

нуклонов и гиперонов или октет псевдоскалярных π -, K -, η -мезонов) и т. д. (см. *Элементарные частицы*). Кроме того, наличие симметрии ароматов требует, чтобы лагранжиан эффективного взаимодействия адронов был инвариантом группы $SU(n)$, что в значительной мере определяет его форму.

Существование симметрии ароматов и наличие адронных мультиплетов объясняются тем, что адроны составлены из кварков неск. видов: u , d , s , c , b и S . в. кварков всех видов одинаково. Мезоны составлены из кварка и антикварка, а барионы — из трёх кварков. Напр., π^+ -мезон имеет структуру (ud) , а протон — (uud) . Каждый вид кварков характеризуется массой и ароматом — квантовым числом, сохраняющимся в S . в. В пределе точной симметрии массы адронов, входящих в один мультиплет, должны совпадать. Нарушение симметрии объясняется различием масс кварков разл. ароматов ($m_u < m_d < m_s < m_c < m_b$). Это нарушение сравнительно невелико, если разности масс кварков малы по сравнению с масштабом энергий, характерных для S . в. по порядку величины равным $(0,2-1,0)\text{ГэВ}$ [что соответствует характерным расстояниям $r = (0,2-1,0) \cdot 10^{-13}$ см]. Такое условие лучше всего выполняется для наиб. лёгких u -, d -кварков, и поэтому изотопич. инвариантность, обусловленная u , d -симметрией, нарушена в наим. степени. Она реализуется с точностью в неск. процентов, так что поправки к ней находятся на уровне ожидаемых эл.-магн. поправок. При наличии более тяжёлого s -кварка нарушение адронной симметрии более существенно (на уровне десятков процентов), но всё же $SU(3)$ -симметрия (симметрия между u -, d -, s -кварками) очень полезна. Более высокие симметрии сильно нарушены из-за больших масс c -, b -кварков.

Сущест. роль в S . в. играет также киральная симметрия, характерная, вообще говоря, для безмассовых фермионов и обусловленная тем, что в пределе нулевой массы можно независимо преобразовывать левые (L) и правые (R) кварки, т. е. состояния со спином, направленным по импульсу и против него. Киральной симметрии отвечает группа $SU(n)_L \times SU(n)_R$. Она может проявиться в S . в. в той мере, в какой массы кварков, входящие в исходный лагранжиан теории (т. е. токовые массы), малы по сравнению с характерной энергетич. шкалой S . в. Лёгкие кварки u , d и в значительной мере s -кварк удовлетворяют этому условию. Однако, согласно совр. представлениям, киральная симметрия S . в. спонтанно нарушена (помимо её явного нарушения массами кварков). Поэтому не наблюдаются мультиплеты, k -рые состояли бы из близких по массе адронов и являлись бы линейными представлениями группы $SU(n)_L \times SU(n)_R$, объединяя в один мультиплет адроны с разл. чётностью. Вместо этого должны появляться *голдстоуновские бозоны*. Их роль играют здесь псевдоскалярные мезоны, т. е. π -мезоны группы $SU(2)$ и с меньшей точностью π -, K -, η -мезоны группы $SU(3)$. Массы этих мезонов обусловлены лишь малыми токовыми массами кварков, т. е. явным нарушением киральной симметрии. Это объясняет, почему псевдоскалярные мезоны (в первую очередь π -мезоны) значительно легче др. адронов.

Низкоэнергетич. взаимодействия псевдоскалярных мезонов можно описать с помощью эфф. кирально-инвариантного (с точностью до массовых поправок) лагранжиана. Псевдоскалярные поля, входящие в этот лагранжиан, преобразуются при киральных преобразованиях нелинейным образом. Особое положение занимает при этом синглетный псевдоскалярный η' -мезон, масса k -рого велика и k -рый даже приближённо нельзя считать голдстоуновским бозоном. Его характеристики обусловлены аксиальной аномалией и структурой физ. вакуума.

Форма низкоэнергетич. мезонного лагранжиана диктуется киральной симметрией и характером её нарушения. При учёте соотношения алгебры токов и аксиаль-

ного тока частичного сохранения такой лагранжиан позволяет вычислять длины рассеяния псевдоскалярных мезонов и характеристики их распадов. Барионы при этом выступают как солитоны (см. *Скирма модель*).

В жёстких процессах, обусловленных S . в. на малых расстояниях, проявляется также приближённая масштабная симметрия (скейлинг), т. е. инвариантность относительно растяжения координат (или импульсов) — масштабная инвариантность. Эта симметрия также спонтанно нарушена. Более ясное понимание механизма спонтанного нарушения киральной и масштабной симметрий достигается в КХД.

Квантовая хромодинамика как теория сильного взаимодействия. С 1970-х гг. в физике утвердилась новая микроскопич. теория S . в. — КХД. Согласно этой теории, S . в., k -рое, в частности, удерживает кварки в адронах, обусловлено наличием у кварков специфич. цветовых степеней свободы (дополнительно к ароматам). Каждый кварк может находиться при этом в трёх физически эквивалентных цветовых состояниях, или, как говорят, имеет три цвета. Антикварки обладают тремя «дополнительными» цветами («антицветом»). S . в. разгруппируется в цветовом пространстве и не различает ароматов (в то время как эл.-магн. и слабое взаимодействия определяются лишь ароматами кварков безотносительно к их цвету). Взаимодействие кварков осуществляется посредством восьми безмассовых векторных (глюонных) полей, слабые возбуждения k -рых (отдельные их кванты) наз. *глюонами*. При этом в свободном состоянии наблюдаются только бесцветные адроны, в k -рых цвета составляющих их кварков и антикварков скомпенсированы.

В основу КХД положен принцип локальной цветовой симметрии, k -рый утверждает, что можно независимо изменять цветовые состояния отд. кварков. Это возможно, разумеется, лишь при наличии глюонного поля, способного принять на себя избыточный цвет. Эквивалентность разл. цветовых состояний формулируется математически как инвариантность (точная) относительно преобразований цветовой группы $SU(3)_c$, причём параметры групповых преобразований могут зависеть от точек пространства-времени. Такие теории наз. *калибровочными*. Принцип локальной калибровочной инвариантности позволяет однозначно фиксировать лагранжиан хромодинамики, k -рый подобен электродинамич. лагранжиану, но учитывает цветовые степени свободы. В результате напряжённости глюонного поля отличаются от напряжённостей электрич. и магн. полей электродинамики дополнительными нелинейными по калибровочному полю членами. Наличие нелинейных членов, необходимых для калибровочной инвариантности КХД, приводит к самодействию глюонов. Др. словами, глюоны обладают *цветовыми зарядами* (в отличие от фотонов, не обладающих электрич. зарядами). Это, в свою очередь, приводит к наиб. важному свойству КХД — эффекту *антиэкранировки* заряда, k -рый означает, что *эффективный заряд* кварков и глюонов велик на больших расстояниях и становится малым при уменьшении расстояний. Вследствие этого свойства S . в. на малых и больших масштабах оказываются совершенно различными. На малых расстояниях или при больших передаваемых импульсах [больше $(2-3)\text{ГэВ}$] эфф. цветовой заряд стремится к нулю. Это свойство получило назв. *асимптотической свободы*. Кварки и глюоны на малых расстояниях ведут себя как почти свободные частицы, и все процессы с их участием можно рассчитывать по теории возмущений, непосредственно используя исходный лагранжиан КХД. Массы кварков u , d , s при этом малы (токовые массы: $m_u \approx 4$ МэВ, $m_d \approx 7,5$ МэВ, $m_s \approx 150$ МэВ), так что в первом приближении ими можно пренебречь. Из-за малости масс и слабости взаимодействия на малых расстояниях имеют место приближённые киральная и масштабная симметрии.