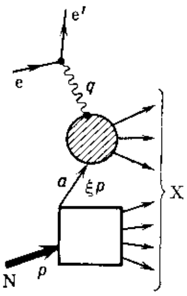
$Q^2 \to \infty$ (с точностью до поправок $0(1/Q^2)$), представимо в виде (см., напр., [5], [6])

$$d\sigma(Q^2, p^2) = \int\limits_0^1 \prod_{i=1}^{n} \frac{d\xi_i}{\xi_i} f_i[\xi_i, p_i^2/\mu^2, \alpha_s(\mu^2)] \times$$
$$\times d\sigma_{\text{парт}}(Q^2, \xi_1, \ldots, \xi_n, \mu^2, \alpha_s(\mu^2)) + 0(1/Q^2), \quad (9)$$

в к-ром зависимости от больших и малых переменных разделены (здесь Q, p — соответственно совокупности переменных Q_i, p_i, а ξ_i — доля полного 4-импульса p соответствующего адрона). При этом каждому регистрируемому в процессе адрону или струе адронов i отвечает своя ф-ция f_i, к-рая не зависит от вида процесса и имеет смысл либо ф-ции распределения партонов (кварков, антикварков и глюонов) в адроне по долям ξ_i полного 4-импульса соответствующего адрона (для входящих адронов), либо ф-ции фрагментации партона в выходящие адроны. Они определяются взаимодействием составляющих адрон кварков (антикварков) и глюонов на больших расстояниях, не вычислимы по теории возмущений и составляют феноменологич. элемент схемы. Величина $d\sigma_{\text{парт}}$ представляет собой сечение партонного подпроцесса с 4-импульсами партонов, равными $\xi_i p_i$ или p_i/ξ_i соответственно для входящих и выходящих партонов, и большими передачами импульса, т. е. подпроцесса, происходящего на малых расстояниях. Ввиду зависимости сечения подпроцесса только от больших переменных Q_i^2 и μ^2 (μ^2 также может быть выбрана большой) для его вычисления можно воспользоваться теорией возмущений. Напр., сечение глубоко неупругого рассеяния лептона на нуклоне даётся суммой произведения распределения $f_{N/a}(\xi)$ для каждого сорта партонов a в нуклоне по долям импульса ξ и сечения рассеяния лептона на этом партоне (рис. 9, *а*). Разложение последнего в ряд по α_s соответствует учёту упругого рассеяния на точечном (заряж.) партоне (рис. 9, *б*) и последоват. учёту поправок за счёт испускания глюонов (рис. 9, *в*), неточечности кварка (рис. 9, *г*), а также рождения кварк-антикварковых пар.

Выражение (9) отличается от соответствующего выражения партонной модели зависимостью ф-ций распределения от параметра μ^2, к-рый одновременно играет роль параметра нормировки и параметра границы между малыми и большими импульсами (большими и малыми расстояниями). Однако сечение процесса не должно зависеть от выбора параметра μ^2, так что знание зависимости $d\sigma_{\text{парт}}$ от μ^2 (из теории возмущений) позволяет найти зависимость ф-ций распределения от μ^2. Наиб. простой вид эта зависимость имеет для т. н. моментов ф-ций распределения:



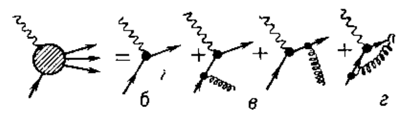


Рис. 9.

$$M_n^{(a)}(p^2/\mu^2) = \int\limits_0^1 d\xi \xi^{n-1} f_a(\xi, p^2/\mu^2), \quad (10)$$

где n — номер момента. Она определяется уравнением ренормализационной группы (выражающей независимость сечения от μ^2) и величиной *аномальной размерности* $\gamma_n(\alpha_s)$ момента функции распределения, к-рая, как отмечалось, может быть вычислена из теории возмущений.

В общем случае γ_n является матрицей 2×2, связывающей кварковые и глюонные ф-ции распределения, однако в тех случаях, когда по квантовым числам участие глюонных партонов невозможно [т. н. н е с и н г л е т н ы й к а н а л, зависящий от разности ф-ций распределения кварков и антикварков (см. *Партоны*), напр. для ф-ций распределения валентных кварков], γ_n — числовая ф-ция от α_s.

Обычно параметр μ^2 в выражении (9) выбирается равным к.-л. из больших переменных Q^2. В этом случае КХД приводит к модифицированной партонной модели с зависящими от Q^2 ф-циями распределения, а в дифференц. сечение партонного подпроцесса зависимость от Q^2 входит не только через сомножитель $1/Q^2$, определяемый размерностью этого сечения (т. н. *кваркового счёта правила*), но и через эфф. заряд $\alpha_s(Q^2)$. Напр., для несинглетных (NS) ф-ций распределения валентных кварков в низшем порядке теории возмущений для γ_n зависимость моментов от Q^2 имеет вид

$$M_n^{(NS)}(Q^2) = M_n^{(NS)}(Q_0^2)\left[\frac{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)}{\ln(Q^2/\Lambda^2)}\right]^{d_n}, \quad (11)$$

где Q_0 — нек-рое фиксированное значение Q, а величина d_n отрицательна при $n<1$, положительна при $n>1$ и равна нулю при $n=1$, т. е. с ростом Q высокие моменты убывают, малые растут, а $M_1^{NS}(Q^2)$ остаётся неизменным:

$$\int\limits_0^1 d\xi \sum_q [f_q(\xi, Q^2) - f_{\tilde q}(\xi, Q^2)] = \text{числу валентных кварков},$$

т. е. кварков, определяющих аддитивные квантовые числа адрона, такие, как заряд, барионное число и др., и справедливо в любом порядке теории возмущений (f_q, $f_{\tilde q}$ — ф-ции распределения кварков и антикварков в адроне). В синглетном канале (S) подобным свойством обладает

$$M_2^{(S)}(Q^2) = \int\limits_0^1 d\xi\, \xi \left\{\sum_q [f_q(\xi, Q^2) + f_{\tilde q}(\xi, Q^2)] + f_G(\xi, Q^2)\right\} = 1,$$

где f_G — ф-ция распределения глюонов в адроне, что выражает равенство полного импульса адрона сумме импульсов всех его партонов. Это означает, что сами ф-ции распределения растут с ростом Q^2 при малых значениях $\xi \ll 1$ и падают в области $\xi \approx 1$.

Экспериментальный статус КХД. Т. о., КХД предсказывает специфич. отклонения от наивной партонной модели и правил кваркового счёта, связанные с зависимостью как эфф. заряда α_s, так и ф-ций распределения и фрагментации партонов от большой импульсной переменной. Качеств. проявление этих эффектов наблюдается во мн. жёстких процессах с участием адронов.

Прежде всего это процессы глубоко неупругого рассеяния лептонов на нуклонах, где наблюдается заметное отклонение от скейлинга Бьёркена (см. *Масштабная инвариантность*), связанное с зависимостью ф-ций распределения от Q^2. В качестве одного из многочисл. примеров на рис. 10 представлены эксперим. данные по измерению моментов $M_n^{(NS)}(Q^2)$ в процессе глубоко неупругого рассеяния нейтрино. Величины $[M_n^{(NS)}]^{-1/d_n}$

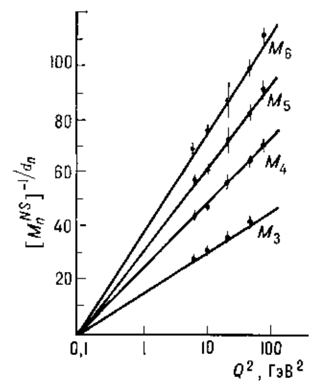


Рис. 10. Зависимость моментов $M_n^{(NS)}$ несинглетной структурной функции F_3 от квадрата переданного импульса Q^2.