

заны с достаточно большой величиной поправок высших порядков по  $\alpha_s$ .

Действительно, хотя измеряемые величины не зависят от выбора параметра  $\mu^2$ , скорость убывания поправок по  $\alpha_s$  с ростом порядка (а следовательно, и

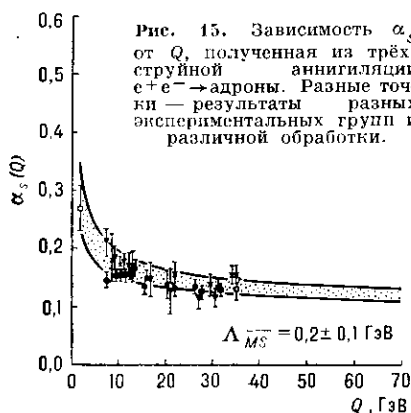


Рис. 15. Зависимость  $\alpha_s$  от  $Q$ , полученная из трёхструйной аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны. Разные точки — результаты разных экспериментальных групп и различной обработки.

величина первых членов ряда) оказывается существенно различной при не очень малых значениях  $\alpha_s$ . Но т. к.  $\mu^2$  входит в  $\alpha_s$  только в виде отношения  $\mu^2/\Lambda^2$ , неудачный выбор  $\mu^2$  в каждом конкретном процессе компенсируется изменением параметра  $\Lambda$ . В частности,



Рис. 16. Величины параметра  $\Lambda_{MS}$ , полученные из разных экспериментов.

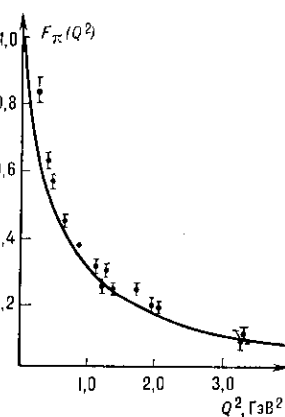
выбором  $\mu^2$  можно вообще обратить первую поправку в нуль, что, однако, не гарантирует малую величину след. поправок. Аналогичная ситуация наблюдается и в КЭД, но там она практически неосознаема из-за малой величины  $\alpha$  и практически постоянного значения эфф. заряда. Не менее важное значение в достигнутой области передач импульса имеют поправки  $1/Q^2$  (т. н. поправки высших т в и ст о в; см. *Операторное разложение*). Во мн. случаях именно они определяют характер поведения сечений процессов в доступной области передач импульса (напр., в упругих адронных процессах с большими передачами импульса). Наиб. широкое распространение здесь получил метод учёта таких поправок с помощью правил сумм КХД. В частности, была проведена большая работа по вычислению масс и констант взаимодействия адронов. Полученные значения в пределах 20% согласуются с экспериментом. Напр., вычисл. масса  $\rho$ -мезона составила 770 МэВ (эксперим. значение:  $m_\rho = 780$  МэВ), а масса протона  $m_p \approx 1$  ГэВ (вместо 0,939 ГэВ). В качестве др. примера на рис. 17 показано сравнение с эксперим. данными полученного с помощью правил сумм формфактора пиона.

Во 2-й пол. 70-х гг. в КХД начали развиваться т. н. непертурбативные методы вычисления, не связанные с разложением по константе взаимодействия. К ним относятся, напр., метод *инстантонов*, основанный на разложениях ур-ний КХД в малой окрестности классич. частицеподобных решений и представляющий собой аналог квазиклассич. приближения в квантовой механике. Особенно широкое развитие получило применение в КХД числ. методов, основанных на замене непрерывного пространства-времени на дискретную решётку, функциональных интегралов (представляющих собой

наблюдаемые физ. величины) — на многократные интегралы и вычисления последних на ЭВМ с помощью *Монте-Карло метода* (см. *Решётки метод* в КТП). Это пока единств. регуляризованный метод, позволяющий выйти за рамки теории возмущений. Найденные таким способом параметры мп. элементарных частиц (массы, константы распадов, магн. моменты) в пределах достигнутой точности вычислений  $\approx 50\%$  (лимитируемой мощностью совр. ЭВМ) согласуются с экспериментальными. Однако, по всей вероятности, числ. методам в КХД принадлежит большое будущее.

Т. о., КХД в настоящее время обеспечивает хорошее

Рис. 17. Сравнение экспериментальных данных для формфактора пиона с теоретическими расчётами, полученными с помощью метода правил сумм КХД.



полуколичественное, а в нек-рых случаях и количеств. объяснение характерных особенностей широкого круга высокоэнергетич. процессов с участием адронов. Безусловно, принципиальное значение для её дальнейшей проверки и утверждения в качестве теории сильного взаимодействия имеют вычисление высших поправок и прецизионные эксперименты при максимально высоких энергиях. Однако наиб. острой остаётся проблема удержания цвета в КХД, связанная с отсутствием свободных кварков и глюонов и бесцветностью адронных состояний. Каким будет решение этой проблемы — «ИК-удержание», обусловленное ростом эфф. заряда при разделении двух цветных объектов и антиэкранировкой цвета за счёт рождения из вакуума кварк-антикварковых пар, превращающих дальнедействующие силы между кварками (из-за обмена безмассовыми глюонами) в короткодействующие ядерные силы между адронами, или перестройка вакуума из-за конденсации ИК глюонных полей — пока не ясно. Но каково бы оно ни было, КХД в настоящее время, как и теория *электрослабого взаимодействия*, представляет собой ступень в направлении создания *единой теории поля*, объединяющей взаимодействия элементарных частиц (см. *Большое объединение, Суперсимметрия*).

Лит.: Вайнштейн А. И. и др., *Чармоний и квантовая хромодинамика*, «УФН», 1977, т. 123, с. 217; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., *Введение в квантовую теорию калибровочных полей*, 2 изд., М., 1988; Ефремов А. В., Радюшкин А. В., *Теоретико-полевой подход к процессам с большой передачей импульса*, «ТМФ», 1980, т. 44, с. 17, 157, 327; Вура А., *Asymptotic freedom in deep inelastic processes in the leading order and beyond*, «Revs Mod. Phys.», 1980, v. 52, p. 199; Mueller A. H., *Perturbative QCD at high energies*, «Phys. Repts», 1981, v. 73, p. 237; Андреев И. В., *Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях*, М., 1981; Вайнштейн А. И. и др., *Квантовая хромодинамика и масштабы адронных масс*, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, с. 542; Altarelli G., *Partons in quantum chromodynamics*, «Phys. Repts», 1982, v. 81, p. 129; Радюшкин А. В., *Анализ жестких инклюзивных процессов в квантовой хромодинамике*, «ЭЧАЯ», 1983, т. 14, с. 58; Волошин М. Б., Тер-Мартиросян К. А., *Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц*, М., 1984; Индурайн Ф., *Квантовая хромодинамика. Введение в теорию кварков и глюонов*, пер. с англ., М., 1986. А. В. Ефремов.

**КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА (КЭД)** — раздел квантовой теории поля (КТП), в к-ром описывается эл.-магн. взаимодействие. В более узком значении — квантовая теория взаимодействия эл.-магн. поля Максвелла и электрон-позитронного *Дирака поля* (часто называемая также спиновой электродинамикой). Именно в этом более узком значении термин «КЭД» употребляется ниже.

Исторически КЭД была первым чётко сформулированным разделом КТП. Она сложилась в кон. 20-х гг.