

с внеш. адронами, находящимися на массовой поверхности. Таковы, напр., К. в.: $g_{\pi N} (g_{\pi N}^2/4\pi\hbar c = 14,6)$, связанная с вершиной $N \rightarrow N + \pi$; $F_{\pi} = 98$ МэВ, связанная с вершиной $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$ (иногда для этой вершины используется др. обозначение: $f_{\pi} = F_{\pi} \sqrt{2} \approx 130$ МэВ); $g_{\rho\pi} (g_{\rho\pi}^2/4\pi\hbar c = 2,5)$, связанная с вершиной $\rho \rightarrow \pi + \pi$. К. в., определённая через вершину, к-рой соответствует реальный (кинематически разрешённый) переход, наз. константой распада. Примером констант распада являются F_{π} и $g_{\rho\pi}$.

Используемые в адронной физике К. в. не независимы. В рамках разл. теоретич. схем между ними возникают соотношения. В принципе все адронные К. в. являются феноменологич. параметрами, к-рые должны выражаться через небольшое число фундам. К. в., или, что то же, фундам. зарядов, определяющих локальные взаимодействия фундам. полей.

Иногда используется понятие *затравочного заряда*, или «голово» заряда (либо затравочной К. в.). Такой заряд является параметром в перенормированном лагранжиане, описывающем взаимодействие «голых», перенормированных полей (см. *Перенормировки*). Затравочная К. в. может быть определена через вершинную часть в пределе больших виртуальностей и больших импульсов внеш. частиц (порядка импульса т. н. обрезания, где, по предположению, взаимодействие выключается). В перенормируемой КТП затравочные К. в., вообще говоря, не несут к-л. дополнит. содержания по сравнению с К. в., определёнными при любом др. импульсе, а параметр обрезания не имеет спец. смысла. Однако в нек-рых моделях КТП, в частности в моделях, относящихся к физике твёрдого тела, где обрезание вводится из физ. соображений и характеризует область применимости теории, затравочная К. в. становится важной характеристикой.

Непосредств. эксперим. определение величин фундам. К. в. доступно пока только в случаях, когда имеет смысл теория возмущений по К. в., а также в решаемых моделях КТП, часто относящихся к реальным физ. задачам теории твёрдого тела или физики элементарных частиц. В таких случаях возможно выражение феноменологич. наблюдаемых К. в. через фундам. К. в., входящие в лагранжиан.

Обычно любой из рассматриваемых в КТП реалистич. лагранжианов описывает локальные взаимодействия полей лишь в предел. приближении. На более глубоком уровне (на достаточно малых расстояниях) эти поля являются или составными, или начинают взаимодействовать с новыми полями с большой массой, роль к-рых на больших расстояниях пренебрежимо мала. В результате лагранжиан, к-рый до этого рассматривался как фундаментальный, с точки зрения малых расстояний должен рассматриваться как **э ф ф е к т и в н ы й** (см. *Лагранжиан эффективный*). Соответственно до этого фундаментальные К. в. также становятся феноменологическими параметрами и должны быть выражены через новый набор К. в., определяющий взаимодействие «справа» на достаточно малых расстояниях в новом фундам. лагранжиане. Такой процесс может быть, по-видимому, продолжен до тех пор, пока не будет установлен (если это вообще возможно) окончат. лагранжиан единой КТП. Возможно, промежуточным этапом на этом пути станет одна из моделей т. н. *великого объединения*: к ещё более глубокому уровню объединения взаимодействий относится *супергравитация*.

Совр. теории взаимодействий — *квантовая электродинамика* (КЭД), *квантовая хромодинамика* (КХД), *электрослабое взаимодействие* — не являются окончательными в указанном выше смысле и должны рассматриваться как низкоэнергетич. приближение в рамках фундам. единой теории. Соответственно все известные фундаментальные на данный момент К. в. с точки зрения более глубокого уровня являются феноменоло-

гич. параметрами, к-рые не могут быть заданы произвольно, а должны однозначно выражаться через К. в. единой теории. Но эти теории являются перенормируемыми, а входящие в соответствующие лагранжианы К. в. безразмерны (безразмерность К. в. всегда предполагает перенормируемость КТП, относящейся к четырёхмерному пространству-времени). Следствием этого факта является существование широкой области энергий, где проявляется слабая (логарифмич.) зависимость всех вершин от характерного энергетич. масштаба более фундам. теории на малых расстояниях. Эта область определяет широкий интервал применимости обсуждаемых КТП и допускает последоват. определение соответствующих К. в. независимо от структуры исходной теории на малых расстояниях. Все фундаментальные на данный момент К. в. в этих теориях определяются в области импульсов (на таких расстояниях), где применима теория возмущений, позволяющая просто связать обсуждаемые К. в. с наблюдаемыми амплитудами процессов.

Гравитация, основанная на эфф. лагранжиане Эйнштейна, не относится к классу перенормируемых теорий, поэтому без существ. изменения на малых расстояниях [характерным масштабом в этом случае является т. н. *планковская длина* $(\hbar G/c^3)^{1/2} = 1,6 \cdot 10^{-33}$ см, где G — ньютоновская *гравитационная постоянная*] её нельзя сформулировать как последоват. модель КТП. Гравитац. постоянная G , в отличие от других К. в., может быть определена только в классич. пределе по энергии взаимодействия макроскопич. тел. Несмотря на чрезвычайную малость G (в атомных единицах $G \approx 6 \cdot 10^{-39}/m_p^2$, где m_p — масса протона; в системе СГС $G = 0,7425 \cdot 10^{-28}$ см³/г·с²), теория возмущений по К. в. G непоследовательна и с точки зрения КТП константа G имеет смысл только как феноменологич. параметр в эфф. лагранжиане гравитации.

Рассмотрим конкретные способы определения основных фундаментальных К. в. Электромагнитная К. в. e (точнее, постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2/4\pi\hbar c$) определяется из вершины, отвечающей переходу $e^- \rightarrow e^- + \gamma$. Практически константу α измеряют в опытах, где электрон взаимодействует с классическим медленно меняющимся эл.-магн. полем, т. е. в таких опытах фотон в вершине $e^- \rightarrow e^- + \gamma$ входит при нулевых значениях энергии и импульса (при нулевом квадрате 4-импульса), а электрон находится строго на массовой поверхности (величина e в этом случае совпадает с *элементарным электрическим зарядом*). Из-за малости α её значение при любой другой доступной в настоящее время виртуальности отличается не более чем на неск. процентов. К 1983 α определена в среднем с относит. погрешностью $0,8 \cdot 10^{-6}$ и равна $1/137,03604$ (11). Теоретически невозможно определение α при виртуальностях $\sim m_e^2 \exp(137)$ (m_e — масса электрона) из-за трудностей с обращением в бесконечность в этой точке *эффективного заряда* (см. *Нуль-заряд*). Но гораздо раньше КЭД теряет смысл как самостоятельная КТП и входит (при импульсах $\sim 10^2$ ГэВ/с) в электрослабое взаимодействие, а затем, как предполагается, при импульсах $\sim (10^{14} - 10^{16})$ ГэВ/с — в одну из моделей великого объединения.

Напротив, хромодинамич. К. в. α_s не может быть определена при малых импульсах из-за роста эфф. *цветового заряда* на больших расстояниях. Она определяется из вершины $q \rightarrow q + g$, где *кварк* q и *глюон* g имеют виртуальности ~ 1 (ГэВ/с)². В отличие от α , константа α_s заметно зависит от выбора точки определения, т. е. от виртуальности. При виртуальностях ~ 1 (ГэВ/с)² $\alpha_s \approx 0,3$. Наиб. точно α_s находят с помощью *правил сумм* КХД при обработке опытов по аннигиляции пары e^+e^- в адроны, в опытах по рождению адронных струй и в распадах ψ -мезона.

Вместо безразмерной К. в. α_s в КХД часто используется размерный параметр Λ , входящий в выражение