где u, d, s ($\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$) — ф-ции распределения u-, d-, s-кварков (антикварков) в протоне, x — доля импульса протона, приходящаяся на партон; нормировка такова, что каждый член в левой части (5) имеет смысл числа соответствующих кварков (антикварков). Ф-ции распределения кварков могут быть выражены через сечения *глубоко неупругих процессов* и доступны непосредств. эксперим. определению. П. с. (5) позволяют убедиться, что целочисленный заряд адронов составлен из дробных зарядов кварков. В 1988 с помощью подобных соотношений измерена доля спина протона, приходящаяся на кварки. Оказалось, что, вопреки наивным ожиданиям, она близка к нулю. Этот результат получил назв. «спинового кризиса» и указывает на необходимость учёта вклада глюонов в спин нуклона. Более конкретной формулировкой «спинового кризиса» является близость к нулю матричного элемента от изотопически синглетного аксиального тока по протону:

$$\langle p|\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 u+\bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 d+\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s|p\rangle=(0\pm0{,}2)\bar{p}\gamma_\mu\gamma_5 p,$$

где γ_μ, γ_5 — *Дирака матрицы*, p — волновая ф-ция протона; u, d, s — волновые ф-ции кварков.

П. с. для адронов имеют, строго говоря, интегральный характер, поскольку спектр в рассеянии частиц непрерывен. Однако реально в П. с. доминируют, как правило, *резонансы* с наименьшей массой. Так, в П. с. Адлера — Вайсбергера (4) в интеграле от разности сечений наиб. велик вклад изобары Δ_{33} (1240). Поэтому было предложено много П. с., в к-рых интегралы заменяются на суммы вкладов резонансов, причём в суммах оставляют 1—2 первых члена. По-видимому, наиб. известным примером такого рода является П. с. Вайнберга (S. Weinberg, 1967) для сечений *аннигиляции* $\tilde{\nu}_e e^-$ в адроны. Из этих П. с. следует, в частности, соотношение между массами ρ- и A_1-мезонов:

$$m^2_{A_1}\approx 2m^2_\rho,$$

к-рое хорошо согласуется с результатами экспериментов.

Обнаруженная эмпирически возможность аппроксимации кривых для сечений вкладов отд. резонансов получила наиб. общее выражение в принципе *дуальности*. Согласно этому принципу, сечения могут вычисляться либо как гладкие кривые в простых, прежде всего партонных, моделях, либо как вклад резонансов. Результаты должны совпадать после усреднения вкладов резонансов по нек-рому характерному интервалу энергий (порядка 1 ГэВ). В частности, Дж. Сакураи (J. Sakurai, 1973) предложил след. форму сечения $\sigma_{had}(s)$ аннигиляции e^+e^- в адроны:

$$\sigma_{had}(s)=\frac{12\pi}{s}\sum_V\frac{m^2_V\Gamma^2_V}{\left(s-m^2_V\right)^2+m^2_V\Gamma^2_V},$$

где s — квадрат полной энергии в системе центра инерции, сумма берётся по векторным мезонам, m_V — масса мезона, Γ_V — ширина его распада на e^+e^-. Предполагается далее, что при $s\to\infty$ сумма по векторным мезонам стремится к константе. Значение константы должно быть нормировано на вклад низшего состояния (ρ-мезона). П. с., следующие из принципа дуальности, хорошо согласуются с экспериментом.

Принцип дуальности получил теоретич. обоснование и точную формулировку в рамках *квантовой хромодинамики* (КХД). Эфф. *константа взаимодействия* КХД мала только на малых расстояниях. Связывание же кварков и глюонов в адроны происходит на расстояниях, где взаимодействие становится сильным, в результате чего ещё не удалось найти аналитич. методы вычисления характеристик адронов. Поэтому метод П. с. в приложениях к КХД и физике адронов имеет принципиальный характер. В качестве примера применения П. с. в КХД рассмотрим амплитуду перехода фотона в адроны и обратно. Эта амплитуда является аналитич. ф-цией единственной переменной — квадрата 4-импульса фотона q^2. Если $q^2>4m^2_q$ (m_q — масса кварка), то возможен реальный распад фотона в адроны. Это означает, что амплитуда имеет мнимую часть. Мнимую часть не удаётся вычислить в КХД, но её можно определить экспериментально, измеряя сечение аннигиляции e^+e^- (через виртуальный фотон) в адроны. *Дисперсионных соотношений метод* позволяет определить интересующую нас аналитич. ф-цию q^2 при любых q^2 через её мнимую часть.

Рассмотрим большие отрицательные q^2, $q^2\equiv -Q^2<0$. Согласно *неопределённостей соотношениям*, переход в адроны или кварки в этом случае возможен лишь на короткое время $\Delta\tau\sim(Q^2)^{-1/2}$. Поскольку теперь речь идёт о физике малых расстояний, то амплитуду диссоциации фотона в кварки при больших Q^2 можно вычислить аналитически, пользуясь *возмущений теорией* по малой эфф. константе взаимодействий КХД. Вычисляя эти же величины с помощью дисперсионных соотношений, получаем П. с. для сечений аннигиляции e^+e^- в адроны. Поскольку Q^2 можно менять непрерывно, то возникает непрерывное семейство П. с. Существуют разные формы записи подобных П. с. В качестве примера приведём П. с. для аннигиляции e^+e^- в адроны с полным изотопич. спином $I=1$, полученные А. И. Вайнштейном, В. И. Захаровым, М. А. Шифманом (1978):

$$\int ds\exp(-s/M^2)R^{I=1}(s)\approx$$

$$\approx\frac{3}{2}M^2\left[1+\frac{\pi^2}{3}\frac{\left\langle 0\left|\frac{\alpha_s}{\pi}\left(G^a_{\mu\nu}\right)^2\right|0\right\rangle}{M^4}-\frac{14\cdot32}{81M^6}\left|\langle 0|\alpha_s^{1/2}\bar{q}q|0\rangle\right|^2+\ldots\right],\qquad(6)$$

где «...» означает члены более высокого порядка по M^{-2}, чем выписанные явно; M^{-2} — произвольный параметр; разумно выбирать M^2 не менее той величины, при к-рой члены M^{-4}, M^{-6} становятся сравнимы с единицей; s — квадрат энергии в системе центра инерции e^+e^-; $R^{I=1}(s)$ — полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны с $I=1$ в единицах сечения $e^+e^-\to\mu^+\mu^-$; α_s — константа сильного взаимодействия; $G^a_{\mu\nu}$ — напряжённость глюонного поля (a — индекс цвета, $a=1,\ldots,8$); *вакуумное среднее* $\alpha_s\langle(G^a_{\mu\nu})^2\rangle$ имеет смысл интенсивности непертурбативных (не описываемых в рамках теории возмущений) вакуумных полей; q — поле лёгкого кварка, $q=u$, d. В отличие от $\langle(G^a_{\mu\nu})^2\rangle$, *вакуумный конденсат* кварковых полей $\langle\bar{q}q\rangle$, к-рый также входит в (6), был введён в рассмотрение ранее в связи со спонтанным нарушением *киральной симметрии*.

Отметим, что в пределе $M^2\to\infty$ из соотношения (6) следует $R^{I=1}(s)\to{}^3/_2$ при $s\to\infty$. С др. стороны, если брать возможно меньшие значения M^2, то из-за обрезающего фактора $\exp(-s/M^2)$ интеграл от сечения насыщается при относительно небольших s. Продвижение в область малых M^2 ограничивается требованием законности отбрасывания в правой части (6) членов след. порядка по M^{-2}. Численный анализ показывает возможность выбора таких малых M^2, что интеграл от сечения на 90% насыщается вкладом одного ρ-мезона. Так возникает эфф. теория одного отд. резонанса в КХД.

Лит.: Бете Г., Солпитер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960; Bernstein J., Elementary particles and their currents, S. F.— L., 1968, ch. 12; Novikov V. A. и др., Charmonium and gluons, «Phys. Repts», 1978, v. 41C, № 1. *В. И. Захаров.*