

и задаётся аномальными размерностями моментов. Вычисление значений аномальных размерностей предсказывает, в частности, что с ростом Q^2 ф-ции распределения логарифмически падают в области $x \geq 0,2$ и логарифмически возрастают в области $x < 0,2$. Такое поведение действительно наблюдалось экспериментально (рис. 2).

Для Г. н. п. рассеяния нейтрино (ν) и антинейтрино ($\bar{\nu}$) на протоне сечения имеют вид

$$\frac{d^2\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dx dy} = \sigma_0 [(1-y - mxy/2E) F_2^{\nu}(x, Q^2) + y^2 x F_1^{\nu}(x, Q^2) \pm (y - y^2/2) x F_3^{\nu}(x, Q^2)],$$

где $F_{1, 2, 3}^{\nu}$ — структурные ф-ции Г. н. п. В модели партонов (в пренебрежении малым вкладом процессов с

Рис. 3. Зависимость структурных ф-ций глубоко неупругого процесса ν -рассеяния от переменной x (данные разных эксперим. групп). 1 — ф-ция $F_2^{\nu}(x) = x \cdot [u + \bar{u} + d + \bar{d} + 2s + \bar{s}]$; 2 — ф-ция $x F_3^{\nu} = x \cdot (u - \bar{u} + d - \bar{d})$; 3 — ф-ция $\bar{q}(x) = x \times (u + \bar{d} + 2s)$.

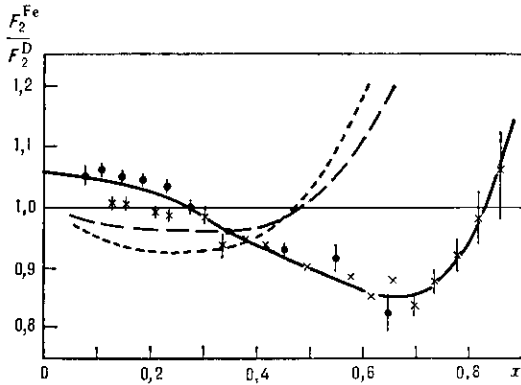
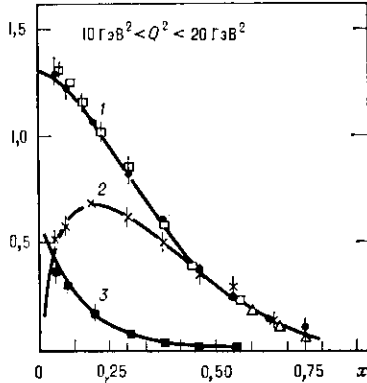


Рис. 4. Отношение структурных функций ядер железа и дейтерия, поделённых на соответствующие массовые числа (кружки — данные НА-4 в ЦЕРН, крестики — данные СЛАК). Тонкие линии — результаты расчётов в различных нуклонных моделях ядра без учёта малонуклонных корреляций (пунктирная линия) и с его учётом (штриховая линия). Сплошная кривая — учёт 2%-ного содержания эффективных нуклон-антинуклонных пар.

изменением странности, пропорциональным величине $\sin^2\theta_C \approx 0,04$, где θ_C — Кабиббо угол сечения имеют вид

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \sigma_0 \begin{cases} [d(x, Q^2) + (1-y)^2 \bar{u}(x, Q^2)] & \text{для } \nu\text{-рассеяния} \\ [\bar{d}(x, Q^2) + (1-y)^2 u(x, Q^2)] & \text{для } \bar{\nu}\text{-рассеяния} \end{cases}$$

Здесь $\sigma_0 = 1,5 \cdot 10^{-38} \text{ Э/см}^2$, Э — энергия нейтрино (антинейтрино) в ГэВ. Разная зависимость от $(1-y)^2$ у двух слагаемых позволяет различить функции $\bar{d}(x, Q^2)$ от $\bar{u}(x, Q^2)$ и $d(x, Q^2)$ от $u(x, Q^2)$ и делает процессы ν - и $\bar{\nu}$ -рассеяния наилучшим средством для эксперим. измерения этих ф-ций распределения. Примерный вид этих ф-ций представлен на рис. 3.

Большой интерес представляет также Г. н. п. на атомном ядре как один из осн. процессов *релятивистской ядерной физики*. Он даёт не усреднённый по ядерному времени $\tau_{яд} \approx 1/m_\pi$ (где m_π — масса пиона), а «моментальный снимок» кварковой структуры ядра. На рис. 4 показано поведение отношения структурных ф-ций ядер железа и дейтерия (делённых на соответствующие массовые числа) и сравнение их с предсказаниями стандартной теории ядра, «построенного» из нуклонов, без учёта и с учётом малонуклонных корреляций. Расхождение теории с экспериментом можно интерпретировать либо как изменение структуры нуклона внутри ядра, либо как наличие в ядре ненуклонных степеней свободы (пионов, нуклон-антинуклонных пар, многокварковых флуктонов Блохинцева).

Лит.: Дрелл С., Партоны и глубоко неупругие процессы при высоких энергиях, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 106, с. 331; Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981; Жакоб М., Ландшоф П., Внутренняя структура протона, пер. с англ., «УФН», 1981, т. 133, с. 505.

А. В. Ефремов.

ГЛЮБОЛ (глюоний) — гипотетич. мезон, построенный из глюонов, подобно тому, как ρ - или ω -мезоны построены из кварка и антикварка. Поскольку в *квантовой хромодинамике* (КХД) векторные частицы — глюоны присутствуют наравне с кварками, можно предполагать, что Г. существует и его спектр не беднее спектра обычных кварк-антикварковых мезонов (кваркониев). Глюоны характеризуются спином и цветом и не имеют др. квантовых чисел. Согласно обычным представлениям о невылетании цвета (см. *Удержание цвета*), все адроны можно считать синглетами по отношению к цветовой группе (бесцветными), поэтому разл. Г. могут отличаться только спином и массой. С теоретич. точки зрения, идентификация адронов с Г. кажется достаточно трудной, т. к. невозможно указать распады или др. свойства Г., к-рые заведомо отличали бы его от кваркония с теми же квантовыми числами. Проблема усложняется тем, что в известных (наблюдавшихся) адронах заметным может быть смешивание глюонных и кварковых состояний. Всё же можно ожидать наиб. интенсивного рождения Г. в тех реакциях и распадах, в к-рых на малых расстояниях образуются не кварки, а глюоны. Примерами могут служить распады тяжёлых мезонов типа ψ или Υ . Так, согласно КХД, распад $\psi \rightarrow \gamma + X$ (где γ — фотон, X — адронное состояние) идёт через аннигиляцию пары очарованных кварк-антикварка ($c \bar{c}$) в два глюона (g) и фотон (рис.). В этих распадах обнаружены резонансы с массами 1440 МэВ и 1700 МэВ (ψ' - и θ -частицы), к-рые отличаются по свойствам от известных мезонов и рассматриваются как первые кандидаты в Г.

Изучение свойств Г. может служить критичной проверкой разл. моделей адронов. Так, в пределе большого числа цветов ($N_c \rightarrow \infty$) Г. представляет собой стабильные (с бесконечно узкой шириной) мезоны, смешивания с кварковыми состояниями нет. Относительно масс низших глюонных состояний можно получить определ. предсказания в рамках КХД с помощью числ. расчётов на ЭВМ. Характерный масштаб масс оказывается при этом порядка 1,5 ГэВ. Существует также предположение, что η' -мезон с массой 960 МэВ значительно тяжелее др. псевдоскалярных мезонов (π, K, η) именно из-за примеси глюонного состояния в его волновой ф-ции, несмотря на то, что эта примесь невелика. Если верна последняя точка зрения, то следует ожидать, что характерный масштаб масс Г. заметно больше, чем кварковых резонансов.

Лит.: Вайнштейн А. И. и др., Квантовая хромодинамика и масштабы адронных масс, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, с. 542. В. И. Захаров.