

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Я. Б. Зельдович, Развитие теории античастиц,
заряды элементарных частиц и свойства тяжё-
лых нейтральных мезонов,
УФН, 1956, том 59, номер 3, 377–398

<https://www.mathnet.ru/ufn12801>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользова-
тельской соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.168

17 мая 2025 г., 11:47:55



УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ АНТИЧАСТИЦ, ЗАРЯДЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И СВОЙСТВА ТЯЖЁЛЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ

Я. Б. Зельдович

1. ЧАСТИЦЫ И АНТИЧАСТИЦЫ

Предсказанное Дираком существование позитрона — античастицы электрона — навсегда вошло в историю физики как крупнейшее достижение теории.

Путь к правильному пониманию соотношения между частицами и античастицами был нелёгким. Уравнение Дирака, правильно описывающее свойства электрона, было установлено в 1929 г. Это уравнение, удовлетворяющее требованиям теории относительности, приводило к выводу, что электрон может находиться как в состояниях с положительной энергией, так и в состояниях с отрицательной энергией: в теории относительности

$$E^2 = (m_0 c^2)^2 + p^2 c^2$$

(E — энергия, m_0 — масса покоя, p — импульс, c — скорость света) и при извлечении корня получается два знака

$$E = \pm \sqrt{(m_0 c^2)^2 + p^2 c^2}.$$

Первые несколько лет продолжались попытки избавиться от состояний с отрицательной энергией, запретить их; можно указать на Шредингера, как автора одной из таких попыток. Однако, как показал И. Е. Тамм, без уровней с отрицательной энергией теория Дирака явно не полна, не описывает таких важнейших явлений, как рассеяние света свободными электронами (комpton-эффект).

Дирак сделал второй шаг, введя представление о том, что в нормальном состоянии все уровни с отрицательной энергией заполнены. Благодаря принципу Паули это означает, что свободные электроны с $E > 0$ не могут упасть в занятые состояния с $E < 0$.

Недостаток одного электрона среди состояний с отрицательной энергией («дырка») воспринимается экспериментально как единственный положительный заряд.

Первоначально Дирак предполагал, что таким образом можно описать протон. Однако расчёты показали, что такой взгляд с неизбежностью приводит в атоме водорода к падению электрона в состояние с отрицательной энергией.

Вскоре после этого был открыт экспериментально позитрон и подробно изучен процесс образования пар $e^+ + e^-$ и обратный процесс аннигиляции позитронов с электронами. Отметим попутно, что некоторые более тонкие детали процесса (разная вероятность аннигиляции и разное число образующихся гамма-квант при параллельных и антипараллельных спинах электрона и позитрона) были выявлены лишь сравнительно недавно, в 1947—1949 гг. в работах И. Я. Померанчука¹, Л. Д. Ландау² и Е. М. Лифшица³ (см. также⁴).

С открытием позитрона выявилась полная симметрия между частицами и античастицами. Стало понятно, что представление об электронах, как «частицах в собственном смысле слова» и позитронах, как «дырках» в заполненном электронами фоне, условно. С тем же успехом можно назвать частицей позитрон, а электрон назвать дыркой в фоне, заполненном позитронами.

Таким образом выкристаллизовалось представление о симметрии всех законов природы относительно двух знаков электрического заряда. Появилось понятие о зарядовом сопряжении — мысленном преобразовании, при котором все частицы превращаются в античастицы, а античастицы превращаются в частицы, так что все электрические заряды и магнитные моменты, а также электромагнитные поля меняют знак.

При этом уравнения, описывающие движение системы (в любом приближении) в классической, в квантовой и в релятивистской теории должны оставаться неизменными, должны быть инвариантны относительно зарядового сопряжения. Подробно и строго вопрос о зарядовом сопряжении на страницах УФН рассмотрен в статье И. С. Шапиро⁵.

Окружающий нас мир явно не является зарядово симметричным: материя вокруг нас содержит огромное количество электронов, тогда как позитроны образуются лишь в весьма специальных условиях, в космических лучах, в явлениях, связанных с радиоактивным распадом, или на ускорителях. В обычных условиях, например в воздухе, электрон стабилен, а позитрон через короткое время аннигилирует. Следует подчеркнуть, однако, что это обусловлено несимметрией начальных условий: воздух содержит электроны, но не позитроны. В вакууме, где симметричны и начальные условия, электроны и позитроны одинаково стабильны, в полном соответствии с симметрией уравнений.

Следующий важный шаг был сделан Паули и Вайскопфом в 1934 г. Они развили релятивистскую теорию заряженных частиц

со спином 0. Теория Паули и Вайскопфа описывает, например, π^+ и π^- мезоны. При этом обнаружилось большое сходство в поведении частиц со спином 0 (π^+ мезонов) и со спином $1/2$ (электронов и позитронов) в электромагнитных полях. Формулы для образования пар $\pi^+ - \pi^-$ гамма-квантом, формулы для вероятности аннигиляции пары $\pi^+ - \pi^-$ с образованием двух γ -квантов и т. п. отличаются лишь малосущественными численными множителями от формул для электронов и позитронов.

Но частицы со спином 0 подчиняются статистике Бозе («бозоны»), а не Ферми; принцип Паули к ним не приложим! Следовательно, представления о заполненном фоне и дырках не обязательны для того, чтобы объяснить существование частиц и античастиц с типичными явлениями рождения пар и их аннигиляции. «Фон» и «дырки», с современной точки зрения, — это строительные леса, которые сыграли свою роль исторически в процессе возведения здания, и стали теперь ненужными. Они только мешают воспринимать гармонию готового здания и должны быть убраны в настоящее время.

Первоначально теория строилась по образцу квантовой механики одной частицы; в элементарной квантовой механике рассматривается движение частицы, переход частицы из одного состояния в другое. Поэтому и теория рождения пар сперва строилась как теория перехода частицы из одного состояния (с отрицательной энергией) в другое состояние, с положительной энергией.

Вслед за квантовой механикой частицы была развита теория систем с переменным числом частиц; такая теория необходима, в частности, для строгого описания испускания и поглощения света, т. е. рождения и исчезновения световых квантов. В эту теорию так называемого вторичного квантования большой вклад внесли работы В. А. Фока. Теория вторичного квантования была применена и к таким частицам, как электроны и позитроны.

В современном изложении теории не рассматриваются состояния с отрицательной энергией электронов, зато сразу вводится существование позитрона — частицы, зарядовоспряжённой с электроном. Во все выражения, где фигурирует возникновение электрона, рядом вводится уничтожение позитрона.

Попытаемся пояснить характер формул, не прибегая к математическим выкладкам.

В нерелятивистской теории движение электрона характеризуется матричным элементом.

$$M = A \times (\text{уничтожение электрона в начальном состоянии}) \times (\text{рождение электрона в конечном состоянии}), \quad (1)$$

причём входят только состояния с положительной энергией (A зависит от внешнего поля и пропорционально заряду электрона).

В теории Дирака M естественно обобщается как

$$M = A \times (\text{уничтожение электрона в начальном состоянии с положительной или отрицательной энергией}) \times (\text{рождение электрона в конечном состоянии с положительной или отрицательной энергией}). \quad (\text{II})$$

Наконец, в современной записи

$$M = A \times (\text{уничтожение электрона в начальном состоянии или рождение позитрона в конечном состоянии}) \times (\text{рождение электрона в конечном состоянии или уничтожение позитрона в начальном состоянии}), \quad (\text{III})$$

причём снова рассматриваются только состояния с положительной энергией. Легко убедиться, что в теории Дирака (II) и в современной записи (III), выбирая в каждой скобке одну из двух возможностей, мы получим всего 4 варианта, описывающие следующие четыре физических процесса:

- 1) движение электрона,
- 2) аннигиляцию пары $e^+ - e^-$,
- 3) рождение пары $e^+ - e^-$,
- 4) движение позитрона.

Если известны свойства электрона, то известна величина A ; следовательно, теория предсказывает и все свойства позитрона.

При применении теории Дирака (II), даже рассматривая один электрон, необходимо помнить о принципе Паули и заполненном «фоне». В современной записи в этом нет нужды. Рассматриваются лишь электроны и позитроны с положительной энергией. В основу теории теперь положен принцип зарядовой симметрии (симметрии законов природы относительно зарядового сопряжения). В такой теории все наблюдаемые факты, относящиеся к рассеянию света, рождению и аннигиляции пар и т. д., получаются в полном согласии с опытом (и с предыдущей теорией Дирака) без введения искусственных понятий отрицательной энергии, фона, дырок. В новой теории прозрачно ясна полная аналогия между фермионами (например, e^+ , e^-) и бозонами (например, π^+ , π^-).

Идейное развитие в этой области завершилось, в основном, 20 лет назад. Законный вопрос — уместно ли на страницах УФН напоминание о таких ставших классическими результатах. Существенно новые теоретические выводы, относящиеся к тяжёлым нейтральным мезонам, будут изложены только во второй части статьи.

Но и в области классической теории частиц и античастиц за последние годы получен ряд важных экспериментальных результатов, свидетельствующих о том, что эта область продолжает привлекать интерес, а также о плодотворности принципа зарядовой симметрии.

Сюда относится, прежде всего, экспериментальное доказательство точного равенства масс электрона и позитрона. После того как в работе 1951 г.⁶ получился результат, противоречащий симметрии ($m_{e^+} = 0,998 m_{e^-}$), более точные измерения 1953 г.⁷ восстановили истину ($m_{e^+} - m_{e^-} = (-26 \pm 71) 10^{-6} m_e$). Зарядовая симметрия подтверждается со всей доступной на опыте точностью и для мезонов. Приводим последние данные о массах и временах распада^{8, 9, 10, 47}:

Частица	Масса, m_e	Время жизни (среднее)
π^+	$273,3 \pm 0,2$	$2,55 \cdot 10^{-8}$
π^-	$272,74 \pm 0,27$	$2,92 \pm 0,32 \cdot 10^{-8}$
μ^+	$206,9 \pm 0,2$	$2,22 \pm 0,02 \cdot 10^{-6}$
μ^-	$206,9 < m_\mu < 208,9$	

Важнейший результат 1955 г. — открытие антипротона группой Сегре на 6-Бэв ускорителе¹¹. Существование антипротона \bar{p} было предсказано давно; оно является настолько очевидным и неизбежным следствием принципа зарядовой симметрии, что трудно даже установить, кем и когда впервые было высказано это предсказание.

В какой-то мере косвенным, но всё же конкретным подтверждением представления об антинуклонах явился распад π^0 . Напомним, что существование нейтрального π -мезона, π^0 , было предсказано Кеммером, исходя из зарядовой независимости ядерных сил; теория, в которой фигурируют только заряженные π^+ и π^- мезоны, не согласуется с опытом (см. Бете, УФН¹²).

Казалось, что нейтральный π^0 не должен взаимодействовать с электромагнитным полем. Однако Оппенгеймер заметил, что π^0 может виртуально (с временным нарушением закона сохранения энергии) рождать пару протон — антипротон, способную аннигилировать с испусканием двух гамма-квантов. Таким образом с помощью представления об антипротоне был предсказан распад $\pi^0 = 2\gamma$, вскоре после этого найденный экспериментально.

Такое косвенное подтверждение существования антипротона ещё не было достаточно убедительным. Интервал времени между предсказанием антипротона и его наблюдением в 1955 г. был слишком велик и у некоторых теоретиков нервы не выдерживали — в последние годы появились попытки построить теорию без антипротона. Сейчас теория зарядовой симметрии полностью восторжествовала.

Тот факт, что до пуска мощного ускорителя не удавалось наблюдать антипротоны \bar{p} в космических лучах, естественно объясняется малой вероятностью образования \bar{p} даже в тех столкновениях,

в которых энергия падающей частицы достаточно велика. Дело в том, что с рождением пары $\bar{p}-p$ в этих столкновениях конкурирует более вероятное рождение большого числа π -мезонов. Согласно статистической теории Ферми, при столкновениях, энергия которых во много раз больше энергии, необходимой для рождения одной пары, число антинуклонов, образующихся в момент соударения, становится того же порядка, что и число мезонов. Однако, по замечанию Померанчука, в таких столкновениях взаимодействие продолжается в ходе расширения и охлаждения сгустка мезонов, нуклонов и антинуклонов, образовавшегося в самый момент столкновения. К моменту прекращения взаимодействия, когда достигнут тот окончательный состав сгустка, который будет наблюдён экспериментатором, вероятность того, что антипротон уцелеет, невелика. Усовершенствованная советскими учёными статистическая теория подробно изложена на страницах УФН¹³. По оценкам Сегре при энергии бомбардирующих протонов, на 10—15% превышающей порог реакции $p+p \rightarrow Zp+\bar{p}$, сечение образования \bar{p} не превышает $1/400$ полного сечения ядерного взаимодействия.

На очереди в настоящее время экспериментальное обнаружение антинейтрона \bar{n} . Есть все основания полагать, что \bar{n} рождаются в тех же условиях и примерно в том же количестве, что и \bar{p} . Однако та техника отклонения магнитным полем, которая позволила определить знак заряда и массу \bar{p} , неприменима к \bar{n} . Антинейтрон необходимо будет идентифицировать по его ядерным взаимодействиям. На вопрос «что такое антинейтрон» часто отвечают, что это есть нейтральная частица с массой, равной массе нейтрона, но с противоположным знаком магнитного момента, подобно тому как \bar{p} отличается от p отрицательным знаком электрического заряда. Такое определение нельзя назвать ошибочным, но оно является весьма неполным, говорит о некотором частном свойстве и не упоминает главное, наиболее существенное.

В действительности важнейшим общим свойством антинуклонов — \bar{p} и \bar{n} — является их способность аннигилировать с нуклонами. Попадая в какое-либо ядро, антинуклон аннигилирует с одним из нуклонов ядра, при этом выделяется энергия, эквивалентная удвоенной массе нуклона (плюс кинетическая энергия движения антинуклона). Эта энергия расходуется на кинетическую энергию нейтронов и протонов, вылетающих из ядра, и на образование мезонов. В настоящее время уже имеются первые примеры звёзд в фотоэмulsionи, вызванных антипротонами, в которых энергия звезды существенно превышает кинетическую энергию частицы, вызвавшей образование звезды^{11, 14, 44, 45}. Наиболее удобно, чётко и кратко это свойство антинуклонов формулируется с помощью «ядерного заряда»¹⁵.

II. ЯДЕРНЫЙ И НЕЙТРИННЫЙ ЗАРЯД И ЗАКОН ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ МАССЫ И ЭНЕРГИИ

Во всех известных радиоактивных процессах сохраняется полное число нуклонов. С учётом существования антинуклонов закон этот следует дополнить так, что сохраняется разность числа нуклонов минус число антинуклонов. Приписывая каждому нуклону ядерный заряд $+1$ (одинаковый у протона и нейтрона) и антинуклону — ядерный заряд -1 , можно говорить о сохранении полного ядерного заряда в любых процессах. Здесь имеется полная аналогия с электрическим зарядом. Электрический заряд можно огределить как число положительно заряженных частиц (заряд $+e$ каждой) минус число отрицательных частиц (заряд частицы $-e$). Ядерный заряд однозначно приписывается каждой элементарной частице. Так, например, он равен $+1$ для гиперона Λ^0 , распадающегося на $p + \pi^-$ и равен 0 для π -мезонов и θ -мезонов, распадающихся по реакции $\theta = \pi^+ + \pi^-$. Формулировка «сохранение ядерного заряда» заключает в себе невозможность таких процессов как превращение двух или четырёх нейтронов в мезоны — в каком бы то ни было приближении, через любые виртуальные стадии. Сам факт сохранения числа нуклонов общеизвестен, но в связи с открытием гиперонов и антинуклонов полезно дать ему наиболее краткую и удобную форму.

Заметим, что сохранение ядерного заряда имеет прямую связь с вопросом об эквивалентности массы и энергии, который дискутировался на страницах УФН в 1952 г. Начнём с аналогии. Система из 10 электронов имеет электрический заряд $-10e$; в силу сохранения заряда наименее энергетическое состояние системы представляют собой 10 электронов, покоящихся и находящихся на большом расстоянии друг от друга, чтобы уменьшить кулоновскую энергию. В этом состоянии система имеет наименьшую массу, $10 m_e$. При произвольном начальном состоянии системы, масса её M_0 больше чем $10 m_e$. Но отнять от системы, использовать во вне можно только избыток энергии $(M_0 - 10 m_e) c^2$; избыток этот представляет собой кинетическую и кулоновскую энергию электронов. Сохранение электрического заряда не позволяет освободить и реализовать энергию, соответствующую массе покоя электронов. Если взять систему из 9 электронов и 1 позитрона, заряд $-8e$, низшее состояние соответствует 8 электронам с массой $8 m_e$ и часть энергии, соответствующей массе покоя, может быть освобождена*). Наконец, в нейтральной

*) Образование при аннигиляции двух частиц $e^+ + e^-$ двух других частиц — 2γ -квантов, на чём часто настаивают некоторые философы, и не принципиально, так как γ -кванты могут поглощаться без остатка, и не обязательно. Энергия, выделяющаяся при аннигиляции, может целиком превратиться, например, в тепло, т. е. пойти на изменение кинетической энергии стабильных частиц, а не на рождение γ -квантов.

системе из $5e^+ + 5e^-$ может быть освобождена вся энергия, включая энергию, соответствующую всей массе покоя.

Если взять обычное нейтральное вещество, например 1 г водорода, то сохранение электрического заряда не препятствует полной его аннигиляции. Однако сохранение ядерного заряда означает, что такая аннигиляция невозможна, возможны лишь превращения с сохранением числа нуклонов. При этом наименьшим энергетическим состоянием вещества с числом нуклонов, равным числу нуклонов в 1 г водорода ($6,02 \cdot 10^{23}/1,00876$), является $\sim 0,985$ г железа или близких к нему элементов, как это следует из измерений дефектов масс. Выделение энергии при превращении 1 г водорода в 0,985 г железа соответствует 0,015 г, т. е. составляет около 10^{19} эрг/г, что приблизительно в 15 раз больше энергии, выделяющейся при делении 1 г урана-235 в ядерном реакторе. Таким образом выделиться может всего около 1,5% энергии, соответствующей массе покоя. Повидимому, именно это обстоятельство имел в виду В. А. Фок¹⁶, когда писал: «Но подавляющая часть энергии (и соответствующая ей масса покоя) в превращениях обычно не участвует и сохраняется в отдельности». Только в системе, состоящей из электронов и позитронов или мезонов, или равного числа нуклонов и антинуклонов, т. е. в системе, в которой не только электрический, но и ядерный заряд равен нулю, возможно полное освобождение энергии, соответствующей массе покоя. В такой системе выделения энергии на 1 г более чем в 1000 раз превысило бы выделение энергии при делении 1 г урана-235. Какое-либо практическое применение таких систем, повидимому, безнадежно не только потому, что для их приготовления потребовалось бы количество электроэнергии, во много раз превышающее энергию аннигиляции. Дело ещё в том, что практически трудно себе представить практически приемлемый способ накопления и хранения антинуклонов, при котором они не аннигилировали бы тут же, вблизи аппарата, в котором они получают.

Возвращаясь к основной теме статьи, скажем, что основное отличие протона и антипротона, нейтрона и антинейтрона заключается в знаке ядерного заряда, а не в знаке электрического заряда или магнитного момента. В качестве иллюстрации можно привести ещё пример атома водорода H, в состоянии со спином 0. Такой атом можно рассматривать как элементарную частицу, электрически нейтральную и без магнитного момента.

«Антиводород» \bar{H} , состоящий из антипротона и позитрона, также нейтрален и не имеет магнитного момента. Но ведь это не означает тождества H и \bar{H} ! В вакууме каждая из этих частиц стабильна, но при соприкосновении с обычным веществом H остаётся стабильным, а \bar{H} немедленно аннигилирует. Это очевидное различие между H и \bar{H} удобнее всего сформулировать так, что H имеет ядерный заряд

∓ 1 , а \bar{N} — заряд -1 , N и \bar{N} не нейтральны по ядерному заряду, а «обычное» вещество имеет положительный ядерный заряд.

Симметрия законов природы относительно зарядового сопряжения подразумевает одновременное изменение знака всех зарядов. При этом e^- переходит в e^+ , p в \bar{p} , n в \bar{n} , N в \bar{N} . Частицы, нейтральные как по электрическому, так и по ядерному заряду (γ -кванты и π^0 -мезоны) превращаются при этом сами в себя. Заметим, что нельзя изменить знак одного из зарядов, не меняя знаков других зарядов. Это видно уже из того, что не существует отрицательно заряженного нуклона (с положительным ядерным зарядом).

Весьма поучителен пример заряженных гиперонов: известны частицы Ξ^+ и Ξ^- с различными знаками электрического заряда, но обе — с положительным ядерным зарядом. Эти 2 частицы не могут аннигилировать друг с другом, не являясь «частицей и античастицей» одна по отношению к другой. Из теории следует, что должны существовать также 2 частицы с отрицательным ядерным зарядом, $\bar{\Xi}^+$ и $\bar{\Xi}^-$, которые до настоящего времени не наблюдаются. По последним данным (Д. Штейнбергер, доклад на конференции в Москве, май 1956 г.) массы Ξ^+ и $\bar{\Xi}^-$ различны, что также согласуется с тем фактом, что эти две частицы с противоположным электрическим зарядом не являются парой «частица — античастица». В паре «частица — античастица» должны иметь противоположный знак *все* заряды, а не только электрический заряд.

Дважды проделанная операция P зарядового сопряжения, очевидно, возвращает всю систему в первоначальное состояние, так что $P^2 = \mp 1$. При этом для частиц, которые при действии P превращаются сами в себя, операция P может умножать волновую функцию либо на ∓ 1 , либо на -1 , оба варианта совместимы с общим свойством $P^2 = \mp 1$. Таким образом, возникает понятие о зарядовочётных нейтральных частицах $P = \mp 1$ (пример π^0) и зарядовонечётных частицах $P = -1$ (пример γ -квант). К заряженным частицам понятие зарядовой чётности неприменимо, так как при однократном применении P они превращаются в другие частицы. Можно показать, что зарядовая чётность является сохраняющейся величиной*).

Отсюда получается целый ряд строгих правил отбора: например, π^0 -мезон может распасться только на чётное число γ -квант. Зарядовую чётность можно определить и для нейтральной системы частиц. Так, например, «атом», состоящий из π^+ - и π^- -мезонов является, очевидно, чётной или нечётной системой в зависимости от чётности ор-

*) Зарядовая симметрия означает инвариантность гамильтониана H относительно P , откуда следует, что H и P коммутируют, а значит, P есть интеграл движения. Рассматриваемая здесь строгая симметрия относительно зарядового сопряжения не имеет отношения к приближённой, т. е. зарядовой симметрии в ядерной физике малых энергий, связанной с заменой нейтронов протонами и протонов нейтронами («зеркальные ядра»).

битального момента I , так как зарядовое сопряжение превращает π^+ в π^- , а π^- в π^+ , т. е. эквивалентно их пространственной перестановке. В S -состоянии такой атом чётный; он может превратиться в 2γ -кванта или в $2\pi^0$ -мезона, или в $\pi^0 + 2\gamma$ -кванта, но не в $\pi^0 + 1 \gamma$ -квант. Соединение точного принципа зарядовой симметрии и приближённой теории изотопического спина приводит к ряду изящных и важных нестрогих правил отбора; (см. ⁵ и приведённые в ⁵ ссылки).

Для нейтрино априорно нельзя выяснить, приводит ли зарядовое сопряжение к другой частице — антинейтрино (как в случае электрона и позитрона) или антинейтрино совпадает с нейтрино и существует один лишь тип частиц, как в случае π^0 -мезона или γ -кванта. Как было подробно изложено в другой статье в УФН¹⁷, эти два варианта теории нейтрино — так называемые теория Дирака и теория Майорана — приводят к существенно различным предсказаниям относительно процесса двойного β -распада. Появившаяся после обзора¹⁷ работа Маккарти¹⁸, казалось, говорила в пользу теории Майорана, однако, согласно последним измерениям Авшаломо¹⁹ автору не удалось обнаружить двойной β -распад $\text{Ca}^{48} \rightarrow \text{Ti}^{48} + 2e^-$, причём по его оценке чувствительности аппаратуры период распада больше чем $2 \cdot 10^{18}$ лет. Большая группа американских исследователей²⁰ пыталась обнаружить двойной β -распад неодима $150 (\text{Nd}_{150}^{60} \rightarrow \text{Sm}_{150}^{62} + 2e^- + 4,4 \text{ Мэв})$. Они также пришли к отрицательному результату (период распада больше $2 \div 4 \cdot 10^{18}$ лет). Из этих работ следует, что нейтрино и антинейтрино суть различные частицы. В этом случае можно ввести наряду с электрическим и ядерным зарядом третью величину, сохраняющуюся при всех превращениях — нейтринный заряд²¹.

Выбирая должным образом нейтринный заряд электрона и μ -мезона, можно строго запретить процессы, такие как распад $\mu^- = e^- + \gamma$ или $\mu^- + p = n + e^-$, которые действительно не наблюдаются в тщательно поставленных опытах. В менее чёткой формулировке аналогичные результаты независимо получили Конопинский и Махмуд²².

В заключение отметим особое положение электрического заряда.

Закон сохранения электрического заряда был открыт ещё в классической электродинамике безотносительно к электронной теории; электрический заряд тела может быть измерен по электростатическому полю, окружающему тело. Ядерный и нейтринный заряд тела можно измерить только пересчитав все элементарные частицы.

В обычном веществе, не содержащем ни антинуклонов, ни свободных гиперонов и мезонов, приближённой мерой ядерного заряда — числа нуклонов — является масса тела. Вследствие дефекта масс ядер эта мера не вполне точна и в одном грамме водорода меньше

нуклонов по сравнению с 1 г тяжёлых элементов. Отметим, что ядерный заряд не является величиной, характеризующей взаимодействие с мезонами.

Существование нейтринного заряда хотя и представляется вероятным, нуждается в дальнейших экспериментальных подтверждениях. Отметим интересную попытку Маркса установить связь между нейтринным зарядом и константой, характеризующей вероятность процессов, в которых рождаются нейтрино²³.

III. СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ

Новые представления в вопросе об античастицах возникли в 1954—1955 гг. в результате интенсивных экспериментальных и теоретических исследований новых частиц — гиперонов и тяжёлых мезонов. С различных сторон эти исследования уже освещались на страницах УФН^{24, 25, 26}. Поэтому в настоящей статье мы только вкратце напомним читателю те основные факты, которые необходимы для дальнейшего. Все подробности, анализ надёжности экспериментальных данных и библиография будут опущены, поскольку они имеются в упомянутых статьях. Нас интересуют только сведения о нейтральном гипероне Λ_0 и нейтральном мезоне θ^0 . Так как другие частицы здесь не рассматриваются, индекс «0» будет опущен.

Эти частицы характеризуются реакциями распада

$$\Lambda = p + \pi^- + 37 \text{ Мэв}, \quad (1)$$

$$\theta = \pi^+ + \pi^- + 214 \text{ Мэв}. \quad (2)$$

Отсюда масса $\Lambda = 2180 m_e$, масса $\theta = 963 m_e$.

Период распада Λ : $3,7 \cdot 10^{10}$ сек, период θ : $1,5 \cdot 10^{10}$ сек.

Рождение Λ и θ происходит по реакциям

$$\pi^- + p = \Lambda + \theta, \quad (3)$$

$$N + N = \Lambda + \theta + N^*). \quad (4)$$

Рождение одной или двух Λ -частиц без θ потребовало бы значительно меньшей затраты энергии; соответствующие реакции имели бы более низкий порог. Для дальнейшего особенно важно, что Б. Понтекорво и его сотрудники несмотря на нарочитые поиски²⁷ не обнаружили реакций (5) и (6).

$$N + N \neq N + \Lambda, \quad (5)$$

$$N + N \neq \Lambda + \Lambda. \quad (6)$$

Тот факт, что Λ - и θ -частицы рождаются только парами, естественно согласуется с большим их временем жизни.

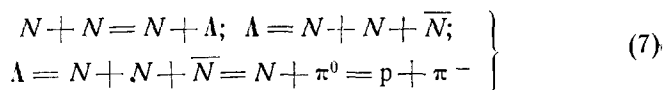
*) N — нейтрон.

К реакциям элементарных частиц применимо подобие алгебры, при которой можно переносить частицу из одной половины равенства в другую, заменяя её на античастицу (см. выше, связь рождения частицы и уничтожения античастицы). Уравнение реакции можно читать слева направо и справа налево в соответствии с принципом обратимости всех процессов или, как его называют в статистике и термодинамике, принципом детального равновесия. При этом отнесённые к одному уровню или к единице объёма в фазовом пространстве вероятности прямой и обратной реакции равны. Практически, если не рассматривать специально энергии, близкие к порогу реакции, сечения прямого и обратного процесса одного порядка.

Известно из опыта, что нуклоны и π -мезоны сильно взаимодействуют между собой. Процессы, совместимые с сохранением электрического и ядерного заряда, которые идут с участием одних только нуклонов и π -мезонов, происходят с сечениями от 10^{-24} до 10^{-27} см². В тех случаях, когда взаимодействие нуклонов и π -мезонов приводит к образованию связанных состояний, энергия связи составляет от нескольких *Мэв* до десятков *Мэв*. Наконец такому сильному взаимодействию соответствуют периоды распада от 10^{-19} сек до 10^{-22} сек*).

В качестве примера укажем на возбуждённое состояние нуклона: это состояние, которому приписывается спин $3/2$ обнаруживается в резонансной форме кривой рассеяния мезонов нуклонами^{8, 12, 28}. Ширина резонанса (около 100 *Мэв*) соответствует времени жизни порядка 10^{-23} сек.

Сильное взаимодействие характеризуется безразмерным числом $g^2/\hbar c$ порядка единицы, поэтому многократное включение сильного взаимодействия соответствует многократному умножению на величину порядка единицы и не меняет существенно сечений процессов и периодов распада. Легко убедиться, что если бы реакция (5) одиночного образования Λ шла с заметным сечением, из неё можно было бы построить схему распада



и следовало бы ожидать периода распада Λ порядка 10^{-20} сек. С помощью тех же рассуждений можно по наблюдаемому времени жизни Λ , равному $3,7 \cdot 10^{-10}$ сек, оценить сечение единичного образования Λ : это сечение должно быть в 10^{10} — 10^{12} раз меньше

*) Оценка периодов справедлива до тех пор, пока не вмешиваются специальные причины, замедляющие распад тяжёлых сложных ядер, например, кулоновский барьер для вылета α -частиц или большой статистический вес возбуждённых тяжёлых ядер, замедляющий испарение нейтронов.

сечения процессов с сильным взаимодействием, т. е. равно по порядку величины 10^{-38} см^2 и недоступно для наблюдения.

Факты медленного распада Λ и θ не являются независимыми, между ними имеется внутренняя связь благодаря тому, что парное рождение Λ и θ — реакции (3) и (4) — соответствует сильному взаимодействию. Можно построить описывающую распад θ цепочку «сильных» виртуальных процессов с одним «слабым», медленным звеном — распадом Λ .

$$\theta = p + \pi^- + \bar{\Lambda} = p + \pi^- + \bar{p} + \pi^+ = \pi^- + \pi^+. \quad (8)$$

В этой цепочке первая (сильная) стадия есть следствие реакции (3), вторая (слабая, медленная) стадия есть распад $\bar{\Lambda}$. По зарядовой симметрии распад $\bar{\Lambda}$ характеризуется таким же слабым взаимодействием, как и распад Λ . Наконец, последняя (сильная) стадия представляет собой взаимодействие нуклонов и π -мезонов.

Если принять предположение, что каждый виртуальный процесс с сильным взаимодействием вносит множитель порядка 1, то отсюда следует равенство — по порядку величины — времени распада Λ и θ .

С тем же успехом можно было бы, считая распад θ первичным процессом, свести к нему распад Λ .

Изложенные точки зрения делают тривиальным отсутствие одиозного рождения Λ (реакции (5)). Однако факт отсутствия парного рождения 2Λ по реакции (6) является совершенно неожиданным и приводит к весьма важным выводам.

Действительно, θ является нейтральной частицей по всем видам зарядов, наподобие π^0 -мезона или γ -кванта. Можно было бы ожидать, что θ при зарядовом сопряжении переходит сама в себя, как π^0 -мезон или γ -квант. В таком случае θ можно переносить с одной стороны равенства на другую и можно построить схему рождения 2Λ из одних сильных взаимодействий:

$$N + N = N + \theta + \Lambda = p + \pi^- + \theta + \Lambda = 2\Lambda. \quad (9)$$

Однако из опыта мы знаем, что такой процесс не идёт²⁷. Следовательно, неправильно сделанное выше умозрительное предположение будто θ при зарядовом сопряжении переходит сама в себя. Необходимо предположить, что есть две различные нейтральные частицы, θ и $\bar{\theta}$, т. е. у θ есть (отличная от самой θ) античастица $\bar{\theta}$.

Понятно, что сам выбор, какую из них называть частицей, а какую античастицей, — является условным. Сохраним название частицы и обозначение θ за той частицей, которая рождается в паре с Λ . Для неё характерно сильное взаимодействие

$$N = \theta + \Lambda. \quad (10)$$

Отсюда следует сильное взаимодействие

$$\bar{\theta} \dagger N = \Lambda. \quad (11)$$

Однако нет сильного взаимодействия

$$\theta \dagger N \neq \Lambda. \quad (12)$$

Таким образом, θ рождается вместе с Λ , но, попадая на ядра, не может рождать следующие Λ .

Чтобы наглядно представить себе внутреннее различие π^\pm , π^0 , θ и $\bar{\theta}$, рассмотрим так называемую поляризацию вакуума этими частицами. Согласно квантовой механике, вследствие взаимодействия с другими состояниями, частица часть времени должна проводить в этих других состояниях. Так π^+ -мезон часть времени проводит в виде комплекса протона и антинейтрона, $p \dagger \bar{n}$. Как известно, Ферми и Янг пытались даже построить теорию, согласно которой π -мезон всегда является такой парой²⁹. Эта теория не привела к количественным результатам, но в ней есть и наглядность, и рациональное зерно — часть времени мезон обязан находиться в состоянии пары нуклон — антинуклон. При этом π^0 -мезон с равной вероятностью даёт пары $p \dagger \bar{p}$ и $n \dagger \bar{n}$. Нуклон-антинуклонные пары, рождаемые в вакууме π -мезонами, находятся в S -состоянии со спином 0. При зарядовом сопряжении очевидно, что пара $p \dagger \bar{p}$ превращается сама в себя, так же как и пара $n \dagger \bar{n}$. Отсюда видно, что при зарядовом сопряжении π^0 превращается сам в себя.

М. А. Марков^{30, 43} распространяет теорию Ферми и Янга на θ мезон; из уравнения (10) следует, что

$$\theta = (N \dagger \bar{\Lambda}).$$

Соответственно зарядовоспряжённая частица

$$\bar{\theta} = (\bar{N} \dagger \Lambda).$$

θ в принципе может превратиться в $\bar{\theta}$, однако такой процесс должен происходить через медленные стадии распада Λ на $p \dagger \pi^-$ и их зарядовоспряжённые и обратные реакции (звёздочки над знаком равенства $\stackrel{*}{=}$ отмечают медленные стадии):

$$\theta = N \dagger \bar{\Lambda} \stackrel{*}{=} N \dagger \bar{p} \dagger \pi^+ = p \dagger \bar{N} \dagger \pi^- \stackrel{*}{=} \Lambda \dagger \bar{N} = \bar{\theta}.$$

В теории Гелл-Манна^{31, 31a, 32}, успешно описывающей образование и распад многих открытых в последнее время частиц, вводится новое квантовое число S (странность). Каждой частице приписывается своё значение S и постулируется, что процессы, идущие с сохранением суммы S , характеризуются сильным взаимодействием. Такие процессы

идут при столкновениях; если возможен распад с сохранением S , то такой распад идёт за время $\sim 10^{-20} - 10^{-23}$ сек, так что соответствующую частицу в свободном состоянии наблюдать не удаётся.

Процессы с изменением суммы S на единицу соответствуют временам распада порядка 10^{-10} сек; при столкновениях, длящихся 10^{-22} сек, такие процессы никогда не наблюдаются.

Наконец, для процессов с изменением суммы S на две единицы и более следовало бы ожидать периода порядка 1 сек, так что практически такие процессы совершенно не наблюдаемы.

Нуклонам и π -мезонам приписывается $S = 0$, гиперону $\Lambda: S = +1$ отсюда для $\theta: S = -1$ и для $\bar{\theta}: S = +1$, в соответствии с реакциями (10) и (11). Для дальнейшего существенно, что взаимное превращение θ и $\bar{\theta}$ точными законами сохранения (сохранения электрического, ядерного или нейтринного заряда) не может быть запрещено. Это превращение по теории Гелл-Манна сопровождается изменением S на две единицы и следовательно не может идти быстро; оно может осуществляться лишь за счёт весьма слабого взаимодействия, но всё же это превращение возможно.

Отклоняясь на время от основной темы, отметим, что экспериментальные данные^{33, 34, 46} (повидимому*), указывают на большой спин Λ -частиц; плоскость распада $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$, как правило, составляет малый угол с плоскостью, в которой произошло рождение Λ -частицы (в системе центра тяжести траектории всех четырёх частиц, принимающих участие в реакции $\pi^+ + p = \Lambda + \theta$, лежат в одной плоскости).

Большой спин Λ должен учитываться в конкретной теории поведения и распада Λ , однако высказывавшиеся раньше гипотезы, которые сводили большую продолжительность жизни Λ исключительно к большому спину без предположений о слабом взаимодействии, повидимому, неправильны. Такие теории не объясняют, почему нет парного рождения 2Λ .

Известно, что Λ -частицы могут входить в состав ядер и распадаются там с заметным временем жизни. Если бы медленность распада свободной Λ -частицы была обусловлена большим моментом, который должен унести сбразующийся при распаде π -мезон, то в ядре распад Λ мог бы идти весьма быстро путём внутренней конверсии^{35, 36} с отдачей энергии и момента другим нуклоном ядра, без образования π -мезона, что не согласуется с опытом.

*) *Примечание при корректуре.* Д. Штейнбергер сообщил на конференции по физике высоких энергий (Москва, май 1956 г.), что его измерения в пузырьковой камере не подтверждают корреляции плоскостей рождения и распада Λ . Причина расхождения с предыдущими работами не выяснена. Экспериментально вопрос о спине Λ остаётся открытым.

Отметим любопытное замечание Даллапорта^{37, 38}, согласно которому вероятность распада Λ и θ характеризуется константой связи того же порядка, что и константа связи процессов с испусканием нейтрино, т. е. β -процесса $N \rightarrow p + e^- + \nu$, захвата μ -мезона, распада μ -мезона. Вводя гипотетическое взаимодействие $\Lambda = N + N + \bar{N}$, приписывая ему такую же константу как и β -процессу и рассматривая распад Λ и θ через эту стадию как виртуальное состояние, Даллапорта получает удовлетворительную оценку времени жизни Λ и θ .

IV. ОСОБЕННОСТИ θ -МЕЗОНОВ

Предыдущие рассуждения показали, что нейтральный мезон θ имеет античастицу $\bar{\theta}$, отличающуюся от самого θ . Из этого факта Гелл-Манн и Пайс³⁹, а также Пайс и Пиччиони⁴⁰ делают весьма интересные выводы, которые будут изложены ниже. Волновая функция θ не является собственной функцией оператора зарядового сопряжения P . Собственными функциями оператора зарядового сопряжения являются симметричная (θ_s) и антисимметричная (θ_a) линейные комбинации

$$\theta_s = \frac{1}{\sqrt{2}} (\theta + \bar{\theta}),$$

$$\theta_a = \frac{1}{\sqrt{2}} (\theta - \bar{\theta}).$$

Обратно, волновую функцию частицы θ с этой точки зрения следует рассматривать как линейную комбинацию θ_s и θ_a

$$\theta = \frac{1}{\sqrt{2}} (\theta_s + \theta_a).$$

Значит, рождение частицы θ в действительности представляет собой с вероятностью $1/2$ рождение θ_s , а с вероятностью $1/2$ рождение θ_a .

В вакууме, в свободном полёте, именно θ_s и θ_a , а не θ и $\bar{\theta}$ следует рассматривать как независимые различные частицы. Так как оператор зарядового сопряжения коммутирует с гамильтонианом, то θ_s и θ_a имеют, вообще говоря, различные (об этом подробно ниже) энергии. Что ещё более важно, θ_s и θ_a должны иметь различные схемы распада.

Повидимому*), спин θ равен 0; очевидно, что спин $\bar{\theta}$, θ_s и θ_a совпадает со спином θ . Пара π^+ - и π^- -мезон в S -состоянии

*) При распаде θ не наблюдается³³ корреляции направления продуктов распада с направлениями частиц, участвующих в рождении θ .

является зарядово-чётной системой. Следовательно, только θ_s может распадаться на π^+ и π^- , тогда как θ_a должен искать других путей распада. Повидимому, период распада θ_a значительно больше периода распада θ_s . Таким образом, Пайс и Гелл-Манн, выдвинувшие эту концепцию, приходят к выводу, что половина θ -мезонов, образующихся вместе с Λ , ускользает от наблюдения.

В следующей работе Пайс и Пиччиони рассматривают подробнее вопрос о ядерном взаимодействии θ -мезонов с учётом соображений о θ_s и θ_a . При попадании θ_s на ядро несобходимо рассматривать θ_s как смесь двух сортов частиц: $\bar{\theta}$, способных с нуклоном дать гиперон*) ($\bar{\theta} + N = \Lambda$), и θ , способных только быть рассеянными, но не рождающих Λ . То же самое относится и к θ_a , которое с точки зрения взаимодействия с ядрами также является смесью θ и $\bar{\theta}$.

В пучке, содержащем оба сорта частиц θ_s и θ_a , для определения количества θ и $\bar{\theta}$ необходимо учитывать фазовые соотношения (в квантовой механике складываются не вероятности, а амплитуды). Следует сперва сложить волновые функции θ_s и θ_a , а затем определить коэффициенты при θ и $\bar{\theta}$ в этой сумме. При рассмотрении распада достаточно было знать, что частица, рождающаяся вместе с гипероном θ , есть смесь двух разных частиц θ_s и θ_a ; для получения полной картины несобходимо помнить соотношение фаз. Теория предсказывает весьма своеобразную картину распада и взаимодействия с веществом θ -мезонов.

Представим себе тонкую мишень бомбардируемую π^- -мезонами; в этой мишени идёт реакция $\pi^- + p = \Lambda + \theta$. Частицы, рождающиеся в мишени, не дают реакции $\theta + N \neq \Lambda$. Таким образом, во второй мишени, поставленной рядом с первой (но так, чтобы π^- -мезоны в неё не попадали), θ -мезоны не вызовут рождение Λ -гиперонов.

Предоставим θ -мезонам возможность пролететь несколько сантиметров в вакууме или в газе, например в камере Вильсона. На этом пути произойдёт практически полный распад θ_s -компоненты ($\theta_s = \pi^+ + \pi^-$), но θ_a -компонента сохранится. Если поставить мишень III из плотного вещества после пути, на котором закончился распад θ_s , то в этой мишени мезоны θ_a уже смогут рождать Λ -частицы за счёт того, что θ_a содержит в себе $\bar{\theta}$ (с вероятностью $1/2$; напомним, что волновая функция $\theta_a = \frac{1}{\sqrt{2}}(\theta - \bar{\theta})$). Перед мишенью III пучок состоит из одних частиц θ_a ; распад θ_s на $\pi^+ + \pi^-$ закончился раньше, распад θ_a на $\pi^+ + \pi^-$ невозможен. Поэтому перед

*) Избыток энергии может быть поглощён другими нуклонами ядра или пойдёт на образование π -мезонов.

мишенью III распады на $\pi^+ + \pi^-$ не происходят. В самой мишени III в результате ядерного взаимодействия из потока θ_a поглощается компонента $\bar{\theta}$, следовательно, на выходе из мишени III в пучке содержится избыток θ над $\bar{\theta}$; такой пучок уже не состоит из одних θ_a , в нём имеется и компонента θ_s^*). После мишени III снова появляются распады на $\pi^+ + \pi^-$, хотя в мишени III имело место только поглощение, но не рождение новых частиц.

Эти своеобразные соотношения можно иллюстрировать аналогией с поведением поляризованного света. Пусть θ и $\bar{\theta}$ соответствуют вертикальному и горизонтальному положению плоскости поляризации; θ_s и θ_a соответствуют плоскостям поляризации, повернутым на 45° (рис. 1)**). Распад соответствует поглощению θ_s компоненты, т. е. поляроиду, повернутому так, что проходит только θ_a . В первоначальном пучке θ нет компоненты $\bar{\theta}$, но после такого поляроида в θ_a компонента $\bar{\theta}$ уже содержится. Взаимодействие с ядрами в мишени III соответствует поляроиду, поглощающему $\bar{\theta}$ и пропускающему θ и т. д.

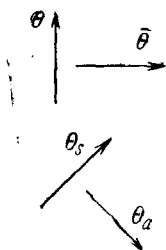


Рис. 1

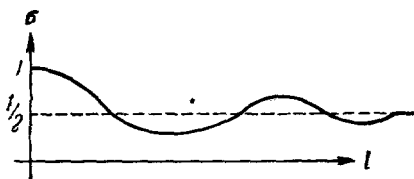


Рис. 2.

Кроме распада θ_s , необходимо ещё учитывать возможную разность масс θ_s и θ_a , эти массы обозначим m_s и m_a . Волновые функции θ_s и θ_a (в системе, в которой эти частицы покоятся) пропорциональны соответственно

$$\exp(im_s c^2 t / \hbar) \quad \text{и} \quad \exp(im_a c^2 t / \hbar).$$

Разность масс в оптической аналогии соответствует двойному лучепреломлению с осями θ_s и θ_a и поворачивает плоскость поляризации пучка, состоявшего в момент рождения из θ . Таким образом, если измерять сечение рождения гиперона в мишени III в зависимости от её расстояния l от места рождения θ (от 1-й мишени) следует ожидать осциллирующего хода кривой. На рис. 2 за единицу принято сечение чистого θ . Асимптотическое значение $1/2$

*) Не только поглощение $\bar{\theta}$, но и рассеяние θ на ядрах вследствие изменения фазы должно вести к образованию θ_s в пучке, первоначально состоявшем только из θ_a .

***) Пайс и Пиччиони пользуются другой системой обозначений и предпочитают θ_s и θ_a круговой поляризации света.

соответствует пучку θ_a после полного распада θ_s . Период колебаний по времени пролёта равен $2\pi\hbar/c^2(m_s - m_a)$, где m_s и m_a — массы θ_s и θ_a .

Таким образом, в принципе оказывается возможным измерить ничтожную ожидаемую разность масс θ_s и θ_a .

В последнее время наблюдаены⁴¹ случаи аномального распада θ , повидимому, на μ -мезон, π -мезон и нейтрино. Следует ожидать, что такой распад возможен как для θ_s , так и для θ_a , однако для θ_s он будет малозаметен вследствие конкуренции основного типа распада, $\theta_s = \pi^+ + \pi^-$, а для θ_a распад на $\mu\nu$ окажется основным процессом. Очевидно, что каждая из компонент θ_s и θ_a в отдельности даёт в равном числе $\mu^+\pi^-$ и $\mu^-\pi^+$. В начальном периоде, когда присутствуют и θ_s и θ_a , следует ожидать⁴² колебательного хода отношения $\frac{\mu}{\mu^+ + \mu^-}$ наподобие кривой рис. 2. Как можно

оценить порядок величины возможной разности масс? Пайс и Пиччиони без доказательств дают оценку $\Delta m \sim \hbar/\tau c^2$, где τ — время жизни θ_s . Приводим соображения⁴², подтверждающие эту оценку.

Разность масс θ_s и θ_a зависит от возможности превращения $\theta \rightleftharpoons \bar{\theta}$. Такое превращение, сопровождающееся изменением странности на 2 единицы, есть процесс более высокого порядка, более слабый, по сравнению с распадом $\theta \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. На первый взгляд отсюда следует, что разность масс должна быть значительно меньше вероятности распада, умноженной на \hbar/c^2 . В действительности вероятность распада пропорциональна квадрату матричного элемента для процесса с изменением странности $\Delta S = 1$, т. е. пропорциональна g^2 , где g — константа связи. Между тем разность масс пропорциональна первой степени матричного элемента для перехода $\theta \rightleftharpoons \bar{\theta}$ с изменением странности $\Delta S = 2$. Действительно, если символически написать

$$-i \frac{\partial \theta}{\partial t} = E_0 \theta + f \bar{\theta}; \quad -i \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = E_0 \bar{\theta} + f \theta,$$

получим

$$E_s = E_0 + f,$$

$$E_a = E_0 - f;$$

так как мы имеем дело с возмущением вырожденной системы, E_0 для θ и $\bar{\theta}$ тождественно равны. Можно ожидать, что $f \sim g^2$, так что $\Delta m \sim \frac{\hbar}{c^2}$, где τ — период распада $\sim 1,5 \cdot 10^{-10}$ в согласии с⁴⁰.

Численно получим

$$\Delta m = 10^{-11} m_e,$$

где m_e — масса электрона.

Другой подход к вопросу о разности масс θ_s и θ_a основан на непосредственном рассмотрении той связи θ -частиц с другими полями, которая обуславливает распад. Если принять, что спин θ равен нулю, то образующаяся при распаде пара π^+ , π^- находится в состоянии чётном относительно зарядового сопряжения и возможен только распад $\theta_s = \pi^+ + \pi^-$, но не распад θ_a . Распад θ_s свидетельствует о связи поля θ_s с полем π -мезонов (константа связи g). По обычным формулам теории возмущений такая связь должна вызывать смещение уровня, т. е. изменение энергии θ_s наряду с распадом, вызывающим расширение уровня. Изменение энергии и массы θ_s нельзя непосредственно выразить через время распада но из формул ⁴² видно, что константа связи g входит в Δt и в $1/\tau$ в одинаковой степени, что снова подтверждает оценку Пайса и Пиччиони.

Изложение теории θ_s и θ_a , следуя Пайсу и Гелл-Манну ³⁹, мы начали с формальных свойств оператора зарядового сопряжения P . Для физика-теоретика такая теория абсолютно ясна. Более «кустарно», но может быть более наглядно и убедительно те же результаты можно получить, сделав одно только единственное допущение, что $\bar{\theta}$, так же как и θ , способно распадаться на π^+ и π^- . В действительности, конечно, это предположение заключает в себе принцип зарядовой симметрии. Обозначим $\Pi(E)$ волновую функцию пары $\pi^+ + \pi^-$ с энергией E . Очевидно, что $\Pi(E)$ принадлежит сплошному спектру и что энергии θ и $\bar{\theta}$ одинаковы; обозначим их $E_0 = m_0 c^2$. Волновые уравнения без учёта распада имеют вид

$$-i\hbar \frac{\partial \theta}{\partial t} = E_0 \theta$$

и аналогично для $\bar{\theta}$. С учётом распада θ , $\bar{\theta}$ на $\pi^+ + \pi^-$ необходимо ввести в рассмотрение поле пар π -мезонов и связь его с полем θ .

Уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} -i\hbar \frac{\partial \theta}{\partial t} &= E_0 \theta + \int M(E) \Pi(E) \rho(E) dE, \\ -i\hbar \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} &= E_0 \bar{\theta} + \int M(E) \Pi(E) \rho(E) dE, \\ -i\hbar \frac{\partial \Pi(E)}{\partial t} &= E \cdot \Pi(E) + M(E) \theta + M(E) \bar{\theta}. \end{aligned}$$

Здесь $M(E)$ — матричный элемент превращения θ в пару $\pi^+ + \pi^-$ с энергией E . Рассматриваются все состояния, весь спектр пар $\pi^+ + \pi^-$, $\rho(E)$ — весовая функция, дающая плотность состояний на единичный интервал энергии.

Уравнения симметричны относительно θ и $\bar{\theta}$. Если решать их в несимметричных начальных условиях при $t=0$, $\theta=1$, $\bar{\theta}=0$, $\Pi(E)=0$, то математика сама приводит ко всем выводам, описан-

ным выше; в частности, из уравнений следует, что квадрат амплитуды $\bar{\theta}$, равный 0 в начале, будет нарастать, осциллируя по кривой рис. 2, и т. д.

Все экспериментальные выводы могут быть получены и без слов о том, что частицами являются θ_s и θ_a ; однако и в уравнениях видно удобство введения суммы и разности θ и $\bar{\theta}$, упрощающей уравнения; в частности, видно, что для разности (θ_a) имеет место уравнение без распада.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. Я. Померанчук, ДАН **60**, 213 (1948).
2. Л. Д. Ландау, ДАН **60**, 207 (1948).
3. Е. М. Лифшиц, ДАН **60**, 211 (1948).
4. A. Oge a. J. L. Powell, Phys. Rev. **75**, 1696 (1949).
5. И. С. Шапиро, УФН **53**, 7 (1954).
6. A. Hedgrana. D. A. Lind, Phys. Rev. **82**, 126 (1951).
7. L. A. Page, P. Stehle a. S. B. Gunst, Phys. Rev. **89**, 1273 (1953).
8. H. Bethe, F. de Hoffman, Mesons and Fields. II, 1955.
9. K. M. Grawe, R. H. Phillips, Phys. Rev. **96**, 470 (1955).
10. S. Kostlov, V. Fitch, J. Rainwater, Phys. Rev. **95**, 291 (1954).
11. О. Чемберлен, Э. Сегре, К. Виганд, Т. Ипсиланти, УФН **58**, 685 (1956).
12. Г. А. Бете, УФН **56**, 149 (1955).
13. С. З. Беленький и Л. Д. Ландау, УФН **56**, 309 (1955).
14. E. Segré и др., Nuovo Cimento **3**, 447 (1956).
15. Я. Б. Зельдович, ДАН **86**, 505 (1952).
16. В. А. Фок, УФН **48**, 161 (1952).
17. Я. Б. Зельдович, С. Ю. Лукьянов, Я. А. Смородинский, УФН **54**, 361 (1954).
18. J. A. Mc Carthy, Phys. Rev. **97**, 1234 (1955).
19. A wschaum, Bull. Am. Phys. Soc. № 1 (1956).
20. C. L. Cowan, F. B. Harrison, L. M. Langer, F. Reines, A. Test of Neutrino — Antineutrino Identity Nuovo Cim. **3**, 649 (1956).
21. Я. Б. Зельдович, ДАН **91**, 1317 (1953).
22. E. J. Koprowski, H. M. Mahmoud, Phys. Rev. **92**, 1045 (1953).
23. G. Marx, Zs. Naturforschung **9a**, 1051 (1954).
24. А. И. Алиханов, УФН **50**, 481 (1953).
25. С. Ф. Поуэлл, УФН **53**, 449 (1954).
26. А. О. Вайсенберг, УФН **57**, 361 и 631 (1955).
27. М. П. Баландин, Б. Д. Балашов, В. А. Жуков, Б. М. Понтекорво, Г. И. Селиванов, ЖЭТФ **29**, 265 (1955).
28. И. Е. Тамм, Ю. А. Гольфанд, В. Я. Файнберг, УФН **26**, 649 (1954).
29. E. Fermi, C. Yang, Phys. Rev. **76**, 1739 (1949).
30. М. А. Марков, О систематике элементарных частиц. Издательство Академии наук, Москва, 1955 г.
31. M. Gell-Mann, Phys. Rev. **92**, 833 (1953).
- 31a. M. Gell-Mann, A. Pais, Proc. Glasgow Conference, 1954.
32. M. Gell-Mann, Proc. Pisa Conference, 1955.

33. W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, *Phys. Rev.* **93**, 861 (1954); R. P. Shutt, *Proceedings V Rochester Conference* **100** (1955).
34. Walker a. Shepherd—упомянуто у R. Gatto, *Nuovo Cimento* **3**, 499 (1956).
35. R. Gatto, *Nuovo Cimento* **1**, 372 (1955).
36. И. Ю. Кобзарёв, Л. Б. Окунь, *ЖЭТФ* **30**, 798 (1956).
37. N. Dallaporta, *Nuovo Cimento* **1**, 962 (1955).
38. G. Costa a. N. Dallaporta, *Nuovo Cimento* **2**, 519 (1955).
39. M. Gell-Mann a. A. Pais, *Phys. Rev.* **97**, 1387 (1955).
40. A. Pais a. O. Piccioni, *Phys. Rev.* **100**, 1487 (1955).
41. R. W. Thompson, *Progress in Cosmic Rays III* (цитирую по 38).
42. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* **31**, июнь (1956).
43. М. А. Марков, *ДАН* **106**, 814 (1956).
44. R. D. Hill и др., *Phys. Rev.* **101**, 907 (1956).
45. O. Chamberlain и др., *Phys. Rev.* **101**, 909 (1956).
46. J. Ballam и др., *Phys. Rev.* **97**, 245 (1955).
47. W. H. Barkas, W. Birnbaum, M. Smith, *Phys. Rev.* **101**, 778 (1956).