z_g \sim 1$ всегда меньше времени адронизации глюона $t_{\text{адрон}} \approx \omega R^2$, когда взаимодействие становится сильным. Для энергичных глюонов $(k_\perp)_{\text{хар}} \gtrsim M$ и интенсивно испускаются лишь параметрически мягкие глюоны с $z_g \lesssim \mu/M \ll 1$. Отсюда следует важный вывод о том, что потеря энергии на излучение невелика и контролируется ТВ. Формирование адрона H_Q происходит за счет не ТВ эффектов, связанных с подхватом легких q -кварков. На этой стадии при $\mu \ll M$ партонные соображения показывают, что тяжелый

кварк лишь слегка замедляется, и доминирующую долю z его энергии E_Q уносит тяжелый адрон. На таком пути объясняется эффект лидирования тяжелых частиц (Я. И. Азимов, Л. Л. Франкфурт, В. А. Хозе (1976); М. Suzuki (1977), J. D. Bjorken (1978)). Испущенные глюоны формируют сопровождающую струю легких адронов. Благодаря лидированию и наличию заметных четко идентифицируемых мод распада тяжелых адронов реализуется, по существу, индустрия «меченых» тяжелых частиц.

Спектр адронов H_Q , порожденных кварком Q , образовавшимся на малых расстояниях с энергией E , можно упрощенно представить в виде ($x = E_H/E$)

$$D_H(x) = \int_x^1 \frac{dx_Q}{x_Q} D_Q(x_Q) w_H\left(\frac{x}{x_Q}\right), \quad (1)$$

где $D_Q(x_Q)$ — спектр Q -кварков ($x_Q = E_Q/E$), $w_H(z)$ — функция, описывающая фрагментацию кварка Q в адрон H_Q ($\int_0^1 w_H(z) dz = 1$). ТВ КХД позволяет получить строгое безмодельное выражение для $D_Q(x_Q)$, инфракрасно-стабильное в области $1 - x_Q \gg \mu/M$. При реальных энергиях E , когда рождением добавочных $Q\bar{Q}$ пар можно пренебречь, $D_Q(x_Q)$ определяется лишь фрагментацией тяжелого кварка $Q \rightarrow Q + \dots$ и записывается с помощью преобразования Меллина в виде контурного интеграла. При этом спектр H_Q может находиться, вообще говоря, лишь путем численного интегрирования. Средняя же доля энергии, уносимой кварком, дается простым выражением

$$\langle x_Q \rangle = \left(\frac{\alpha_s(M^2)}{\alpha_s(E^2)} \right)^{-32/81} \quad (2)$$

(нелогарифмические поправки ослабляют ТВ излучение и увеличивают $\langle x_Q \rangle$). При $E \approx 20$ ГэВ из (2) следует $\langle x_c \rangle \approx 0,75$, $\langle x_b \rangle \approx 0,85$. При реальных энергиях с точностью $\sim 5\%$ работает простая интерполяционная формула для $D_Q(x_Q)$

$$D_Q(x_Q) = A \frac{1+x_Q^2}{2} (1-x_Q)^{-1+(16/3)\Delta\xi}, \quad (3)$$

$$\int_0^1 D_Q(x_Q) dx_Q = 1, \quad \Delta\xi = \frac{1}{9} \ln \frac{\alpha_s(M^2)}{\alpha_s(E^2)}.$$

Наличие зависимости от $\Delta\xi$ определяет энергетическое поведение $D_H(x)$.

Функция $D_Q(x_Q)$ является гладкой во всем интервале x_Q , и при достаточно острой форме $w_H(z)$ все поведение $D_H(x)$ в области

$$(1-x) \gg \frac{\mu}{H} \quad (4)$$

определяется спектром кварков D_Q . Такое поведение аналогично хорошо известной физике «радиационных хвостов» резонансов: в области (4) наиболее выгодным оказывается испускание глюонов с $z_g = 1 - x_Q \approx 1 - x$ с тем, чтобы $z = E_H/E_Q \rightarrow 1$ и $w_H(z)$ сработала бы как δ -функция, практически независимо от ее конкретного вида. Все поведение $D_H(x)$ в этой области фактически представляет собой «радиационный хвост» и является универсальным выражением для спектров H_Q . Для сравнения с опытом в реальных случаях s - и b -кварков ($\mu/M_c \approx 0,2$, $\mu/M_b \approx 0,06$) удобно использовать приближенное выражение вида

$$D_H(x) \approx \frac{1}{\langle z \rangle} D_Q\left(\frac{x}{\langle z \rangle}\right), \quad \langle x \rangle = \langle x_Q \rangle \langle z \rangle. \quad (5)$$

Чтобы получить представление о поведении $D_H(x)$ при всех x , можно ограничиться минимальным вариантом, когда в качестве $w_H(z)$ выбирается

основанное на квантовой механике ($w_H \sim 1/(\Delta E)^2$, $\Delta E = E_Q - E_H - E_Q$) выражение (С. Petersson et al., 1983)

$$w_H(z) \approx \frac{N}{z} \left(-1 + \frac{1}{z} + \frac{\varepsilon_Q}{1-z} \right)^{-2}, \quad \varepsilon_Q = \left(\frac{\mu}{M} \right)^2.$$

В случае лептонных спектров от распадов тяжелых адронов влияние эффектов адронизации Q-кварков менее существенно, и теоретическое описание во всей области $x_l = E_l/E$ явно более надежно.

Существующие экспериментальные данные по спектрам D-, D*-, F-мезонов и лептонов от распада b- и c-кварков согласуются с теорией. В частности, на опыте $\langle x \rangle_c \simeq 0,6 \pm 0,1$; $\langle x \rangle_b \simeq 0,8 \pm 0,1$. Для детальной проверки ТВ КХД необходимо существенное увеличение статистики экспериментов.

б) Многоадронные прямые распады кваркониев ($Q\bar{Q}$). Современные данные по множественному образованию адронов в e^+e^- -аннигиляции хорошо согласуются со специфическими для ТВ КХД предсказаниями картины каскадного размножения глюонов и их последующей адронизации.

В рамках этой картины при использовании известных распределений глюонов в распадах кваркониев могут быть получены соотношения, связывающие непосредственно экспериментальные характеристики прямых распадов $Q\bar{Q}$ с соответствующими величинами в e^+e^- -аннигиляции. В частности, при более или менее симметричных конфигурациях глюонов в распадах 3S_1 -кваркония $V_Q \rightarrow 3g$ получаются простые соотношения для выхода адронов разного сорта

$$\langle n_h(V_Q) \rangle = \frac{3}{2} \cdot \frac{9}{4} \Delta \langle n_h(e^+e^-, W = \frac{2}{3} M_{V_Q}) \rangle + \langle n_h(J/\psi) \rangle, \quad (6)$$

где $\Delta \langle n_h \rangle$ — прирост множественности в e^+e^- -аннигиляции за счет глюонных каскадов, $3/2$ учитывает переход от двух струй (e^+e^-) к трем (V_Q), а $9/4$ — большую вероятность испускания мягких глюонов глюоном, по сравнению с кварком (при современных энергиях комбинаторный множитель $9/4$ модифицируется поправками $\sim \sqrt{\alpha_s}$ не более чем на -10%). Использование соотношения (6) для случая Υ -мезонов приводит, в частности, к значениям $\langle n_{ch} \rangle$, $\langle n_{p, \bar{p}} \rangle$, $\langle n_{\Lambda, \bar{\Lambda}} \rangle$, хорошо согласующимися с данными групп CLEO и ARGUS. Для топония $^3S_1(t\bar{t})$ при $M_T \gtrsim 50$ ГэВ значение $\langle n_{ch} \rangle$ в прямых распадах резонанса и в фоне должны отличаться почти вдвое, отношения же выходов барионов к мезонам в резонансе и вне его должны быть близки.

в) Проверка спина и четности глюона. Чтобы оценить, насколько критично то или иное предсказание КХД, его сравнивают с предсказаниями других моделей, в частности, с измененными квантовыми числами. Конечно, такие модели являются лишь вспомогательными, так как не представляют собой вариантов *последовательной теории*. Сейчас существует целый ряд методов, основанных на ТВ, для определения спина и четности глюона, которые уже сравнивались с опытом. Все они подтверждают гипотезу $J_g^{PC} = 1^{--}$.

Наиболее надежным представляется сравнение ширин прямых распадов тяжелых кваркониев, базирующееся на минимальном предположении о полноте партонных состояний. Для величины отношения ширин

$$r^S = \frac{\Gamma^{dir}(^1S_0)}{\Gamma^{dir}(^3S_1)}$$

предсказывается $r_{КХД}^S \approx 6 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^{-1} (1 + O(\alpha_s))$. Для J/ψ , η_c -случая $r_{КХД}^S \sim \sim 10^{-2}$. При $J_g^P = 0^- (^1S_0 \not\rightarrow 2g, ^1S_0, ^3S_1 \rightarrow 3g)$ различие ширин существенно меньше ($r_P^S \approx 10$ для $J/\psi, \eta_c$).

При $J_g^P = 0^+ ({}^1S_0 \rightarrow \geq 4g, {}^3S_1 \rightarrow 3g)$ можно ожидать $\Gamma_{\eta_c}^{\text{tot}} < \Gamma_{J/\psi}^{\text{tot}}$. При $J_g^P = 1^+ \Gamma^{\text{dir}} ({}^1S_0)$ ожидается заметно меньше, чем в стандартном случае, и, может быть, меньше $\Gamma^{\text{dir}} ({}^3S_1)$. Таким образом, измеренное для J/ψ и η_c отношение $r_{\text{эксп}}^S \approx (3 \pm 1) \cdot 10^{-2}$ прекрасно согласуется с КХД и отвергает другие возможности.

Наблюдаемые свойства распределения событий в прямых адронных распадах Γ и Γ' также хорошо согласуются с КХД и полностью отвергают гипотезы $J_g^P = 0^-$ и 0^+ . Другим примером является сравнение ширин каскадных переходов ψ' и Γ' .

г) Перспективы («меченые» кварки как рабочий инструмент).

1. Дальнейшее детальное исследование функций фрагментации b - и c -кварков в широком диапазоне энергий для адронов разного сорта. Проверка специфических проявлений ТВ КХД. Изучение глюонной струи в «чистом» виде в реакции $e^+e^- \rightarrow Q\bar{Q}g$ (Б. Л. Иоффе, 1978).

2. Исследование характерных свойств распределений легких адронов в событиях с тяжелыми кварками. Выяснение влияния таких событий на общие инклюзивные характеристики жестких процессов.

3. Детальное изучение структуры слабых нейтральных токов тяжелых кварков, в том числе в реакции e^+e^- -аннигиляции с поляризованными начальными частицами.

4. Поиск t -кварков и анализ фонов к процессам их образования, связанных с рождением b и c . Поиски распадов $W^{\pm-}$, Z^0 -бозонов на тяжелые кварки.

5. Поиск хиггсовских бозонов H , неотъемлемым свойством которых (при $m_H < 2m_W$) является доминантность распадов в тяжелые кварки: $H \rightarrow Q\bar{Q}$.

6. Изучение выходов частиц разного сорта в прямых адронных распадах топония. Структура спектров и распределение по множественностям адронов в этих распадах. Сравнение с данными по e^+e^- -аннигиляции в адроны.

7. Проверка КХД при сопоставлении ширин S -волновых состояний $\bar{b}b$, а также 3P_0 - и 3P_2 -состояний $\bar{c}c$ и $\bar{b}b$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А. — В кн. Физика высоких энергий: (Материалы XVI Зимней школы ЛИЯФ). — Л., 1981. — Т. 1, с. 26; в кн. Физика высоких энергий: (Материалы XVII Зимней школы ЛИЯФ). — Л., 1982, т. 1, с. 162.
2. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 321.
3. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А. — ЯФ, 1981, т. 34, с. 1130.
4. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А. — ЯФ, 1982, т. 36, с. 1510.
Azimov Ya. I., Dokshitzer Yu. L., Khoze V. A., Troyan S. I. — Preprint LNPI 912. — December 1983.
5. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А. — ЯФ, 1983, т. 37, с. 703.