адронных состояний, либо как суперпозицию кварк-глюонных состояний с теми же квантовыми числами. Эта гипотеза присутствует во всех приложениях КХД. Напр., полное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары в адроны, σ ($e^+e^- \to$ адроны), зависит только от одной импульсной переменной — квадрата полной энергии пары Q^2 в системе центра масс. Гипотеза о кварк-адронной дуальности позволяет приравнять его к сечению процесса $e^+e^- \to$ кварки + глюоны, а *оптическая теорема* — выразить его через мнимую часть полной ф-ции Грина фотона (рис. 5; волни-

Рис. 5. Связь сечения аннигиляции e^+e^- с полной функцией Грина фотона.

стые линии изображают фотоны). Обычно это сечение записывают в виде

$$\sigma(e^+e^- \longrightarrow \text{адроны}) = \sigma_0 R\,[Q^2/\mu^2,\ \alpha_s(\mu^2)],$$

где $\sigma_0 = 4\pi\alpha^2/3Q^2$ — сечение аннигиляции пары e^+e^- в пару $\mu^+\mu^-$, рассчитываемое по КЭД, $\alpha = e^2/4\pi \approx {}^1/_{137}$ (e — элементарный электрич. заряд), а R — нек-рая безразмерная ф-ция. Согласно ренормализац. инвариантности, эта ф-ция, как и сечение, не зависит от выбора нормировки μ^2. Положив $\mu^2 = Q^2$, получим

$$R\,(Q^2/\mu^2,\ \alpha_s(\mu^2)) = R\,(1,\ \alpha_s(Q^2)), \qquad (7)$$

где при достаточно больших Q^2 благодаря свойству асимптотич. свободы можно пользоваться теорией возмущений по α_s. Вычисления в двухпетлевом приближении (рис. 6) дают

$$R = \sum\nolimits_q e_q^2\,[1 + \alpha_s(Q^2)/\pi + \ldots], \qquad (8)$$

где суммирование производится по всем цветам и ароматам квадратов зарядов кварков (e_q — заряд кварка в единицах e), а $\alpha_s(Q^2)$ определяется ф-лой (6). Т. о., отношение R должно логарифмически приближаться к

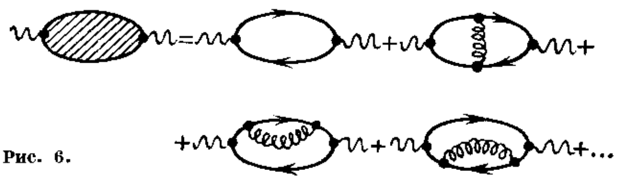

Рис. 6.

своему партонному пределу (т. е. к сумме квадратов зарядов всех кварков всех цветов). Изменение R с Q^2 оказывается, однако, настолько медленным [1—2% при $Q^2 \approx (100—1000)$ ГэВ^2], что обнаружить его при достигнутой точности эксперим. данных практически невозможно.

В выражении (8) отброшены не только поправки с более высокими степенями $\alpha_s(Q^2)$, но и степенные поправки типа $(1/Q^2)^n$. Они возникают в тех случаях, когда большой импульс Q распределяется не по всем виртуальным линиям фейнмановских диаграмм равномерно (и виртуальность каждой из них велика), а «обходит» к.-л. из них (на рис. 7 они изображены заштрихованными блоками). Малый квадрат виртуального импульса соответствующей линии не позволяет воспользоваться теорией возмущений для вычисления её пропагатора. Вклады таких диаграмм оказываются пропорц. *вакуумным средним* значениям глюонных и кварковых полей: $\langle 0|G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}|0\rangle$ и $\langle 0|\bar q_f(0)q_f(0)|0\rangle$ (где $\langle 0|$ — вектор состояния вакуума), обусловленным глюонным и кварковым конденсатами в вакууме (см. *Вакуумный конденсат*), к-рые рассматриваются как феноменологич. параметры схемы, т. е. подбираются в к.-л. одном эксперименте, а затем используются в других. В принципе они могут быть вычислены методами, не использующими теорию возмущений [напр., методом вычислений на решётке (см. ниже)]. Т. к. эти параметры размерны ($[G_{\mu\nu}] = \text{см}^{-2}$, $[q] = \text{см}^{-3/2}$), то (для компенсации размерностей) они должны входить в поправочные слагаемые с множителями Q^{-4} и Q^{-6} (в поправки, как правило, входит квадрат вакуумного конденсата кварковых полей).

Используемый обычно метод учёта наиболее существ. части таких поправок в простейшем случае состоит в применении т. н. *правил сумм* КХД, к-рые утверждают равенство сечений с участием адрона и сечений с участием кварк-глюонных токов с теми же квантовыми числами, усреднённых с нек-рым весом по интервалу квадрата масс $0 < Q^2 < Q_0^2$, включающему данный адрон (т. н. интервал дуальности). Характерная величина интервала дуальности Q_0 определяется взаимодействием с вакуумным кварковым и глюонным конденсатами и по порядку величины представляет собой характерное расстояние между соседними резонансами с одинаковыми квантовыми числами (спином, чётностью, изотопич. спином и др.). Это даёт возможность выразить через вакуумные ср. массы и ширины низколежащих резонансов [4], напр. протона, ρ-мезона (см. ниже).

Характерным свойством сечения аннигиляции, к-рое позволило непосредственно использовать теорию возмущений, была зависимость лишь от одной большой импульсной переменной Q^2. В др. высокоэнергетич. процессах, кроме группы больших импульсных переменных $Q_1^2, \ldots, Q_k^2 \gg m^2 \approx 1$ ГэВ^2 (m — масса нуклона), имеется, как правило, и группа малых переменных $p_1^2, \ldots, p_r^2 \approx m^2$ (напр., массы нач. и конечных регистрируемых адронов), к-рые, в отличие от случая ан-

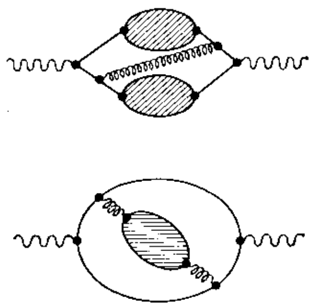

Рис. 7.

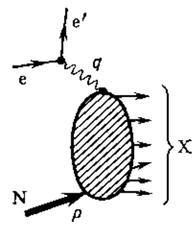

Рис. 8.

нигиляции, не дают возможности перевести всю зависимость от больших переменных Q^2 в эфф. заряд $\alpha_s(Q^2)$. Так, структурные ф-ции глубоко неупругого рассеяния лептона l на нуклоне, $l + N \to l' + X$, кроме зависимости от большого квадрата передачи 4-импульса лептоном $q^2 = -Q^2$, где q — 4-импульс виртуального фотона, и произведения $2pq$, связанного с квадратом полной энергии нерегистрируемых адронов X в системе их центра масс (рис. 8), зависят также и от массы нуклона, $p^2 = m^2$ (p — 4-импульс нуклона):

$$F[Q^2/2pq,\ Q^2/\mu^2,\ m^2/\mu^2,\ \alpha_s(\mu^2)].$$

Поэтому выбор $\mu^2 = Q^2$ оставляет зависимость от малого отношения m^2/Q^2, к-рая оказывается сингулярной (т. е. при вычислениях по теории возмущений появляются степени больших логарифмов $\ln(Q^2/m^2)$).

В ряде случаев (в т. ч. для жёстких процессов) эту трудность удаётся преодолеть с помощью *операторного разложения* (или используя т. н. свойства факторизации), к-рое доказано в любом порядке теории возмущений. Из свойств факторизации следует, что сечение жёсткого процесса асимптотически, при