

нения опытных данных у взаимодействий различных типов обнаруживались глубокие («не лежащие на поверхности») родственные свойства. На основе этих родственных свойств выдвигались гипотезы о сближении и даже объединении взаимодействий различных типов. Две такие гипотезы получили широкое признание и позволили сделать ряд оправдавшихся предсказаний, т. е. стали теориями. Это — теория Вайнберга — Салама (1967), в которой объединены слабые и электромагнитные взаимодействия, а также теория, получившая название квантовой хромодинамики, в которой различные проявления сильных взаимодействий сводятся к взаимодействию так называемых кварковых и глюонных полей. При этом обе теории имеют почти одинаковые математические формулировки (см. §§ 7, 8).

8. Почти все элементарные частицы нестабильны. Частиц, стабильных в свободном состоянии, существует всего девять: протон, электрон, фотон, а также антипротон, позитрон и четыре сорта нейтрино. Многие частицы имеют времена жизни, колоссальные по сравнению с характерным временем пролета 10^{-23} с. Так, нейтрон живет 11,7 мин, мюон — 10^{-6} с, заряженный пион — 10^{-8} с, гипероны и каоны — 10^{-10} с. Как мы увидим ниже, все эти частицы распадаются только за счет слабых взаимодействий, т. е. были бы стабильными, если бы слабых взаимодействий не существовало. Еще меньшее время (порядка 10^{-16} с) существуют нейтральный пион и эта-мезон. Распад этих частиц обусловлен электромагнитными взаимодействиями. Наконец, существует большое количество частиц, времена жизни которых столь близки к времени пролета, что многие из них частицами можно считать с большой натяжкой. Эти частицы называются *резонансами*, так как они регистрируются не непосредственно, а по резонансам на кривых зависимости различных сечений от энергии, примерно так же, как, например, уровни ядер идентифицируются по резонансам в сечениях ядерных реакций. Многие резонансные состояния часто трактуются как возбужденные состояния нуклонов и некоторых других частиц.

§ 2. Законы сохранения

1. По трем причинам законы сохранения играют в физике элементарных частиц несравненно большую роль, чем в любом другом разделе физики.

Первая причина состоит в том, что для элементарных частиц сейчас не существует сколько-нибудь последовательной теории, но хорошо соблюдаются законы сохранения.

Представим себе, что мы не знаем ни уравнений Ньютона, ни даже (что еще более сблизит эту ситуацию с той, которая имеет место в теории элементарных частиц) дифференциального и интегрального исчисления, но знаем законы сохранения энергии, импульса, момента и центра инерции. Ясно, что при таком состоянии теории тяготения в работах по небесной механике законы сохранения занимали бы главенствующее положение.

Второй причиной является обилие законов сохранения в мире элементарных частиц. Как мы увидим дальше, существует целый

ряд законов сохранения, которые проявляются только в мире элементарных частиц и не играют никакой роли в явлениях привычного нам макроскопического мира.

Наконец, третьей, столь же важной, как и две первые, причиной является то, что при переходе к микромиру законы сохранения начинают действовать более эффективно. Именно, если в макромире законы сохранения только запрещают, то в микромире они еще и разрешают все процессы, не подпавшие под запрет. Иначе говоря, *в микромире все, что не запрещено полной совокупностью законов сохранения, должно обязательно совершаться*. Микроскопический чемодан не может годами лежать на микроскопическом шкафу, а свалится на пол под действием квантовых флуктуаций. С частным проявлением этого общего правила мы уже встречались в теории α -распада (гл. VI, § 3) при рассмотрении просачивания α -частицы сквозь кулоновский барьер. Для ядра эффект кулоновского барьера может быть очень большим за счет того, что квантовые поправки к движению α -частицы в тяжелом ядре малы. Но взаимодействие элементарных частиц — процесс существенно квантовый, так что факторы запрета барьерного типа всегда малы. Только что описанное свойство законов сохранения в микромире не раз эффективно использовалось в физике элементарных частиц. Если какой-либо процесс был разрешен всеми известными законами сохранения и все же не наблюдался, то это означало, что он не до конца понят. Как мы увидим ниже, именно на этом пути была открыта новая элементарная частица — мюонное нейтрино.

2. В этом пункте мы сделаем несколько замечаний о смысле законов сохранения. Сначала эти законы понимались просто как эмпирические закономерности. Однако универсальность и точность соблюдения этих законов ясно показывают, что они должны иметь какое-то глубокое физическое обоснование. Еще более разительным фактом является «живучесть» законов сохранения. Закон сохранения энергии был открыт в эпоху классической физики. Но он остался и в теории относительности, и в квантовой механике, пережив коренную ломку многих понятий и законов, казавшихся незыблемыми и даже самоочевидными.

Понимание физического смысла законов сохранения началось несколько десятков лет назад. Сейчас можно считать установленным, что *каждый закон сохранения связан с какой-либо симметрией законов природы*. Например, из однородности пространства, т. е. из того, что результат любого опыта не зависит от места его проведения, следует закон сохранения импульса. Наиболее прямо это утверждение (как и связь любой симметрии с соответствующим ей законом сохранения) выводится в квантовой теории *). Интуи-

*) В основе квантовой теории лежит постулат о том, что состояние физической системы описывается волновой функцией (сейчас часто называемой вектором состояния), подчиняющейся принципу суперпозиции, и этого оказывается доста-

тивно связь однородности пространства с законом сохранения импульса ясна из того, что, пока пространство однородно, частицы движутся в нем свободно, т. е. с сохранением импульса. Если же на пути частицы возникает неоднородность (внешнее поле или просто подставленный палец), то импульс частицы изменится, т. е. перестанет сохраняться. Связи такого рода между законами сохранения и симметрией физических законов установлены для многих, но все еще далеко не для всех известных законов сохранения.

В следующем пункте мы перечислим все известные законы сохранения и укажем, с какими симметриями они связаны.

В заключение же этого пункта сделаем еще одно замечание общего характера о важности законов сохранения для науки в целом. Мы привыкли подчеркивать изменчивость окружающего нас мира. Но не надо забывать и о том, что говорить об изменениях можно лишь на фоне чего-то неменяющегося. Основу для такого неизменного фона в физике и дают законы сохранения.

3. Классификация законов сохранения основана на их физической природе. Все законы сохранения можно разделить на три группы.

В первую группу входят законы сохранения, связанные с геометрией четырехмерного пространства-времени. Однородность времени приводит к закону сохранения энергии E . С однородностью пространства связан закон сохранения импульса P . Трехмерное пространство не только однородно, но и изотропно, т. е. его свойства одинаковы во всех направлениях. Из этой изотропии вытекает закон сохранения полного момента количества движения M . Далее, в четырехмерном пространстве-времени равноправны все инерциальные системы координат. Это равноправие тоже является симметрией и приводит к закону сохранения центра инерции X . К этим четырем законам сохранения в квантовой теории добавляются еще два, связанных с симметрией пространства относительно различных отражений координатных осей. Мы уже говорили в гл. VI, § 4 об инвариантности относительно отражений пространственных осей. Мы отложим подробное рассмотрение геометрических отражений до п. 9, а сейчас лишь укажем, что с ними связаны два независимых закона сохранения, соответствующих отражениям в пространстве и во времени.

Ко второй группе мы отнесем точные законы сохранения зарядов. Все эти законы аналогичны закону сохранения электрического заряда. Любой физической системе приписываются целочисленный заряд каждого сорта, причем каждый заряд аддитивен и сохраня-

точно для вывода законов сохранения. В классической механике утверждения об описании состояния набором физических величин для вывода законов сохранения недостаточно. Необходимо еще принять существование функции Лагранжа (или Гамильтона).

ется. Таких зарядов сейчас известно пять: электрический заряд Q , барионный заряд B , лептонный заряд L , второй лептонный заряд L' , отличающий, например, мюон от электрона, и третий лептонный заряд L'' , отличающий недавно открытый τ -лептон от электрона и мюона.

Физический смысл симметрии, связанной с каждым из этих зарядов, пока не выяснен. Загадочным свойством остается и целочисленность всех зарядов.

Наконец, к третьей, несколько разнородной, группе мы отнесем законы сохранения, выполняющиеся не для всех, а лишь для некоторых видов фундаментальных взаимодействий. Все эти законы сохранения уже не точные, а приближенные. Исследование таких приближенных законов сохранения показывает, что разные взаимодействия обладают разной степенью симметрии: чем сильнее взаимодействие, тем более оно симметрично, т. е. тем большее количество законов сохранения для него выполняется.

Наиболее точными из приближенных законов являются законы сохранения странности S и шарма C , справедливые как для сильных, так и для электромагнитных взаимодействий, но нарушаемые слабыми взаимодействиями. Странность и шарм являются целочисленными аддитивными величинами типа заряда. Часто вместо странности вводят несколько другую эквивалентную ей величину, называемую гиперзарядом Y .

В гл. V, § 6 мы уже рассмотрели закон сохранения изотопического спина при взаимодействии нуклон — нуклон. Этот закон справедлив для сильных взаимодействий всех частиц. Сохраняющимися величинами являются полный изотопический спин T и его проекция T_z на изотопическую ось z .

Полный изотопический спин сохраняется только в сильных взаимодействиях. Проекция T_z сохраняется еще и в электромагнитных взаимодействиях. Ниже увидим, что величина T_z выражается через Q , B и S , т. е. не является независимым интегралом движения.

Среди приближенных интегралов движения следует указать зарядовую четность, соответствующую симметрии законов природы относительно операции C зарядового сопряжения, при котором изменяются знаки всех зарядов. Зарядовое сопряжение сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, но нарушается слабыми. Кроме зарядовой четности существуют еще другие приближенные законы сохранения, соответствующие симметриям относительно операций типа отражений. Однако эти законы не независимы, а получаются комбинированием уже перечисленных. Сюда относятся, например, четность P и G -четность.

В табл. 7.2 перечислены интегралы движения с указанием физического смысла и взаимодействий, для которых справедлив соответствующий закон сохранения. О спонтанно нарушенных симметриях см. п. 10.

Таблица 7.2. Интегралы движения в физике элементарных частиц

Тип закона сохранения	№ №	Название	Обозначение	Физическое происхождение	В каких взаимодействиях сохраняется *)
Законы, имеющие геометрическое происхождение	1	Энергия	E	Однородность времени	Во всех
	2	Импульс	P	Однородность пространства	» »
	3	Момент	M	Изотропность пространства	» »
	4	Центр инерции	X	Равноправие инерциальных систем отсчета	» »
	5	Закон, связанный с отражением пространственных осей	CP	Право-левая симметрия пространства	Почти во всех (**)
	6	Закон, связанный с отражением времени	T	Симметрия относительно изменения знака времени	
Заряды	7	Электрический	Q	Неизвестно	Во всех
	8	Барионный	B	»	» »
	9	Лептонный	L	»	» »
	10	Второй лептонный	L'	»	» » (***)
	11	Третий лептонный	L''	»	» » (***)
	12	Странность (гиперзаряд) ****)	S ($Y=B+S$)	Неизвестно	В сильных и электромагнитных
	13	Шарм	C	»	То же
Приближенные интегралы движения	14	Полный изотопический спин	T	Изотопическая симметрия	В сильных
	15	Зарядовое сопряжение *****)	C	Неизвестно	В сильных и электромагнитных
	16	(четность) (G -четность) Спонтанно нарушенные	(P) (G)	» » »	В сильных Нарушены всегда

Примечания к таблице:

*) Мы не будем обсуждать гравитационные взаимодействия, поскольку они не играют роли в структуре элементарных частиц (по крайней мере на расстояниях, доступных экспериментальному исследованию сейчас и в ближайшем будущем). Укажем лишь, что любые искажения геометрии внутри частицы, исчезающие на больших расстояниях, не повлияют на законы сохранения энергии, импульса, момента и центра инерции, но в принципе могут повлиять на законы сохранения, связанные с отражениями, и на законы сохранения, не имеющие геометрического происхождения.

**) В 1964 г. было экспериментально обнаружено нарушение законов сохранения, связанных с отражениями координатных осей (см. § 8, п. 9).

***) Сохранение второго и особенно третьего лептонных зарядов наблюдалось в ограниченном числе экспериментов и установлено с небольшой точностью.

****) Скобками отмечены законы сохранения, не являющиеся независимыми.

*****) По сложившимся традициям буквой C обозначается как зарядовое сопряжение, так и шарм, буквой T как операция отражения во времени, так и полный изотопический спин. Смысл этих обозначений в книге всюду ясен из контекста.

Теперь мы можем перейти к более подробному рассмотрению отдельных законов сохранения.

4. Рассмотрение начнем с законов, имеющих геометрическое происхождение.

Как известно (см. гл. I, § 2), полная энергия частицы (и вообще любой замкнутой системы) в теории относительности $E_{\text{рел}}$ записывается в виде

$$E_{\text{рел}} = \frac{Mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (7.7)$$

где v — скорость частицы. При $v = 0$ эта энергия обращается не в нуль, а в

$$E_0 = Mc^2.$$

Кроме полной энергии $E_{\text{рел}}$ часто используется еще понятие кинетической энергии E :

$$E = E_{\text{рел}} - Mc^2, \quad (7.8)$$

обращающейся в нуль при $v = 0$. При малых скоростях ($v \ll c$) величина E переходит в нерелятивистскую кинетическую энергию $Mv^2/2$. Именно включение энергии покоя в энергетический баланс делает возможным процессы рождения и поглощения элементарных частиц.

В нерелятивистской теории кроме закона сохранения энергии существует еще закон сохранения массы (не имеющий геометрического происхождения). Возникает вопрос, во что переходит этот закон в теории относительности. На этот вопрос не так просто ответить, потому что релятивистское обобщение этого закона неоднозначно. Если под массой понимать массу покоя, то мы приходим к выводу, что закон сохранения массы в теории относительности перестает быть справедливым. Если под массой понимать массу

$$\frac{M}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

движущегося тела, то закон сохранения массы в теории относительности остается справедливым, но сливается с законом сохранения энергии. В обоих толкованиях мы получаем, что переход к теории относительности, казалось бы, ведет к уменьшению числа законов сохранения на один. В следующем пункте, однако, мы покажем, что в теории относительности существует независимый от закона сохранения энергии точный закон сохранения, переходящий в закон сохранения массы в нерелятивистском пределе, так что общее число законов сохранения одинаково в релятивистской и нерелятивистской теориях.

Закон сохранения импульса при переходе к теории относительности меняется лишь в том отношении, что зависимость импульса от скорости приобретает вид

$$P = \frac{Mv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (7.9)$$

Момент количества движения M некантовой частицы имеет одинаковую форму

$$M = [r, p]$$

как в релятивистской, так и в нерелятивистской механике.

Учет квантовых свойств не меняет вида законов сохранения энергии и импульса. Что же касается момента количества движения, то тут учет квантовых закономерностей проявляется в двух отношениях. Во-первых, в том, что момент квантуется, и, во-вторых, в том, что частица может иметь собственный момент — спин. Интересным свойством спинового момента количества движения является то, что в релятивистской теории он поворачивается при преобразовании Лоренца. Ось этого поворота спина перпендикулярна импульсу частицы и относительной скорости систем отсчета. Спин свободной частицы не меняется при ее свободном движении.

Закон сохранения центра инерции является следствием равноправия инерциальных систем отсчета, равномерно движущихся друг относительно друга. В литературе нет единого мнения в вопросе об определении релятивистского центра инерции. Этот вопрос, однако, не так важен, как может показаться, поскольку для приложений нужно лишь уметь переходить в систему отсчета, в которой центр инерции покоится, а эта система однозначно определяется равенством нулю полного импульса P исследуемой физической системы. Положение же центра инерции X при $P = 0$ становится полностью неопределенным, так как при любом определении должно выполняться соотношение неопределенностей $\Delta X \cdot \Delta P \leq \hbar/2$ для компонент X и P вдоль любой оси.

Законы сохранения, возникающие благодаря симметрии законов природы относительно отражений пространственных и временных осей, мы рассмотрим ниже в п. 9.

Подчеркнем, что выполнение законов сохранения энергии, импульса, момента и центра инерции обеспечивается макроскопической структурой пространства-времени на больших расстояниях от изучаемых частиц. Никакие искажения геометрии внутри частиц на эти законы сохранения не повлияют. И если в каких-то реакциях с элементарными частицами вдруг будет установлено несохранение, скажем, момента, то это послужит указанием не на изменение геометрии внутри частицы, а на необходимость пересмотра основных положений квантовой теории.

5. В понятии электрического заряда заложены два свойства, вообще говоря, не связанных одно с другим. Во-первых, электрический заряд является аддитивной сохраняющейся величиной. Во-вторых, он представляет собой константу, характеризующую интенсивность взаимодействия заряженной частицы с электромагнитным полем. В физике элементарных частиц слово «заряд» всегда понимается в его первом значении. Как уже было отмечено в п. 3,

в настоящее время известны пять строго сохраняющихся зарядов: электрический Q , барионный B , лептонные L, L', L'' . Замечательным свойством всех этих зарядов является их целочисленность. Не наблюдались частицы с дробными значениями любого из зарядов. Каждый из зарядов может принимать как положительные, так и отрицательные значения:

$$Q, B, L, L', L'' = \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots \quad (7.10)$$

Электрический заряд Q здесь измеряется в единицах элементарного заряда e . Сохранение зарядов и их целочисленность до сих пор остаются эмпирическими фактами, не получившими более глубокого обоснования.

Роль законов сохранения зарядов сводится к запрещению процессов с изменением величины хотя бы одного из суммарных зарядов. Например, распад дейтрона d на положительный пион π^+ и γ -квант не запрещен законом сохранения электрического заряда, но запрещен законом сохранения барионного заряда, так как дейтрон обладает барионным зарядом $B = 2$, а положительный пион имеет нулевой барионный заряд:

$$d \text{ --- } \rightarrow \pi^+ + \gamma. \quad (7.11)$$

Закон сохранения барионного заряда запрещает нуклонам и гиперонам распадаться на более легкие частицы — пионы, электроны, позитроны, γ -кванты. Этот закон сохранения относится к числу наиболее точно проверенных по крайней мере при низких энергиях. В проводившихся глубоко под землей для экранирования от фона космических лучей опытах пытались обнаружить самопроизвольный распад протона. Опыты дали отрицательный результат и показали, что если протон нестабилен, то время его жизни не менее 10^{30} лет.

Сохранение лептонного заряда подтверждается отсутствием в природе процесса двойного β -распада. Напомним, что при обычном β -распаде (см. гл. VI, § 4) в ядре один из нейтронов превращается в протон с испусканием электрона и антинейтрино:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}.$$

Лептонный заряд равен нулю для нуклонов, единице для электрона и минус единице для антинейтрино, так что при обычном β -распаде лептонный заряд сохраняется. При двойном β -распаде в протоны должны переходить два нейтрона. Если бы не было закона сохранения лептонного заряда, то двойной β -распад мог бы идти без участия антинейтрино. Все опыты по обнаружению двойного β -распада дали отрицательный результат:

$$n + n \text{ --- } \rightarrow p + p + e^- + e^-. \quad (7.12)$$

Так, для нижнего предела времени жизни ядра неодима ${}_{60}\text{Nd}^{150}$ получилось 10^{18} лет, в то время как расчетное время (полученное

в теории без сохранения лептонного заряда) меньше на 2—3 порядка. Наконец, существование второго лептонного заряда следует из того, что отрицательный мюон не распадается на электрон и γ -квант:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma. \quad (7.13)$$

Конечное состояние обладает лептонным зарядом, равным единице. Это означает, что лептонный заряд мюона имеет другое значение (равен нулю). С другой стороны, по ряду причин мюон должен обладать каким-то дополнительным зарядом, кроме электрического. Этот заряд и есть второй лептонный.

Частицы, не обладающие электрическим зарядом, называются нейтральными. В дополнение к этому в физике элементарных частиц вводится понятие *истинно нейтральной частицы*, у которой равны нулю все без исключения сохраняющиеся заряды. Так, нейтрон является нейтральной, но не истинно нейтральной частицей, потому что он обладает барионным зарядом, равным единице. Примерами истинно нейтральных частиц являются γ -квант и η -мезон. Рождение и поглощение истинно нейтральных частиц не запрещено никакими законами сохранения зарядов.

Для каждой не истинно нейтральной частицы существует ее античастица. У частицы и античастицы массы равны, а все заряды противоположны. Например, если у протона $Q = 1$, $B = 1$, то у антипротона $Q = -1$, $B = -1$. Поэтому у пары частица — античастица равны нулю все суммарные заряды, т. е. такая пара является истинно нейтральной системой. Именно поэтому любая частица может родиться в паре со своей античастицей при достаточно большой энергии столкновения двух каких угодно частиц.

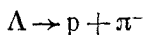
В заключение этого пункта отметим, что закон сохранения барионного заряда принимает более простую форму при переходе к низким энергиям столкновений. В нерелятивистской ядерной физике нет процессов рождения нуклон-антинуклонных пар и превращения нуклонов в гораздо более тяжелые частицы — гипероны. Поэтому закон сохранения барионного заряда становится законом сохранения числа нуклонов (т. е. массового числа A). Если же мы перейдем к еще более низким энергиям, не превышающим, скажем, нескольких кэВ, то мы попадем в область атомной физики, физики агрегатных состояний и химических реакций. Во всех этих явлениях не только сохраняется число нуклонов, но и не происходит никаких ядерных превращений, т. е. не меняются ядерные дефекты массы. Изменения же масс покоя за счет химических энергий связи ничтожны и лежат вне пределов точности измерений масс. Поэтому в нерелятивистской физике закон сохранения барионного заряда переходит в закон сохранения суммарной массы.

6. Очень похожа на заряд *странность*, величина, появившаяся в физике элементарных частиц в середине пятидесятых годов. Подобно заряду странность S является величиной аддитивной и целочисленной. Но странность сохраняется не во всех, а лишь в сильных и электромагнитных взаимодействиях. В слабых взаимодействиях странность может меняться. «Обычные» частицы, такие как нуклоны, электроны, пионы, имеют странность, равную нулю. Частицы, обладающие ненулевой странностью, называются *странными*. К странным частицам относятся гипероны и каоны. Сохранение странности в сильных и электромагнитных взаимодействиях проявляется в процессах рождения и распадов странных частиц. Странные частицы с большой интенсивностью рождаются при достаточно высокоэнергичных столкновениях обычных частиц. При этом рождаются странные частицы парами. Например, при столкновении двух протонов наблюдается рождение Λ -гиперона и положительного каона K^+ :



Сохранение всех зарядов в этом процессе соблюдается. Например, барионный заряд как слева, так и справа равен двум (для гиперонов $B = 1$, а для каонов $B = 0$). Что же касается странности, то $S = +1$ для положительного каона и $S = -1$ для Λ -гиперона. Таким образом, суммарная странность справа также равна нулю, и закон сохранения странности не препятствует протеканию процесса за счет сильных взаимодействий, т. е. с большой интенсивностью. В то же время одиночное рождение странных частиц (т. е. частиц с ненулевой странностью) не наблюдается.

С другой стороны, распады странных частиц на обычные идут очень медленно. Странные частицы живут примерно 10^{-10} с — время колоссальное, если его сравнивать с характерным для элементарных частиц временем пролета 10^{-22} — 10^{-23} с. Такие большие времена жизни объясняются именно тем, что, например, при распаде того же Λ -гиперона на протон и отрицательный пион



странность не сохраняется, так что процесс идет только за счет слабых взаимодействий. При этом оказывается, что слабые взаимодействия изменяют странность с трудом. Именно, в распадах, обусловленных слабыми взаимодействиями, странность если и меняется, то не более чем на единицу:

$$\Delta S = \pm 1, 0. \quad (7.15)$$

Сохранение странности в сильных и электромагнитных взаимодействиях, равно как и ее изменение по правилу отбора (7.15), прекрасно согласуется с опытными фактами и позволило сделать ряд

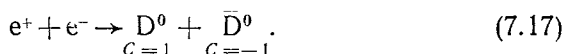
оправдавшихся предсказаний. Но физический смысл приближенного закона сохранения странности до сих пор не понят.

Вместо странности часто используется гипер-заряд Y , определяемый соотношением

$$Y = B + S. \quad (7.16)$$

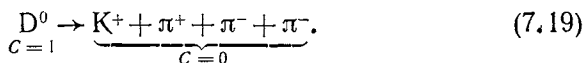
Так как барионный заряд аддитивен, целочислен и сохраняется, то гиперзаряд обладает теми же свойствами, что и странность, но имеет иную, чем у странности, величину для частиц с ненулевым барионным зарядом.

7. Двойником странности является шарм (используется еще эквивалентный термин «очарование»). Шарм C , так же как и странность, аддитивен, целочислен, сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и может изменяться в слабых взаимодействиях. «Шармированных» (т. е. обладающих ненулевым шармом) частиц известно очень мало. Открытые шармированные частицы имеют нулевой барионный заряд и называются D -мезонами. Подобно странным частицам D -мезоны с заметной интенсивностью рождаются при столкновении обычных частиц. Закон сохранения шарма в сильных и электромагнитных взаимодействиях проявляется в том, что шармированные частицы (как и странные) рождаются только парами с нулевым суммарным шармом. Например,



Массы шармированных частиц относительно велики. Самый легкий шармированный мезон D^0 имеет массу 1,863 ГэВ, что в два раза превышает массу нуклона. Для того чтобы рождение пары D -мезонов оказалось энергетически возможным, сталкивающиеся обычные частицы должны обладать суммарной энергией $E_{\text{кин}} > 3,926$ ГэВ. При таких высоких энергиях открыто огромное число неупругих каналов с рождением одной или нескольких обычных частиц (например, от одного до двадцати с лишним пионов). Выделение из этих многочисленных каналов нужного и является главной трудностью экспериментального изучения шармированных частиц.

Нарушение сохранения шарма в слабых взаимодействиях проявляется в том, что шармированная частица распадается на нешармированные. Например,



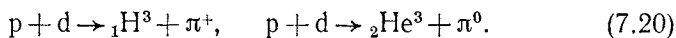
О том, что распады (7.18), (7.19) происходят именно за счет слабых взаимодействий, свидетельствует довольно большое значение (порядка 10^{-13} с) времени жизни D^0 -частицы, особенно если учесть,

что при этих распадах выделяется значительная энергия, превышающая 1 ГэВ.

Существование шарма было предсказано теоретически за несколько лет до его экспериментального обнаружения.

8. В гл. V, § 6 мы уже говорили об изотопическом спине нуклонов и изотопической инвариантности ядерных сил. В физике элементарных частиц понятие изотопического спина обобщается на все сильно взаимодействующие частицы. Например, пиону приписывается изотопический спин $T = 1$. Положительный, нейтральный и отрицательный пионы считаются состояниями одной и той же частицы с проекциями изотопического спина, равными соответственно 1, 0, -1 . Изотопический спин системы частиц полагается равным векторной сумме изотопических спинов частиц, входящих в систему. Векторное сложение изотопических спинов производится так же, как и сложение обычных моментов количества движения. Например, система нуклон — пион может иметь изотопический спин $1/2$ и $3/2$, потому что изотопические спины нуклона и пиона равны соответственно $1/2$ и 1, и при векторном сложении таких моментов в сумме может получиться только либо $1/2$, либо $3/2$.

Конечно, введение изотопического спина само по себе ни к какой новой физике не приводит. Вспомним, однако, что в ядерных силах между нуклонами изотопический спин сохраняется. Обобщением ядерных сил являются сильные взаимодействия элементарных частиц. Оказывается, что закон сохранения изотопического спина справедлив для любых сильных взаимодействий, но нарушается электромагнитными и другими взаимодействиями. Этот закон, конечно, имеет определенное физическое содержание. Так, из него сразу следует, что массы частиц с одинаковым полным изотопическим спином должны мало различаться между собой (при отсутствии электромагнитных и слабых взаимодействий массы должны были бы совпадать). И действительно, например, массы заряженных и нейтральных пионов различаются всего лишь на несколько процентов. Закон сохранения изотопического спина проявляется и в ядерных реакциях. Для примера рассмотрим две реакции рождения пионов:



В этих реакциях изотопический спин в начальном состоянии равен половине, так как изоспин протона — половина, а изоспин дейтрона — нуль. Системы же тритон — пион и ${}_2\text{He}^3$ — пион могут находиться в состояниях с изотопическим спином как $1/2$, так и $3/2$. Из закона сохранения спина следует, что в реакции должно участвовать состояние с изоспином, точно равным половине. Расчет по теории сложения угловых моментов показывает (нам этот результат придется принять на веру), что конечное состояние с изоспином половина является суперпозицией состояний ${}_1\text{H}^3 + \pi^+$ и ${}_2\text{He}^3 + \pi^0$,

причем статистические веса этих состояний относятся как 2 : 1. Очевидно, что таким же должно быть и отношение сечений этих двух реакций. Экспериментальное отношение этих сечений равно 2,13, что хорошо подтверждает сохранение изотопического спина в сильных взаимодействиях. То, что различие между теоретической и экспериментальной величинами составляет несколько процентов, указывает на несохранение изоспина в электромагнитных взаимодействиях. Сохранение изотопического спина в сильных взаимодействиях элементарных частиц подтвердилось в большом количестве реакций с различными частицами. Не наблюдалось ни одного примера, противоречащего этому закону.

Укажем на изменение, а точнее, на обобщение смысла третьей компоненты T_z изотопического спина (см. гл. V, § 6) при переходе от нуклонов ко всей совокупности сильно взаимодействующих частиц. Для нуклонов величина T_z выражалась через электрический заряд Q :

$$Q = T_z + 1/2 \quad (\text{для нуклонов}).$$

Для всех адронов эта связь принимает более общий вид:

$$Q = T_z + 1/2(B + S + C) \quad (\text{для всех адронов}). \quad (7.21)$$

По аналогии с законом сохранения изотопического спина было предложено несколько других законов сохранения, связанных с так называемыми «высшими симметриями», о которых мы расскажем ниже в § 7.

9. Своеобразной является группа законов сохранения, связанная с различного рода отражениями. Все операции отражений имеют два общих свойства. Во-первых, будучи произведено два раза подряд, отражение возвращает физическую систему в исходное состояние. Во-вторых, отражение является существенно дискретной операцией. Чтобы пояснить второе свойство, укажем, что, например, поворот на 180° вокруг какой-либо оси хотя и удовлетворяет первому свойству, но отражением не является, так как непрерывным уменьшением угла поворота это преобразование может быть переведено в поворот на нуль градусов, т. е. в тождественное или, как говорят в теории групп, в единичное преобразование.

Наиболее наглядным примером операции отражения является геометрическое зеркальное отражение относительно какой-либо плоскости. Геометрический (с точки зрения четырехмерного пространства-времени Минковского) характер носит также отражение оси времени. Примером негеометрического отражения может служить операция зарядового сопряжения C , меняющая знаки всех (не только электрических) зарядов, т. е. превращающая все частицы в соответствующие античастицы.

Уравнения движения, вообще говоря, могут как обладать, так и не обладать симметрией относительно тех или иных отражений. Если такая симметрия имеется, то в классической некантовой физике отсюда следует вывод о том, что если замкнутая физическая система обладала симметрией относительно рассматриваемого отражения (кроме отражения времени, о котором см. ниже) в начальный момент времени, то эта симметрия будет сохраняться во все последующие моменты. Например, зеркально симметричная физическая система должна сохранять свою симметрию, если такой симметрией обладают и уравнения движения.

В дополнение к этой симметрии протекания процессов в квантовой физике из симметрии уравнений движения относительно любого отражения (кроме отражения времени) следует еще закон сохранения некоторой физической величины, называемой четностью. Существует несколько видов четностей. Каждому отражению (опять-таки кроме отражения времени) соответствует своя четность. Любая четность любой физической системы может быть равна только либо единице, либо минус единице. В соответствии с квантовомеханическим принципом суперпозиции возможны состояния с неопределенной четностью, являющиеся когерентной смесью состояний с четностями, равными единице и минус единице.

В отличие от остальных сохраняющихся величин, четность не аддитивна, а мультипликативна, т. е. четность сложной системы равна не сумме, а произведению четностей подсистем.

Симметрия уравнений движения относительно отражения времени проявляется по-своему, не так, как другие симметрии, поскольку при изменении знака времени начальное и конечное состояния физической системы меняются местами. Другой характерной особенностью отражения времени является то, что ему в квантовой теории не соответствует никакого закона сохранения.

Перечислим теперь основные операции отражений с указанием их свойств.

Операция P состоит в изменении знаков импульсов всех частиц. Часто операция P не совсем точно называется пространственным отражением. По отношению к этой операции симметричны сильные и электромагнитные взаимодействия, но не симметричны слабые. Отражению P соответствует физическая величина P -четность (см. гл. II, § 9), иначе называемая *пространственной четностью* или просто *четностью*, поскольку в течение долгих лет другие величины типа четности не были известны. Закон сохранения P -четности и следующие из него правила отбора мы уже рассматривали в гл. IV, § 2, п. 5.

Операция C (не путать с шармом, который тоже обозначают через C) зарядового сопряжения состоит в изменении знаков всех без исключения зарядов. По отношению к этой операции также симметричны сильные и электромагнитные взаимодействия и несим-

метричны слабые. С симметрией относительно зарядового сопряжения связан закон сохранения физической величины, называемой *зарядовой четностью*. Зарядовая четность, конечно, сохраняется только в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Закон сохранения зарядовой четности имеет крайне ограниченную область применимости, так как определенной зарядовой четностью могут обладать только истинно нейтральные физические системы, у которых равны нулю все заряды. Частицы, обладающие ненулевыми зарядами, имеют неопределенную зарядовую четность. Поэтому действие закона сохранения зарядовой четности в заряженных системах проследить практически невозможно.

Фотон как истинно нейтральная частица обладает определенной зарядовой четностью, равной -1 . Так как четность, как мы уже говорили, мультипликативна, то система четного числа фотонов зарядово четна, а система нечетного числа фотонов зарядово нечетна. Поэтому в электромагнитных процессах невозможно превращение одного фотона в два и вообще нечетного числа фотонов — в четное и наоборот. Это ограничение (теорема Фарри) играет важную роль в квантовой электродинамике (см. § 6).

Операция T (не путать с изотопическим спином, который также принято обозначать через T), называемая *временным отражением*, состоит в изменении знаков всех импульсов и моментов количества движения. Кроме того, под действием T вектор состояния переходит в комплексно сопряженный. Симметрия относительно отражения T не ведет к закону сохранения некоторой четности (из-за содержащейся в T операции комплексного сопряжения). Однако симметрия относительно T проявляется в соблюдении принципа детального равновесия (см. выше, гл. IV, § 3, п. 6). В сильных и электромагнитных взаимодействиях принцип детального равновесия выполняется с точностью, не меньшей 1%. В слабых взаимодействиях по причинам, излагаемым ниже, следует ожидать отдельных нарушений принципа детального равновесия.

Кроме перечисленных операций P , C , T существует еще ряд других операций отражений, уже не являющихся независимыми. Эти операции определяются как произведения перечисленных выше независимых отражений. Например, комбинированной инверсией называется операция отражения, при которой меняют знаки все импульсы и все заряды, т. е. частицы переходят в античастицы. Соответственно этому комбинированная инверсия обозначается через CP . Величина CP , очевидно, сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях; эта величина сохраняется почти во всех слабых процессах. Небольшие нарушения сохранения CP наблюдаются только в распадах нейтральных каонов (см. § 8, п. 9).

Легко понять, что операция CPT состоит в изменении знаков моментов количества движения и зарядов. Импульсы при этой операции не меняются, так как обращение знаков импульсов опера-

циями P и T компенсируют друг друга. Симметрия относительно операции CPT в любых взаимодействиях строго доказывается в квантовой теории поля (CPT -теорема Людерса — Паули). Поэтому, например, из симметрии относительно CP следует симметрия относительно T , а из несохранения операции C в слабых взаимодействиях следует асимметрия слабых взаимодействий относительно операции PT изменения знаков всех моментов количества движения.

С операциями отражений связан вопрос о симметрии самого пространства-времени относительно отражений. Например, симметрично ли пространство относительно зеркальных отражений? Несводимых друг к другу отражений в четырехмерном пространстве-времени существует три: отражение I_S всех пространственных осей, отражение I_t оси времени и отражение I_{st} всех четырех осей. Другие операции отражения сводятся к этим трем. Например, отражение оси z (т. е. зеркальное отражение в плоскости xy) сводится к отражению I_S с поворотом на 180° вокруг оси z . Очевидно, что при отражении I_S меняют знаки импульсы, при отражении I_t — импульсы и моменты, а при отражении I_{st} — моменты. На этом основании раньше молчаливо полагалось, что операции I_S , I_t , I_{st} идентичны соответственно P , T и PT . Постепенно, однако, становилось понятным, что надо еще определить, как ведут себя при разных отражениях заряды. Например, если заряды при отражении времени меняют знаки, операцией I_t будет не T , а CT . Описанное в гл. VI, § 4 открытие несохранения четности в β -распаде привело к тому, что отражению I_S стали сопоставлять не P , а CP . Отличить, при каких отражениях меняют или не меняют знаки заряды, можно, изучая сохранение различных операций, потому что из симметрии пространства-времени относительно операций отражений I_S , I_t , I_{st} следует точное сохранение этих операций во всех взаимодействиях. Современная ситуация в этом вопросе такова. Согласно CPT -теореме операция CPT строго сохраняется и тем самым соответствует операции I_{st} , так что при отражении всех четырех осей заряды меняют знаки. Операциям I_S , I_t до недавних лет сопоставлялись соответственно комбинированная инверсия CP и отражение T . После 1964 г. в этом вопросе возникла неясность в связи с открытием несохранения CP в распадах нейтральных каонов (см. § 8, п. 9). Так как операцию I_S можно сопоставлять либо P , либо CP и так как обе последние операции оказались несохраняющимися, то возникает подозрение, что само пространство не обладает право-левой симметрией.

Для полноты упомянем еще одну операцию отражения, играющую важную роль в теории сильных взаимодействий. Эта операция состоит из зарядового сопряжения C и поворота на 180° вокруг изотопической оси y (см. гл. V, § 6). Физическая величина, соответствующая симметрии относительно этой операции, называется G -четностью. Очевидно, что G -четность сохраняется только в сильных взаимодействиях. Поворот вокруг второй изотопической оси меняет знак третьей компоненты T_z изотопического спина. Из-за этого в соответствии с (7.20) рассматриваемая операция не меняет электрического заряда при $B + S = 0$, в частности, у пиона. Это дает возможность приписать пиону определенное значение G -четности, оказывающееся отрицательным. Отсюда следует важное для теории сильных взаимодействий утверждение о невозможности превращения четного числа пионов в нечетное под влиянием сильных взаимодействий.

10. В п. 2 было сказано, что каждый закон сохранения является следствием определенной симметрии законов природы. Конкретно симметрия законов природы проявляется в соответствующей симметрии уравнений движения для рассматриваемых физических систем. В этом пункте мы коснемся вопроса о симметрии самих физических систем.

Если уравнение движения обладает какой-либо симметрией, то оно может иметь и решения, обладающие той же симметрией. Например, если распределение электрического заряда в теле сферически симметрично, то, ничего не решая, можно утверждать, что и электрическое поле $E(x)$, создаваемое этим распределением зарядов, также будет сферически симметричным.

Однако симметрично поставленная задача может иметь и асимметричные решения. Более того, может оказаться, что асимметричное решение имеет наименьшую энергию, т. е. является устойчивым. Например, рассмотрим Вселенную, равномерно и достаточно плотно заполненную атомами Na и Cl. Устойчивым состоянием такой Вселенной при нулевой температуре будет монокристалл, имеющий гранецентрированную кубическую решетку, изображенную на рис. 7.1. Это состояние явно анизотропно, несмотря на то, что исходные уравнения движения изотропны.

Заметим, что симметрия этих исходных уравнений проявляется в двух отношениях. Во-первых, низшее устойчивое состояние вырождено: состояние, полученное из исходного любым поворотом системы кристаллографических осей, также будет устойчивым состоянием. Во-вторых, при повышении температуры выше точки плавления изотропия состояния восстановится — кристалл превратится в изотропную жидкость. Эти два свойства являются общими для всех явлений спонтанного нарушения симметрии.

Дадим общие определения. Состоянием со спонтанным нарушением симметрии называется такое устойчивое состояние физической системы, симметрия которого ниже симметрии уравнений (и граничных условий), описывающих это состояние. Напомним, что симметрия по определению тем выше, чем больше количество преобразований, относительно которых симметрия имеет место.

Главные свойства спонтанного нарушения симметрии таковы:

а) Состояние со спонтанно нарушенной симметрией обязательно вырождено. Именно, любое преобразование симметрии, относительно которого уравнения (с граничными условиями) инвариантны, а решение — нет, переводит это решение в другое, той же энергии.

б) Изменением какого-либо параметра (температура, давление) спонтанное нарушение симметрии можно снять.

Примеры спонтанного нарушения симметрии: кристалл, ферромагнетик, сверхпроводник.

Приведем еще один механический пример спонтанного нарушения симметрии. Рассмотрим движение некантовой нерелятивистской материальной точки в силовом поле с потенциальной энергией

$$U(r) = -ar^2 + br^4, \quad (7.22)$$

где $b > 0$. Это поле явно сферически симметрично. Уравнения для экстремума потенциальной энергии

$$\partial U(r)/\partial r = 0$$

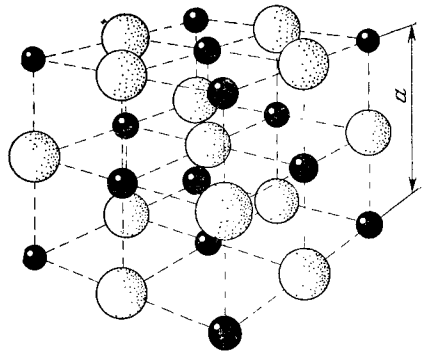


Рис. 7.1. Гранецентрированная кубическая решетка хлористого натрия.

при $a > 0$ имеют симметричное решение $\mathbf{r} = 0$ и несимметричные решения

$$\mathbf{r}(\mathbf{n}) = \mathbf{n}a/2b, \quad (7.23)$$

где \mathbf{n} — любой единичный вектор. При этом симметричное решение соответствует локальному максимуму $U(\mathbf{r})$, т. е. неустойчивому положению покоящейся в этой точке частицы. В точках же (7.23) энергия $U(\mathbf{r})$ минимальна. Покоящаяся в такой точке частица находится в устойчивом состоянии по радиальному движению и в состоянии безразличного равновесия по движению по сфере.

Таким образом, в низшем энергетическом состоянии $\mathbf{p} = 0$, $\mathbf{r}(\mathbf{n}) = \mathbf{n}a/2b$ имеет место спонтанное нарушение симметрии. При уменьшении параметра a до значений $a < 0$ решение (7.23) исчезает, а решение $\mathbf{r} = 0$ становится минимумом. Спонтанное нарушение симметрии снимается.

В физике элементарных частиц состоянием со спонтанно нарушенной симметрией считается вакуум. В современной теории вакуум — не пустота, а состояние квантовой материи с наименьшей плотностью энергии. В упомянутых в § 1, п. 7 объединенной теории слабых и электромагнитных взаимодействий и в единой кварк-глюонной теории сильных взаимодействий спонтанное нарушение вакуума является одним из краеугольных камней. В этих теориях исходные уравнения для этой квантовой материи обладают существенно более высокой симметрией, чем вакуумное решение. Спонтанное нарушение симметрии вакуума является довольно сильным и имеет место для всех типов взаимодействий. Даже различие интенсивности сильных и электромагнитных взаимодействий получается как эффект спонтанного нарушения. Тем не менее, как будет видно ниже, особенно в § 7, п. 4, «остатки» этих исходных или, как их часто называют, высших симметрий убедительно проявляются во многих аспектах. На основе высших симметрий было сделано много оправдавшихся фундаментальных предсказаний (существование Ω -бариона (§ 4, п. 5), спектр шармония (§ 7, п. 5), существование слабых нейтральных токов и т. д.). Поэтому гипотеза о спонтанном нарушении симметрии вакуума пользуется всеобщим признанием, даже несмотря на то, что ее сколько-нибудь последовательная количественная трактовка до сих пор отсутствует.

§ 3. Классификация элементарных частиц

1. В этом пункте мы перечислим физические величины, характеризующие различные элементарные частицы. Как мы увидим, у элементарных частиц довольно много различных характеристик, причем среди них трудно выделить основную (подобную атомному номеру в периодической системе Менделеева). Это обстоятельство затрудняет классификацию элементарных частиц.

Основные характеристики элементарных частиц таковы: 1) масса m ; 2) спин J ; 3) электрический заряд Q ; 4) барионный заряд B ; 5) лептонные заряды L, L', L'' ; 6) странность S ; 7) шарм C ; 8) изотопический спин T ; 9) четность P ; 10) время жизни τ ; 11) статистика. Для полноты отметим, что у элементарных частиц существует и ряд других характеристик, таких как: 12) G -четность; 13) CP -четность; 14) зарядовая четность; 15) магнитный момент; 16) среднеквадратичный радиус распределения электрического заряда и т. д.

Изучаются также непрерывные характеристики, описываемые уже не дискретными числами, а функциями, например, распределения зарядов и магнитных моментов в частицах.

Мы видим, что список физических величин, характеризующих элементарную частицу, отличается от аналогичного перечня для