

ние ядра. Это опять связано с потенциалом Леви, о котором я говорил раньше и который даёт сильное отталкивание между нуклонами на расстояниях около $0,5 \cdot 10^{-13}$ см. Тяжёлые мезоны могут быть ответственны за силы, действующие на ещё меньших расстояниях, чем эти; поэтому, каковы бы ни были эти силы, они будут подавлены большими силами отталкивания, существующими во всяком случае благодаря взаимодействию нуклонов с π -мезонами. Поэтому мне кажется, что для построения удовлетворительной теории ядерных сил нет необходимости знать очень много о тяжёлых мезонах. Однако, если два нуклона сталкиваются при очень больших энергиях, они могут проникнуть в область взаимного отталкивания и при этом (как мы знаем из опыта) могут образоваться тяжёлые мезоны, которые заметным образом повлияют на механизм столкновения. Но за ядерные силы при умеренных энергиях, например внутри обычных ядер, повидимому, ответственны главным образом π -мезоны, которые связаны с нуклонами псевдоскалярным взаимодействием. Мне кажется, что извлечение из теории заключённых в ней сведений является лишь делом высокого математического мастерства.

образованной нуклонами, находящимися на замкнутых оболочках, в частности влияние этих факторов на β -распад тяжёлых ядер.

Однако этот вопрос выяснен ещё далеко недостаточно и ниже рассматриваться не будет.

Состояние теории β -распада несколько лет назад, подытоженное в известных учебниках (Грошев и Шапиро¹, Ферми², Блатт и Вейскопф³) и обзорных статьях (Бу⁴), характеризовалось следующим:

1) После преодоления экспериментальных трудностей было показано, что спектр (распределение по энергии β -частиц) разрешённых переходов прекрасно согласуется с теорией Ферми. Распределение энергии β -распада между электроном и нейтрино определяется статистическим весом соответствующих состояний. Этот результат позволил полностью отвергнуть предположение Конопинского и Юленбека⁵, согласно которому матричный элемент β -распада зависит от импульсов рождающихся частиц, т. е. от производных волновых функций. Было показано, таким образом, что в выражение матричного элемента, определяющего вероятность β -процесса, входят в виде произведения сами волновые функции четырёх частиц, участвующих в β -процессе (протон, нейтрон, нейтрино, электрон или позитрон), а не их производные.

2) Матричный элемент взаимодействия (плотность энергии взаимодействия) должен быть инвариантен относительно преобразования Лоренца — таково очевидное требование теории относительности. Из четырёх волновых функций частиц со спином $1/2$ инвариант можно составить несколькими способами. Для расчётов вероятности β -процесса удобно инвариант составлять из членов, записанных как произведение какой-то величины, зависящей только от двух волновых функций нуклонов (индекс N), и соответствующей величины, зависящей только от волновых функций лёгких частиц (индекс L).

Известно, что можно составить инвариант пятью способами: как произведение двух скаляров:

$$S = S_N \cdot S_L;$$

как скалярное произведение двух четырёхмерных векторов:

$$\begin{aligned} V = (V_N \cdot V_L) &= \sum_{i=1}^4 V_{iN} \cdot V_{iL} = \\ &= V_{0N} \cdot V_{0L} - V_{1N} \cdot V_{1L} - V_{2N} \cdot V_{2L} - V_{3N} \cdot V_{3L}; \end{aligned}$$

из двух тензоров:

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i, k=1}^4 T_{ikN} \cdot T_{ikL},$$

где T_{ik} — антисимметричный тензор ($T_{ik} = -T_{ki}$); из двух аксиальных векторов:

$$A = \sum_{i=1}^4 A_{iN} \cdot A_{iL},$$

где A_N и A_L — аксиальные векторы (псевдовекторы); и из двух псевдоскаляров:

$$P = P_N \cdot P_L,$$

где P_N и P_L — псевдоскаляры. Индексы 1, 2, 3 относятся к пространственным осям, 4 — к временной оси.

Для определённости условимся величины с индексом L выражать через волновые функции электрона e^- ; Ψ_e описывает рождение e^- и уничтожение e^+ , Ψ_e^* — уничтожение e^- и рождение e^+ . Если в выражения S_L , V_L и т. д. вместо волновых функций e^- подставить волновые функции e^+ , то характер их (скаляр, вектор, ...) сохранится, но изменятся знаки у некоторых коэффициентов s , v , ... В самом общем виде задача определения элементарного взаимодействия уже давно была сформулирована как задача определения пяти численных коэффициентов: s , v , t , a , p , с которыми пять различных инвариантов входят в наиболее общее, совместимое с теорией относительности выражение:

$$H = sS + vV + tT + aA + pP + (\text{эрм. сопр.}).$$

Матричный элемент β -процесса записывается как

$$M = \int H d\tau.$$

Первоначально (в 1934 г.), по аналогии с электромагнитным взаимодействием, в которое входит 4-вектор плотности заряда и плотности тока, Ферми⁶ предположил, что $H = vV$. Конкретное предположение это не оправдалось, что, конечно, не умаляет значения замечательной работы Ферми.

На предыдущем этапе, подытоженном в упомянутых книгах и статьях, было показано, что в выражении H , во всяком случае, отличен от нуля один из коэффициентов t или a . Кроме того, было получено блестящее подтверждение самой структуры выражений для H и M : среди запрещённых спектров были найдены такие случаи, когда M равно нулю в том приближении, в котором волновые функции электрона и нейтрино считаются постоянными в пределах ядра. В этих случаях (так называемые уникальные

спектры, см. 4) значение M зависит от производных $\frac{\partial \Psi_e}{\partial x}$, $\frac{\partial \Psi_\nu}{\partial x}$, т. е. от импульсов лёгких частиц p_e , p_ν , несмотря на то, что импульсы

не входят в элементарный закон (в выражение H). Зависимость M от p_e и p , для этих запрещённых переходов обусловила определённую форму спектра электронов (отличающуюся от формы разрешённого спектра), а также преимущественное испускание электронов в определённом направлении при распаде поляризованных ядер и корреляцию направлений β - и γ -лучей при β -распаде с образованием возбуждённого ядра и последующим испусканием γ -кванта.

Все эти тонкие эффекты были наблюдаемы на опыте.

Однако выяснение конкретного вида H в основном было проведено в последние годы.

На первый взгляд определение пяти численных констант s , v , t , a , p не представляет большого принципиального интереса и напоминает работу для справочника. В действительности с этими константами связана не только количественная сторона дела — время жизни радиоактивных ядер и правила отбора, определяющие вероятность различных переходов. В зависимости от значений этих констант по-разному решается такой принципиальный вопрос, как вопрос о зарядовой независимости β -распада, а именно: является ли β -распад нейтрона с образованием электрона в точности подобным β -распаду протона с образованием позитрона и, далее, можно ли распространить на лёгкие частицы понятия изотопической инвариантности и изотопического спина, столь плодотворные в области ядерных сил.

Второй вопрос, решение которого зависит от значений констант, — это вопрос о возможности представить β -распад как последовательность двух процессов более привычного типа (более похожего на испускание кванта) с рождением и последующим распадом какой-то гипотетической частицы с целым спином. Попытки построения такой теории были начаты Юкавой⁷ и Вентцелем⁸ в 1936 г. Предположения Юкавы в части β -распада оказались неправильными; тем не менее, они сыграли огромную роль в обнаружении и исследовании мезонов. Вопрос о промежуточных частицах в β -распаде до настоящего времени остаётся неразрешённым и продолжает привлекать внимание. Поэтому за последние годы большие усилия были направлены на выяснение значения констант. Для работ последних лет характерно также особое внимание к разрешённым переходам и лёгким ядрам — в этой области теоретические предсказания наиболее надёжны.

II. ПРАВИЛА ОТБОРА ДЛЯ РАЗРЕШЁННЫХ ПЕРЕХОДОВ

Пренебрегая движением нуклонов ($\frac{v}{c} \ll 1$), получим, что в выражении для H можно пренебречь $(V_{1,2,3})_N$, а

$$V_{0N} = S_N = \Psi_N^* \cdot \Psi_P$$

относительно поворота пространственных осей является скаляром;

точно так же компонентами $(T_{14, 24, 34})_N$, $(T_{41, 42, 43})_N$ и A_{4N} можно пренебречь, а остающиеся компоненты образуют аксиальный вектор (в узком, не релятивистском смысле — относительно пространственного поворота, но не относительно преобразования Лоренца), а именно вектор спина:

$$T_{12N} = A_{3N} = \Psi_N^* \sigma_3 \Psi_P = \Psi_N^* \sigma_z \Psi_P.$$

Наконец, в приближении $\frac{v}{c} \ll 1$, P_N также пренебрежимо мало.

Инварианты S и V дают правило отбора $\Delta I = 0$, «нет» (I — спин ядра): очевидно, что интеграл (матричный элемент) скаляра может быть отличен от нуля только между двумя состояниями с одинаковой угловой зависимостью и одинаковой чётностью — правила отбора Ферми («нет» означает, что чётность не меняется). Инварианты T и A дают правила отбора $\Delta I = \pm 1, 0$, «нет» с важным дополнительным условием, что запрещён переход между двумя состояниями с $I = 0$, — правила отбора Гамова — Теллера (сокращённо Г.-Т.).

Можно сказать³, что правила отбора Ферми означают испускание электрона и нейтрино в синглетном состоянии (с моментом, равным нулю), а правила отбора Г.-Т. — испускание $e^- + \nu$ в триплетном состоянии с моментом $I = 1$.

Распад $\text{Li}^6 (I = 1) \rightarrow \text{He}^6 (I = 0)$ удовлетворяет правилам отбора Г.-Т. *). Отсюда давно был сделан вывод, что t или α отлично от нуля.

Первые указания на то, что возможны также $0 \rightarrow 0$ -переходы, относятся к 1949 г., когда Шерр⁹ исследовал позитронный распад $\text{C}^{10} \rightarrow \text{B}^{10}$ и $\text{O}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$. Однако полная достоверность была достигнута лишь в последнее время в случае O^{14} . Спин O^{14} равен нулю по общему правилу, относящемуся к чётно-чётным ядрам. В основном состоянии N^{14} имеет спин 1. Однако как в случае электронного распада $\text{C}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$, так и в случае позитронного распада $\text{O}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ переход в основное состояние N^{14} идёт весьма медленно. В случае $\text{C}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ так называемое приведённое время жизни $f \cdot t = 4 \cdot 10^9 \text{ сек}$ приблизительно в 10^6 раз больше времени, соответствующего разрешённым переходам. В случае превращения $\text{O}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ энергия распада достаточна для образования возбуждённого состояния ($\text{O}^{14} = \text{N}^{14*} + e^+ + \nu + 1,8 \text{ Мэв}$) с последующим испусканием γ -кванта ($\text{N}^{14*} = \text{N}^{14} + \gamma + 2,2 \text{ Мэв}$); вследствие конкуренции распада на N^{14*} распад $\text{O}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ практически не имеет места и до сих пор надёжно не установлен **). Малая вероятность

*) Спин Li^6 измерен; спин He^6 не измерен, однако правило, что спин чётно-чётных ядер равен нулю, не имеет исключений во всех исследованных случаях.

**) Согласно¹⁰ переходы на основной уровень имеют вероятность, равную 3% вероятности распада на возбуждённый уровень, что даёт $\ln ft = 6,7$; согласно¹¹ эта вероятность меньше 0,3%.

распада O^{14} и C^{14} на основной уровень N^{14} представляет собой удивительный факт, так как правилами отбора Г.-Т. этот распад разрешён ($\Delta I = 1$); однако это не может поколебать уверенность в наличии матричных элементов, дающих правила Г.-Т. Очевидно, матричный элемент σ в этом случае мал (порядка 10^{-3} вместо величины порядка 1) вследствие случайной почти полной компенсации членов с различными знаками; в оболочечной модели, когда отдельным нуклонам приписываются определённые состояния, определённый орбитальный и полный моменты (l и j), такой компенсации не должно быть, однако в литературе есть указания¹², что тензорные силы между нуклонами могут вызвать появление членов разного знака и резкое уменьшение матричного элемента.

Вопрос о переходе на основной уровень N^{14} , важный с точки зрения объяснения экспериментальной картины, для дальнейшего не существен; достаточно знать свойства состояния N^{14*} , образующегося при распаде O^{14} . Вследствие зарядовой независимости ядерных сил ядро N^{14} обязано иметь уровень, подобный основным состояниям C^{14} и O^{14} (принадлежащий тому же значению изотопического спина $T = 1$). Таким уровнем и является состояние N^{14*} , образующееся при β^+ -распаде O^{14} .

Для доказательства заметим, что разности энергий трёх ядер — C^{14} , N^{14*} и O^{14} — в точности соответствуют изменению кулоновской энергии при замене нейтрона на протон; подробно об этом см. статью Зельцера¹³, стр. 486 и 493. Поскольку у O^{14} и C^{14} $I = 0$, постольку и у N^{14*} спин должен быть $I = 0$. (Отметим, что благодаря большому времени жизни C^{14} равенство нулю его спина было проверено на опыте.)

Таким образом, в настоящее время доказано, что переход $O^{14} \rightarrow N^{14*}$ есть $0 \rightarrow 0$ -переход, который был бы запрещён правилами Г.-Т. Наличие этого перехода с малым приведённым временем жизни доказывает, что в общем выражении взаимодействия имеются и члены, дающие правила отбора Ферми, так что s или v не равны нулю, а имеют тот же порядок величины, что и t или a .

Следовательно, в общем выражении для H отличны от нуля и одного порядка, по крайней мере, два члена.

Другие, недавно обнаруженные^{14, 15, 16} случаи $0 \rightarrow 0$ -переходов — распады K^{38} , Cl^{34} и Al^{26*} соответственно в Ar^{38} , S^{34} и Mg^{26} с испусканием e^+ .

На рис. 1 приводим схемы распада Al^{26} и Cl^{34} .

Весьма интересным общим свойством нечётно-нечётных ядер (Cl^{34} , Al^{26}) оказывается наличие близких уровней с сильно различающимися спинами. Детальный анализ позволил выявить в этих случаях $0 \rightarrow 0$ -переходы. Радиоактивность Al^{26} в основном состоянии, соответствующем большому спину ($I = 5$), отличается большим периодом — 10^6 лет ($\lg ft = 14$) и была надёжно уста-

новлена лишь в самое последнее время³⁶; это открытие даёт возможность удобно применить методику меченых атомов к алюминию, чего нельзя было ранее сделать с короткоживущим (6 сек.) Al^{26*} .

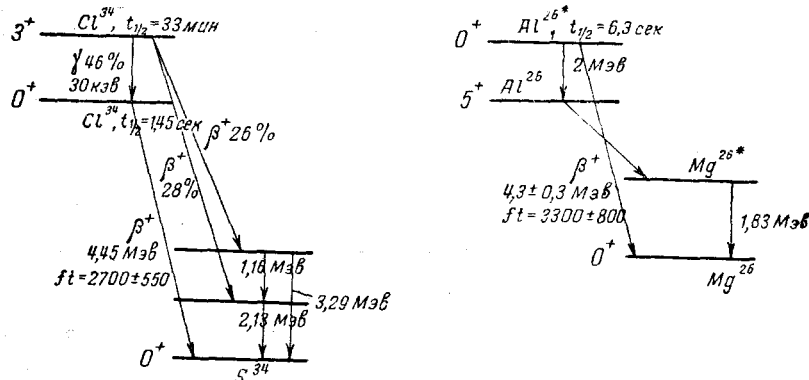


Рис. 1.

Приведённое время ft для Cl^{34} и Al^{26} очень близко к ft для O^{14} (3275 ± 75); исследование этих ядер подтверждает выводы, сделанные из распада O^{14} .

III. СВОЙСТВА РАЗЛИЧНЫХ ИНВАРИАНТОВ И АНАЛОГИЯ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Понятия скаляра, полярного и аксиального вектора в обычном трёхмерном пространстве являются вполне наглядными и не требуют пояснений. Однако пять основных величин, перечисленных выше и относящихся к 4-мерному пространству, менее привычны, в особенности когда они относятся к полю частиц. Может быть не лишним является поэтому построение соответствующих величин на примере электромагнитного поля. В последнем случае примером скаляра является величина $\mathcal{E}^2 - \mathcal{H}^2$, не зависящая от поворота и движения осей и не меняющая знак при инверсии пространственных осей. Другой пример скаляра — квадрат 4-вектора потенциала $\Phi_0^2 - \Phi_{1,2,3}^2$. Классический пример 4-вектора — вектор-потенциал Φ (четвёртая его компонента есть электростатический потенциал, $\Phi_0 = \varphi$). Электрическое и магнитное поля в теории относительности, как известно, сливаются в антисимметричный тензор:

$$F_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & \mathcal{H}_3 & -\mathcal{H}_2 & i\mathcal{E}_1 \\ -\mathcal{H}_3 & 0 & \mathcal{H}_1 & -i\mathcal{E}_2 \\ \mathcal{H}_2 & -\mathcal{H}_1 & 0 & -i\mathcal{E}_3 \\ i\mathcal{E}_1 & i\mathcal{E}_2 & i\mathcal{E}_3 & 0 \end{pmatrix}.$$

Акстальный вектор представляет собой в действительности тензор третьего ранга, компоненты которого характеризуются тремя индексами A_{ikl} ; однако, так как этот тензор антисимметричен относительно перестановки каждой пары из трёх индексов, имеются только четыре различные между собой величины A_{ikl} , у которых все три индекса i, k, l различны. Тогда A_{ikl} можно нумеровать недостающим четвёртым индексом $A_{ikl} = \pm A_m$, где i, k, l, m — полный набор четырёх индексов, соответствующих четырём координатам теории относительности, а знак зависит от порядка расположения индексов i, k, l . Такую величину в электромагнитной теории можно образовать из тензора поля и вектор-потенциала:

$$\pm A_m = A_{ikl} = F_{ik} \Phi_l - F_{kl} \Phi_i + F_{li} \Phi_k.$$

Примером псевдоскаляра является скалярное произведение $(\mathcal{E} \cdot \mathcal{H})$.

Гамильтониан взаимодействия заряженной частицы с электромагнитным полем описывается произведением 4-вектора тока и вектор-потенциала Φ .

Если заряженная частица имеет спин $1/2$ и описывается квантовой механикой, то гамильтониан её взаимодействия записывается в виде

$$e(V_0 \Phi_0 - V_1 \Phi_1 - V_2 \Phi_2 - V_3 \Phi_3),$$

где $V_0 = \Psi^* \Psi$, $V_i = \Psi^* \alpha_i \Psi$ и α_i — известные матрицы Дирака^{85, 86}.

Ферми⁶ выбрал вид β -взаимодействия по аналогии с этим выражением: из координат тяжёлых частиц он составил 4-вектор с компонентами $\Psi_N^* \Psi_P$, $\Psi_N^* \alpha \Psi_P$ (N — нейтрон, P — протон) и умножил его на такое же выражение (также являющееся 4-вектором), составленное из функций электрона и нейтрино и описывающее «4-потенциал» поля лёгких частиц.

При малых скоростях электростатическое взаимодействие является главным; по аналогии в β -взаимодействии при малых скоростях нуклонов главным является произведение четырёх компонент: $\Psi_N^* \Psi_P \Psi_e^* \Psi_{\nu}$. Незаряжённая покоящаяся частица, обладающая магнитным моментом M (например, нейтрон), взаимодействует с магнитным полем с энергией

$$M \mathcal{H} = \mu (\sigma \mathcal{H}) = \mu ((\Psi_N^* \sigma \Psi_N) \mathcal{H}).$$

Магнитный момент направлен по вектору спина σ ($M = \mu \sigma$); в последнем выражении вектор спина рассматривается как оператор, действующий на волновые функции нейтрона. Член, пропорциональный электрическому полю, во взаимодействии покоящейся частицы с электромагнитным полем отсутствует, так как такой член описывал бы электрический дипольный момент частицы; однако, как известно, элементарные частицы не могут иметь дипольного

момента (частица со спином $1/2$ вообще не имеет никаких электростатических моментов). В отношении преобразования Лоренца \mathcal{H} представляет собой часть тензора второго ранга; соответственно в релятивистском обобщении (на случай движущегося нейтрона) взаимодействие частицы с аномальным магнитным моментом и поля описывается как произведение двух тензоров: тензора $\Psi^* \beta_i \gamma_k \Psi$ и тензора электромагнитного поля. Тензорное взаимодействие в теории β -распада аналогично взаимодействию аномального магнитного момента с полем, с тем отличием, что само «поле» в случае β -распада описывается тензором, составленным из функций электрона и нейтрино.

Попутно мы убедились в том, что при малых скоростях тяжелых частиц тензорный вариант даёт оператор σ . Таким образом, линейная комбинация $eV + iT$ в теории β -распада подобна взаимодействию частицы, обладающей зарядом и аномальным магнитным моментом с электромагнитным полем. В квантовой теории электромагнитного излучения выражения $eV_{kP} \Phi_k$ и $\mu T_{ikP} F_{ik}$ описывают испускание одного кванта частицей с зарядом e и аномальным магнитным моментом μ (здесь индекс P характеризует заряженную частицу, например протон; индексы i, k , по которым производится суммирование, связаны с осями координат).

Инвариантам S, A и P тензора β -распада также можно сопоставить соответствующие выражения для взаимодействия с электромагнитным полем. Для этого S_P, A_P и P_P надо умножить соответственно на скаляр, аксиальный вектор и псевдоскаляр, составленные из Φ_i и F_{ik} , как это показано выше. Характерная особенность трёх указанных величин заключается в том, что они квадратичны относительно полей и потенциалов. В квантовой теории излучения соответствующие выражения, например

$$S_P \cdot (\mathcal{E}^2 - \mathcal{H}^2) = \Psi_P^* \beta \Psi_P \cdot (\mathcal{E}^2 - \mathcal{H}^2)$$

или

$$S_P \cdot \Phi^2 = \Psi_P^* \beta \Psi_P \cdot (\Phi_0^2 - \Phi_1^2 - \Phi_2^2 - \Phi_3^2),$$

описывают одновременное испускание двух квантов частицей, обладающей зарядом и магнитным моментом; эти выражения должны входить в гамильтониан взаимодействия с коэффициентами μ^2 и e^2 .

Отсюда сразу видно, что если произвести зарядовое сопряжение, т. е. перейти от частиц к античастицам, то выражения V_P и T_P меняют знак, а выражения S_P, A_P и P_P не меняют знака. Пять величин, составленные каждая из пары волновых функций и различающиеся по своим свойствам относительно преобразований системы

*) β, γ_i — матрицы Дирака в представлении Паули ⁸⁶.

координат, делятся на две группы (вектор и тензор — с одной стороны, скаляр, аксиальный вектор и псевдоскаляр — с другой), различающиеся по своим свойствам относительно перехода от частиц к античастицам.

Рассмотрение электромагнитных полей и потенциалов, использованное выше, является, конечно, только более или менее убедительным педагогическим приёмом. В действительности свойства величин относительно зарядового сопряжения с полной строгостью доказываются непосредственно из свойств спиноров и матриц Дирака, что и было сделано Тольхоком и Гроотом¹⁷ в 1950 г. При этом используются свойства матриц зарядового сопряжения C , как показано в приложении к статье Зельдовича, Лукьянова и Смодинского^{18*}).

Тольхок и Гроот сделали естественное на первый взгляд предположение, что в β -распаде должна осуществляться либо одна (линейная комбинация $vV + tT$), либо другая ($s \cdot S + a \cdot A + p \cdot P$) группа взаимодействий^{**}). Физически это требование формулируется как условие полной симметрии взаимодействия относительно замены одной пары частиц на античастицы, т. е. полной симметрии между распадом нейтрона с испусканием электрона и распадом протона с испусканием позитрона^{***}).

В следующих параграфах мы увидим, что опыт опроверг предположение Тольхока и Гроота: истинное взаимодействие является линейной комбинацией, в которую входят представители обеих групп ($s \cdot S + t \cdot T$ и, возможно, $+ p \cdot P$). Мы увидим также, в каких тонких и трудно наблюдаемых эффектах проявляется возникающая несимметрия между β^- - и β^+ -процессами — ни в энергетическом спектре, ни во времени жизни радиоактивных ядер, как известно, никакой симметрии нет.

Необходимо сделать два предупреждения относительно пользования предыдущими рассуждениями. Группы инвариантов V , T и S , A , P различаются относительно перехода от частиц к античастицам в одной паре частиц, например в лёгких частицах. Относительно перехода от частиц к античастицам, производимого для всех (двух тяжёлых и двух лёгких) частиц одновременно, все пять инвариантов одинаковы: все они не меняют знака и любая их линейная комбинация превращается сама в себя и допустима. Математически это очевидно, так как каждый инвариант (напри-

*) Исправления см. УФН 55, вып. 3, стр. 467, 1955.

**) В работе Тольхока и Гроота выбрана такая система записи (без вторичного квантования), при которой S , A и P меняют знак, а V и T не меняют знака, что не существенно для дальнейшего.

***)) Имеется в виду симметрия β^- - и β^+ -распада при равной энергии этих процессов, т. е. симметрия матричных элементов. В β^- - и β^+ -процессах симметрии, конечно, нет и в помине: разность масс нейтрона и протона и кулоновская энергия протона играют здесь главную роль.

мер, S) представляет собой произведение двух членов, относящихся к двум парам частиц $S_N \cdot S_L$, вследствие чего умножение каждого из членов на $(+1)$ или на (-1) не меняет произведения. Физически это соответствует очевидной точной эквивалентности, например распада антинейтрона на антипротон и позитрон и распада нейтрона на протон и электрон. Точная эквивалентность частиц и античастиц лежит в самой основе современной теории и не подвергается никакому сомнению. Различие инвариантов и соображения Тольхока и Гроота относились к сравнению процессов $N = P + e^- + \nu$ и $P = N + e^+ + \nu$. Отсутствие симметрии последних двух процессов нарушает не точный закон эквивалентности частиц и античастиц, но лишь приближённый закон симметрии свойств нейтрона и протона. Эта приближённая симметрия N и P хорошо оправдывается в ядерных силах, очевидно не выполняется во взаимодействии с электромагнитным полем и, как видно из опыта, не выполняется в случае β -взаимодействия, чего нельзя было предвидеть заранее.

Второе предупреждение относится к аналогии между β -взаимодействием и электромагнитным взаимодействием, точнее в аналогии между испусканием пары лёгких частиц $\beta + \nu$ и испусканием кванта. Эту аналогию нельзя заводить слишком далеко; нельзя, в частности, использовать её для вывода правил отбора. В электромагнитном взаимодействии частица не изменяется, её заряд сохраняется; с этим тесно связано известное условие поперечности поля кванта (вектор-потенциал, а также \mathcal{E} и \mathcal{H} кванта перпендикулярны к направлению распространения), откуда следует, в частности, невозможность излучения одного кванта при $0 \rightarrow 0$ -переходах.

В векторном взаимодействии в теории β -распада поля лёгких частиц и составленный из них четырёхмерный вектор не подчинены условию поперечности, поэтому $0 \rightarrow 0$ -переход вполне возможен.

IV. СОСТОЯНИЕ ЛЁГКИХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ β -РАСПАДЕ

Выражение для взаимодействия, вызывающего β -распад, было представлено выше в виде суммы членов, каждый из которых в свою очередь представляет собой произведение двух множителей: величины, зависящей от состояния нуклонов, например S_N или V_{LN} и т. д., и величины, зависящей от состояния лёгких частиц S_L или S_{LL} и т. д. Правила отбора относящиеся к состоянию ядра, выводились из рассмотрения матричных элементов величин с индексом N , зависящим от состояния нуклонов. При этом оказалось, что для разрешённых переходов правила отбора не позволяют различить S и V , дающие в нерелятивистском пределе одинаковые выражения. Совершенно так же обстоит дело с инвариантами T и A .

Рассмотрение величин с индексами L , относящихся к лёгким частицам, должно выявить такие свойства процесса, как распределение электронов и нейтрино по энергиям (спектр), направлениям полёта и направлениям спина.

Так как скорости лёгких частиц отнюдь не малы по сравнению со скоростью света c , то здесь нельзя пользоваться нерелятивистским приближением и на основании сравнения расчётов с опытом удаётся различить S и V , T и A .

Рассмотрим разрешённые переходы в лёгких ядрах, не учитывая влияния кулоновского поля.

Применяя обычную технику расчёта с дираковскими матрицами, изложенную, например, в книге Гейтлера¹⁹, легко получить следующие хорошо известные результаты:

1) После усреднения по всем направлениям спина и направлениям импульсов электрона и нейтрино среднее значение матричного элемента для каждого из четырёх вариантов (S , V , T , A), взятых в отдельности, не зависит от энергии электрона и энергии нейтрино. Следовательно, в каждом варианте форма спектра целиком определяется статистическим весом различных распределений энергии между электроном и нейтрино; каждый вариант приводит к спектру Ферми*). Поэтому разрешённая форма спектра по Ферми не даёт возможности выяснить, какие из четырёх вариантов осуществляются в действительности.

2) При наличии линейной комбинации двух инвариантов, дающих одинаковые правила отбора, т. е. дающих электрон и нейтрино в одинаковом (триплетном или синглетном) состоянии, форма спектра изменяется²⁰. Среднее значение квадрата матричного элемента оказывается равным

$$\left(s^2 + v^2 \pm 2s \cdot v \frac{m_e c^2}{E_e}\right) |\langle 1 \rangle|^2 + \left(t^2 + a^2 \pm 2ta \frac{m_e c^2}{E_e}\right) |\langle \sigma \rangle|^2,$$

где $\langle 1 \rangle$ и $\langle \sigma \rangle$ — матричные элементы, взятые по волновым функциям нуклонов, соответствующие правилам отбора Ферми и Г.-Т. Знаки \pm относятся соответственно к электронам и позитронам. Так как S и A , с одной стороны, V и T , с другой, по-разному преобразуются при переходе от электронов к позитронам, то неудивительно, что при одновременном осуществлении, например, S и V получается формула, несимметричная относительно e^+ и e^- .

Эксперимент вполне согласуется с предположением $sv = at = 0$. Точность, с которой на опыте осуществляется фермиевский спектр разрешённых переходов²¹, ограничивает эти величины сверху:

$$\varphi_F = \frac{|s \cdot v|}{s^2 + v^2} < 0,1; \quad \varphi_{Г.-Т.} = \frac{|at|}{a^2 + t^2} < 0,1.$$

*) Пятый вариант — псевдоскаляр P — не рассматриваем, так как он не даёт разрешённых переходов.

Оценки точности совпадения разрешённых спектров со спектром Ферми довольно субъективны, и другие авторы для верхней границы дают вместо 0,1 значительно отличающиеся величины: $\varphi < 0,02^{22}$; $\varphi < 0,04^{23}$; $\varphi < 0,20^{24}$.

Особенно чувствительным к наличию членов $\pm \frac{m_e c^2}{E_e}$ является отношение вероятности K -захвата и позитронного распада одного и того же ядра с образованием одинакового конечного ядра.

Опыт²⁵ заключается в определении отношения числа позитронов к полному числу возбуждённых ядер Ne^{22*} ; последнее определялось по выходу γ -квантов в реакции $\text{Na}^{22} + e^- = \text{Ne}^{22*} + \gamma$, или $\text{Na}^{22} = \text{Ne}^{22*} + e^+ + \nu$; $\text{Ne}^{22*}_{e-} = \text{Ne}^{22} + \gamma$, прямой β -переход на основное состояние $\text{Na}^{22} \rightarrow \text{Ne}^{22}$ составляет всего 0,06% распадов и не играет роли.

Спин Na^{22} измерен и оказался равным 3, спин Ne^{22*} , повидимому, 2 (переход по правилам отбора Г.-Т.), отношение вероятности K -захвата к β^+ -испусканию $0,110 \pm 0,006$ отлично согласуется с теоретическим значением 0,1135 при $at = 0$; авторы дают

$\varphi_{\text{Г.-Т.}} \approx \frac{|a|}{|f|} = -0,01 \pm 0,02$. Другие измерения отношения вероят-

ности K -захвата и β^+ -распада, подтверждающие результаты Шерра и Миллера²⁵, см. в работах^{37, 38}. Уточнение расчёта, проделанное в³⁹, привело к дальнейшему уменьшению вероятного значения $\varphi_{\text{Г. Т.}}$.

3) Усреднённая по направлению и спину нейтрино и по спину электрона вероятность испускания электрона не зависит от направления вылета электрона при любой поляризации исходного ядра и ядра, образующегося после распада. В случае поляризованных исходных ядер β -частицы испускаются изотропно; если при распаде неполяризованного ядра образуется возбуждённое ядро, то отсутствует корреляция между направлением β -частицы и направлением γ -кванта, испускаемого после распада. Все это относится только к разрешённым переходам.

4) Вероятность распада, усреднённая по спинам нейтрино и β -частицы, зависит от угла θ между направлениями их вылета, притом по-разному в различных вариантах. Впервые это обстоятельство было подробно рассмотрено Л. А. Сливом²⁷. Фермиевская форма спектра (см. выше п. 1) получается лишь после усреднения по всем θ . Направление вылета нейтрино может быть определено по импульсу электрона и импульсу ядра, образующегося при распаде. Таким образом, по корреляции между направлениями вылета нейтрино и β -частицы (корреляция $\beta - \nu$) можно установить закон взаимодействия^{27, 3, 87}.

Квадрат матричного элемента, усреднённый по спинам электрона и нейтрино, а также по спинам ядра до и после процесса,

зависит только от угла θ :

$$M^2 = 1 + \alpha \frac{v_e}{c} \cos \theta,$$

где v_e — скорость электрона, а значения коэффициента α указаны в таблице:

	S	V	T	A
α	-1	$+1$	$+\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$

В 1953 г. двумя группами исследователей независимо были проделаны измерения корреляции $\beta - \nu$ при распаде $\text{He}^6 \rightarrow \text{Li}^6$. Благодаря малой массе ядра и большой энергии распада ($3,5 \text{ Мэв}$) ионы Li^6 приобретают довольно большую энергию, до 200 эв .

В первой работе²⁸ измерялось число совпадений между регистрацией энергичного β -электрона и регистрацией ядра отдачи счётчиками в зависимости от угла между направлениями движения электрона и ядра отдачи; измерялся также спектр электронов, вылетающих под углом 180° к направлению ядра отдачи.

Во второй работе²⁹ измерялся спектр ядер отдачи. Измерение велось по времени пролёта ядра отдачи от места распада до счётчика.

В обеих работах с определённой установкой тензорный закон взаимодействия; в соединении с условием $at = 0$ (п. 2), отсюда следует, что $t \neq 0$, $a = 0$. Матричные элементы S и V в этом процессе равны нулю (см. § 2), так что об S и V эти опыты не дают сведений.

Справедливости ради следует отметить, что такой вывод был сделан раньше Лангером и Моффатом³⁰ (см. также³, стр. 583—584) при изучении запрещённых переходов. Однако в настоящее время, после того как преодолены экспериментальные трудности измерения корреляций $\beta - \nu$, следует считать гораздо более убедительными и надёжными данные, полученные по распаду He^6 .

В 1954 г. проведены^{31, 32} исследования корреляции $\beta - \nu$ при распаде $\text{Ne}^{19} = \text{F}^{19} + e^+ + \nu$.

Спин F^{19} измерен и оказался равным $1/2$. По значению приведённого времени жизни $ft = 1600$ переход относится к той же категории разрешённых переходов, что и переходы $\text{H}^3 \rightarrow \text{He}^3$, $\text{N}^{13} \rightarrow \text{C}^{13}$ и т. п., так что есть все основания считать, что Ne^{19} ($9p + 10p$) находится в состоянии, полностью подобном основному состоянию F^{19} ($10p + 9p$).

При β -переходе между зеркальными ядрами с одинаковым, но не равным нулю спином участвуют два варианта сразу: как тот, который даёт правила отбора Г.-Т. (мы уже знаем, что это тензорный вариант), так и один из двух вариантов (S или V), дающих правила отбора Ферми.

Корреляция между направлением позитрона и нейтрино определяется выражением $1 + \frac{av_e}{c} \cos \theta$, где в случае взаимодействия $sS + tT$

$$\alpha = \frac{\frac{1}{3} t^2 |\langle \sigma \rangle|^2 - s^2 |\langle 1 \rangle|^2}{t^2 |\langle \sigma \rangle|^2 + s^2 |\langle 1 \rangle|^2},$$

$$\frac{1}{3} > \alpha > -1,$$

а в случае взаимодействия $vV + tT$

$$\alpha = \frac{\frac{1}{3} t^2 |\langle \sigma \rangle|^2 + v^2 |\langle 1 \rangle|^2}{t^2 |\langle \sigma \rangle|^2 + v^2 |\langle 1 \rangle|^2},$$

$$1 > \alpha > \frac{1}{3}.$$

Первые опыты Гамильтона и Альфорда³¹ привели к значению $\alpha = -0,8 \pm 0,4$. Как явствует из оценки погрешности, произведённой самими авторами, точность этих опытов недостаточна. Позже появилась статья Максона, Аллена и Енчке³², в которой найдено значение $\alpha = -0,21 \pm 0,08$; такое значение с определённой точностью указывает, что осуществляется линейная комбинация S и T инвариантов: $v = 0$, $s \neq 0$ *).

*) Заметим, что объект исследования (Ne^{19}) выбран не очень удачно, так как в этом случае в переходе участвуют два варианта сразу. Наиболее чёткий результат и наибольшая разница между S и V ($\alpha = -1$ или $\alpha = +1$) должны получаться при исследовании $0 \rightarrow 0$ -переходов, например $\text{Cl}^{34} \rightarrow \text{S}^{34}$. В случае $\text{O}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ измерение отдачи осложняется³³ тем, что при переходе $\text{N}^{14} \rightarrow \text{N}^{14} + \gamma$ дополнительно меняется импульс ядра. Из данных Максона следует, что в случае Ne^{19}

$$K = \frac{t^2 |\langle \sigma \rangle|^2}{s^2 |\langle 1 \rangle|^2} \approx 1,5 \pm 0,4.$$

В $0 \rightarrow 0$ -переходах K равно нулю. Хотя и не равные нулю, но меньшие, чем в Ne^{19} , значения K (порядка 0,5) можно ожидать³⁴ при распаде ядер с одним нуклоном в состоянии $p_{1/2}$ ($\text{N}^{13} \rightarrow \text{C}^{13}$, $\text{O}^{15} \rightarrow \text{N}^{15}$). Преимуществом Ne^{19} является то, что этот атом не образует молекул; разрыв двухатомных молекул O_2 , N_2 , Cl_2 при распаде одного из ядер существенно изменял бы импульс ядра отдачи. Однако эту трудность можно преодолеть, применяя водородные соединения H_2O , H_3N , HCl . Ввиду важности вопроса следует рекомендовать экспериментаторам определение корреляции в других ядрах, кроме Ne^{19} .

Таким образом осуществляется линейная комбинация $H = sS + tT$ двух инвариантов (возможно, ещё с участием члена $p \cdot P$ *), по-разному преобразующихся при переходе от β^- - к β^+ -распаду. И в этом случае анализ запрещённого спектра²¹ уже раньше указывал на то, что комбинация $H = sS$ лучше согласуется с опытом, чем $vV + tT$. Комбинация $sS + tT$ такова, что в разрешённом спектре β^- - и β^+ -распадов не появляются члены $\pm \frac{mc^2}{E_e}$; вероятность распада, усреднённая по спинам β^- - или β^+ -частиц и нейтрино, не обнаруживает асимметрии относительно β^- и β^+ . В чём же эта асимметрия проявляется?

Рассмотрим распад поляризованного нуклона. Для простоты будем говорить о свободном нуклоне или одном нуклоне в состоянии $S_{1/2}$ (сверх замкнутой оболочки) со спиновым моментом направленным, например, вверх. Будем следить за направлением спина нуклона, образующегося в результате β -распада, и направлением спина образующейся заряженной частицы; скорость β^\pm -частицы будем считать малой, выбирая те случаи, когда нейтрино унесло почти всю энергию распада. В варианте $sS + tT$, повидимому, s и t имеют разный знак при написании выражений для S_L и T_L через волновые функции электрона.

О знаке s/t приходится судить из анализа запрещённых переходов (см.^{51, 54} **)). По абсолютной величине $|s|$ и $|t|$ одного

*) Относительно участия члена pP в выражении H трудно получить достоверные сведения вследствие того, что P играет роль лишь в запрещённых переходах. Было высказано предположение, что β -распад RaE ($83\text{p} + 127\text{n}$) $\rightarrow \text{Pb}^{210}$ представляет собой переход с изменением чётности⁴⁰; в этом случае матричный элемент P_N по ядру был бы сравним с (запрещёнными) матричными элементами T_N -взаимодействия; из спектра распада был сделан вывод о наличии P -варианта; матричный элемент P_N по волновым функциям нуклонов и коэффициент p уточнялись в работах^{41, 42, 43, 44, 45}. Существенный в этих расчётах учёт вида волновой функции электрона в ядре впервые был сделан в работе Л. А. Слива³⁵. Предположение о нечётности волновой функции ядра RaE основывается на теории оболочек, предположение равенства спина нулю было менее надёжным. Опыт показал, что RaE имеет спин 1, так что аргументация указанных выше работ отпала, а время жизни и спектр объяснены комбинацией S и T . С другой стороны, из факта отсутствия β -распада π -мезона на $e + \nu$ можно сделать вывод о том, что коэффициент p должен быть достаточно мал⁴⁶⁻⁵⁰. Однако расчёт связан с оценкой расходящихся интегралов и не может считаться вполне надёжным и убедительным.

**) В работе⁵⁴ даны верхняя и нижняя границы отношения $y = s/t$ в выражении $H = t(T + yS)$ (табл. 1 на стр. 1204); верхняя граница y равна (для нескольких различных реакций распада) 0,35; 0,25; 0,5; 0,7; 0,5, нижняя граница — 0,7; — 0,65; — 0,7; — 0,65 (значение — 0,5 для Re^{186} * исключено примечанием стр. 1208). Ниже будет показано, что

$$|y| = \frac{1}{\sqrt{R}} \approx 0,75 \pm 0,05,$$

что не согласуется с положительным знаком y .

порядка — см. ниже, а также работу Герхардта¹¹. В этом случае расчёт приводит к следующим выводам (Зельдович³⁴ *).

При распаде $p \rightarrow n + e^+ + \nu$, если p поляризован ($p \uparrow$ означает, что спин направлен вверх), преимущественно получаются позитроны, поляризованные так же, как протон, т. е. $e^+ \uparrow$, тогда как нейтроны получают с обеими поляризациями: $n \uparrow$ и $n \downarrow$. Главные реакции:

$$p \uparrow = e^+ \uparrow + \begin{cases} n \uparrow + \nu \downarrow, \\ n \downarrow + \nu \uparrow. \end{cases}$$

При распаде $n \rightarrow p + e^- + \nu$, если n поляризован ($n \uparrow$), электроны всё же получаются неполяризованные (или слабо поляризованные); их спин связан, в основном, со спином образующегося протона. Главные реакции:

$$n \uparrow = \nu \uparrow + \begin{cases} p \uparrow + e^- \downarrow, \\ p \downarrow + e^- \uparrow. \end{cases}$$

В обоих случаях β^+ - и β^- -распада спин заряженных частиц (e^+ , e^-) связан именно со спином протона, а не со спином нейтрона, что и является проявлением асимметрии β -распада относительно нейтрона и протона.

Эта асимметрия максимальна в сделанных предположениях в том случае, если бы было $|s| = |t|$. Тогда в пределе, при малой скорости заряженной частицы, осуществлялись бы только распады с выписанным выше соотношением направлений спина. При $|s| < |t|$ эти распады преобладают.

Вряд ли удастся в ближайшее время непосредственно наблюдать этот весьма тонкий эффект. Однако, после того как значения констант s и t и равенство нулю остальных установлены опытами, более простыми по выполнению, существование поляризационных эффектов устанавливается теорией однозначно. Мысленные поляризационные опыты играют существенную роль в попытках глубже проникнуть во внутренний механизм бета-распада.

V. ЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ КОНСТАНТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

После выяснения того, какие именно инварианты играют роль в β -распаде, остаётся выяснить численные значения двух констант s и t . Обе они вещественны, что следует из общих условий вещественности гамильтониана и симметрии теории по отношению к прошлому и будущему^{17, 20, 55}. В литературе эти константы

*) Систематически вопрос о поляризации β -частиц и её измерении изложен в^{53, 26}.

часто обозначаются $s = g_F$ и $t = g_T$ соответственно тому, что S даёт правила отбора Ферми, а T — правила отбора Г.-Т. Размерность их $\text{эрг} \cdot \text{см}^3$ (в статье¹⁸ на стр. 363 допущена опечатка).

Особый интерес представляет величина $R = t^2/s^2$, характеризующая отношение вероятностей распада по правилам Г.-Т. и Ферми; выше, рассматривая поляризационные опыты, мы получили первый намёк на особые свойства случая $R = 1$; в последнем параграфе эти свойства будут вскрыты более полно.

Для определения s^2 и t^2 служит известное выражение вероятности разрешённого β -распада:

$$w = \frac{1}{2\pi^3} \frac{m_e^5 c^4}{\hbar^7} f(\eta_0, Z) (s^2 |\langle 1 \rangle|^2 + t^2 |\langle \sigma \rangle|^2).$$

Время полураспада выражается через вероятность как $t_{1/2} = \frac{\ln 2}{w}$, $f(\eta_0, Z)$ есть известная функция максимального импульса $\eta = p_{\text{макс}}/m_e$ и заряда образующегося ядра Z . При $Z = 0$ $f(\eta_0, 0)$ пропорциональна статическому весу системы электрон+нейтрино; $f(\eta_0, Z)$ учитывает влияние кулоновского поля ядра. Для определения s^2 и t^2 по измеренным времени жизни и энергии распада остаётся найти ядерные матричные элементы.

Первые работы относились к зеркальным ядрам с нечётным A . Рассматривая нечётный нуклон, как находящийся в поле центральных сил сферически симметричного чётно-чётного остатка (в случае ядер с $A = 4n + 1$)*, можно было по чётности и суммарному спину ядра определить состояние (орбитальный момент l) нечётного нуклона; полный момент его j совпадает с моментом всего ядра. Таким образом, полностью определялись угловая и спиновая зависимости волновой функции. При превращении зеркальных ядер радиальные функции нейтрона и протона в ядрах до и после превращения в пренебрежении кулоновскими силами совпадают и соответствующий интеграл определяется из условий нормировки. Рассмотрение угловых и спиновых функций приводит к следующим значениям матричных элементов, просуммированных по всем направлениям полного спина конечного состояния:

Переход	$s_{1/2} \rightarrow s_{1/2}$	$p_{1/2} \rightarrow p_{1/2}$	$p_{3/2} \rightarrow p_{3/2}$	$d_{3/2} \rightarrow d_{3/2}$	$d_{5/2} \rightarrow d_{5/2}$
$ \langle 1 \rangle ^2$	1	1	1	1	1
$ \langle \sigma \rangle ^2$	3	$1/3$	$5/3$	$3/5$	$7/5$

*) В случае ядер с $A = 4n - 1$ рассматривали «дырку» — недостающий нуклон в поле остатка.

Сопоставляя вероятности распада ядер с различным отношением $\frac{|\langle \sigma \rangle|^2}{|\langle 1 \rangle|^2}$, в принципе можно определить каждую из величин s^2 и t^2 в отдельности. Такие расчёты производились рядом авторов^{56, 57}; в работе⁵⁷ сделан вывод, что $R = 1 \pm 0,20$.

В настоящее время с определённой выяснилось, что этот результат неправилен*). Упомянутые авторы резко переоценивали точность, с которой выполняется предположение оболочечной теории о движении нуклона в постоянном поле остатка; движение нуклона в большой степени возмущает остаток. Теория оболочек действительно позволяет предсказать наибольшее слагаемое волновой функции, определяющее те величины, которые меняются дискретно: чётность ядра, полный момент ядра. Однако при расчёте матричных элементов β -процессов (так же как и при расчёте магнитных моментов ядер) оказывают заметное влияние другие слагаемые волновой функции, описывающие другие возможности реализации того же полного спина и чётности ядра в результате иного размещения нуклонов по одночастичным уровням. Спин-орбитальные и спин-спиновые взаимодействия нуклонов «перепутывают» и смешивают эти состояния.

Обратимся к строгой теории, в которой не делается никаких предположений о свойствах ядерных сил (в частности, об их центральности и потенциальности), кроме их зарядовой независимости. Последовательно развивая такую теорию, нужно предположить, что при β -распаде любой нейтрон исходного ядра может превратиться в любой протон конечного ядра, так что точный оператор β -превращения по правилам отбора Ферми, выписанный в явном

виде, есть сумма операторов $\sum_{n=1}^A (\tau_+)_{n}$; для позитронного распада

соответственно получим $\sum_{n=1}^A (\tau_-)_{n}$; сумма берётся по всем A ну-

клонам (A — атомный вес). Мы пользуемся здесь способом записи теории изотопического спина: оператор $(\tau_+)_{n} = (\tau_x + i\tau_y)_{n}$ превращает n -й нуклон в протон, если это был нейтрон, и даёт нуль, если n -й нуклон был протоном в исходном ядре; оператор τ_- превращает протон в нейтрон и даёт нуль для нейтрона. Благодаря такому определению суммирование можно распространить на все нуклоны ядра. Суммы $\sum \tau_+$ и $\sum \tau_-$ можно представить как T_+ и T_- -операторы поворота в пространстве изотопического спина, меняющие его проекцию T_z (т. е. заряд ядра) без изменения абсолютной величины. Таким образом, в предположении зарядовой

*) Результат Тригга⁵⁶ $R = 2$ хотя и получен неубедительными расчётами, но ближе к действительности.

независимости ядерных сил правила отбора Ферми включают в себя правило отбора по изотопическому спину: $\Delta T = 0$. Для удовлетворяющих этому условию β -переходов получается

$$|\langle 1 \rangle|^2 = T(T+1) - T_{Z \text{ начальн}} T_{Z \text{ конечн}}.$$

При этом волновая функция ядра может как угодно отличаться от простого произведения одночастичных волновых функций отдельных нуклонов. Равенство T в начальном и конечном состояниях ($\Delta T = 0$) обеспечивает сходство волновых функций исходного и конечного ядер *).

При $T = 1/2$, $T_{\text{начальн}} = 1/2$ и $T_{\text{конечн}} = 1/2$ получим $|\langle 1 \rangle|^2 = 1$. Следовательно, при β -превращении одного из пары «зеркальных» ядер в другое, например N_{13} (семь протонов, шесть нейтронов) в C_{13} (шесть протонов, семь нейтронов), матричный элемент в точности равен единице, в точности такой, как если бы в β -превращении участвовал только один избыточный нуклон.

По элементарным представлениям в примере $N_{13} \rightarrow C_{13}$ шесть нейтронов и шесть протонов в обоих ядрах находятся в одинаковых состояниях и β -превращение внутренних шести протонов запрещено принципом Паули, так как при β -превращении внутренний протон оказывался бы в состоянии, уже занятом одним из шести внутренних нейтронов, в процессе же участвует лишь один внешний (нечётный) нуклон. В теории изотопического спина выполнение принципа Паули обеспечивается автоматически, и элементарный результат $|\langle 1 \rangle|^2 = 1$ для одного нечётного нуклона в зеркальных ядрах находит своё подтверждение, оказывается точным. Упомянутое выше перемешивание различных возможных состояний замкнутых оболочек и внешнего нуклона ядерными силами не нарушает точности равенства $|\langle 1 \rangle|^2 = 1$.

Триада зеркальных ядер C_{14} , N_{14}^* , O_{14} имеет изотопический спин $T = 1$, $T_Z = 1, 0, -1$. По приведённой формуле для процесса $O_{14} \rightarrow N_{14}^*$ $|\langle 1 \rangle|^2 = 2$. В элементарных представлениях можно говорить о двух нуклонах сверх замкнутой оболочки: $O_{14} = (6 \text{ нейтронов} + 6 \text{ протонов}) + 2 \text{ протона}$, $N_{14} = (6 \text{ нейтронов} + 6 \text{ протонов}) + 1 \text{ нейтрон}$.

Напомним снова, что точность равенства $|\langle 1 \rangle|^2 = 2$ в этом случае соответствует точности предположения о зарядовой независимости ядерных сил, а не значительно худшей точности оболочечной теории и предположения о независимых нуклонах.

Таким образом, известные случаи $0 \rightarrow 0$ -переходов, где $|\langle \sigma \rangle|^2 = 0$, а именно $O_{14} \rightarrow N_{14}^*$ и $Cl_{34} \rightarrow S_{34}$, ядер с изотопическим спином $T = 1$ позволили с большей точностью¹¹ определить $s = g_F = 1,37 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$.

*) Кулоновские поправки в волновых функциях ядер в данном случае, повидимому, не превышают 1–2%¹³.

Для расчёта времени жизни β -активных ядер удобно пользоваться величиной

$$A_F^{-1} = \frac{g_F^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2} = \frac{1}{6550} \text{ сек}^{-1} (\pm 2,3\%),$$

$$t_{1/2} \cdot f(\eta_0) = A_F (|\langle 1 \rangle|^2 + R |\langle \sigma \rangle|^2)^{-1}.$$

Величина $|\langle \sigma \rangle|^2$ (точнее, сумма $\sum_{x, y, z} \left| \sum_n \sigma_{nx, y, z} (\tau_x + i\tau_y)_n \right|^2$ по

всем нуклонам) не является интегралом движения. В ядре определённое значение имеет только полный момент J ; разделение его на орбитальный и спиновой и, тем более, приписывание определённого орбитального момента отдельным нуклонам не могут быть проведены точно. Единственным «ядром», для которого точно известно $|\langle \sigma \rangle|^2$, является свободный нейтрон ($|\langle \sigma \rangle|^2 = 3$). Используя это значение и измеренное Робсоном⁶⁰ время жизни нейтрона $t_{1/2} = 12,8 \pm 2,5$ мин, Герхард получил $R = 1,37 \pm 0,40$. В случае нейтрона вследствие трудности опыта время жизни измерено с точностью, значительно меньшей для других ядер. Точность оказалась недостаточной для того, чтобы с уверенностью утверждать, что $R > 1$. Нужен разумный компромисс между точностью опыта и строгостью расчёта.

Блатт⁶¹ привёл специальный анализ вопроса о значении $|\langle \sigma \rangle|^2$ для перехода $\text{H}^3 \rightarrow \text{He}^3$ и пришёл к выводу, что даже в весьма искусственных предположениях $|\langle \sigma \rangle|^2 \leq 3,01$; большее значение практически совершенно невероятно. Энергия и время распада (18,1 кэв, 12,4 года) известны с достаточной точностью. Принимая $|\langle \sigma \rangle|^2 \leq 3$, получим^{11, 62} $R > 1,77$. Косвенным подтверждением значения $|\langle \sigma \rangle|^2 = 3$ в случае $\text{H}^3 - \text{He}^3$ является близость магнитных моментов H^3 и протона (2,979 и 2,793 ядерных магнетонов), а также близость магнитных моментов He^3 и нейтрона ($-2,128$ и $-1,914$ яд. магн.) в соответствии с представлением о H^3 и He^3 как α -частице с «дыркой» в состоянии $S_{1/2}$.

Можно сделать вывод, что $R = \frac{t^2}{s^2} \approx 1,75 \pm 0,15$, так что R заведомо больше единицы. Повидимому, соотношение между временами жизни нейтрона и других ядер не соответствует теоретическим предсказаниям. Расхождение достигает $\sim 20-30\%$, что лежит на границе достигнутой точности опыта. Весьма желательно более точное измерение времени жизни нейтрона.

Основной предпосылкой строгой теории β -распада является предположение о том, что элементарное взаимодействие каждого нуклона, находящегося в ядре, с электронно-нейтринным полем не отличается от взаимодействия свободного нуклона. При вычислении вероятности β -распада необходимо суммировать вклад, зависящий

от возможности превращения любого нейтрона в любой протон («аддитивность» β -взаимодействия). Ядерные силы и связь нуклонов в ядре, согласно этому предположению, влияют на β -распад нуклонов лишь косвенно, обуславливая энергию и вид волновых функций превращающихся нуклонов.

Однако вид и численные константы тех операторов, применение которых к волновым функциям нуклонов в ядре даёт вероятность β -распада, предполагаются одинаковыми для свободных и связанных нуклонов.

Это предположение представляется правдоподобным теоретически, так как расстояние между нуклонами в ядре ($\sim 2 \cdot 10^{-13}$) значительно превышает тот радиус нуклона, в котором сказывается какая-то его внутренняя структура*), $\sim 4 \cdot 10^{-14}$. Энергия связи нуклонов в ядре, 20—30 Мэв, также невелика по сравнению с энергией виртуальных мезонов окружающих нуклон (см. следующую главу).

Косвенным экспериментальным подтверждением предположения об аддитивности β -взаимодействия является хорошее согласие с теорией отношения вероятности распада двух разных ядер O_{14} и Cl_{34} , для которых известны ядерные матричные элементы. Тщательное исследование распада нейтрона, включающее измерение корреляции направления вылета электрона и нейтрино, позволило бы непосредственно сравнить обе константы, характеризующие β -взаимодействие (s и t) свободного нейтрона и нуклона в ядре.

VI. МЕЗОННЫЕ ПОПРАВКИ В ЭЛЕМЕНТАРНОМ β -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Предположим, что после преодоления всех трудностей точно измерены величины s и t ; по основной гипотезе об аддитивности β -взаимодействия в ядре величины s и t относятся к свободным нуклонам.

С точки зрения современной теории поля «свободный нуклон» не элементарная частица со спином $1/2$, подчиняющаяся уравнению Дирака. Благодаря присущему нуклонам сильному взаимодействию с π -мезонами изолированный нуклон в вакууме порождает вокруг себя π -мезоны. По закону сохранения энергии без внешнего воздействия эти π -мезоны не могут удалиться от породившего их нуклона, т. е. не могут проявиться как свободные π -мезоны. Рождённые в вакууме изолированным нуклоном π -мезоны обязаны всегда следовать за породившим их нуклоном, то возникая, то уничтожаясь; речь идёт, таким образом, о виртуальных мезонах. Кратко принято говорить о свободном нуклоне как о нуклоне

*) Этот радиус определяется из взаимодействия нейтрона с электроном и из отклонений в рассеянии электронов протоном от кулоновского рассеяния точечным зарядом.

в мезонной «шубе». Находящаяся внутри этой «шубы» из виртуальных мезонов частица — «голый» нуклон — подчиняется уравнению Дирака (вопрос о том, есть ли на нуклоне другие «одежды», кроме π -мезонной «шубы», в настоящее время остаётся открытым). При любом внешнем взаимодействии проявляются не только свойства «голого» нуклона, но и влияние «шубы».

Само представление о мезонах и о сильном взаимодействии нуклонов с мезонами появилось из анализа ядерных сил между нуклонами. Наличие мезонного поля, образующего «шубу» вокруг изолированного нуклона, проявляется в аномальности магнитных моментов нейтрона и протона.

Возвращаясь к теории β -распада, мы должны констатировать, что константы s и t относятся к нуклону в «шубе». Возникает естественный вопрос: что же можно высказать об константах β -взаимодействия «голого» нуклона? Как влияет «шуба» на β -взаимодействие?

Возможно, что только в силу математических трудностей в настоящее время не существует последовательной, логически замкнутой релятивистской теории взаимодействия π -мезонов с нуклонами. Математические трудности не позволяют даже сопоставить с опытом существующие простейшие предположения об исходных уравнениях такой теории, так что до сих пор неясно, не потребуются ли такие новые физические идеи. В этих условиях для ориентировки целесообразно взять, следуя Чу⁶⁴, Финкельштейну и Мошковскому⁶⁵, простейший вариант теории мезонной «шубы», не претендующий ни на строгость, ни на релятивистскую инвариантность формулировки.

Масса нуклона полагается очень большой по сравнению с массой мезона; при испускании нуклоном мезона пренебрегаем скоростью и кинетической энергией, приобретаемыми нуклоном вследствие отдачи. Рассматривается испускание мезонов с импульсом, не превышающим некоторого p_m ; не учитывается возможность, что «шуба» состоит более чем из одного мезона, а также возможность образования пар нуклонов и антинуклонов.

Взаимодействие нуклона с мезоном берётся в форме, соответствующей предельному случаю покоящегося (но обладающего спином) нуклона:

$$H = f (\Psi_N^* \boldsymbol{\sigma} \Psi_N) \mathbf{k} \varphi,$$

т. е. как скалярное произведение вектора (операторного) спина нуклона и импульса \mathbf{k} мезона (φ — волновая функция мезона).

Авторы работы рассматривают только испускание нейтрального π^0 -мезона; так, например, в случае распада нейтрона, кроме прямого процесса

$$n = p + e^- + \bar{\nu},$$

рассматривается процесс с тем же начальным и конечным состояниями, но с промежуточным испусканием π^0 -мезона:

$$n = n + \pi^0 = p + e^- + \nu + \pi^0 = p + e^- + \nu.$$

Подразумевается, что испускание нейтроном π^+ -мезонов невозможно, а после испускания π^- -мезон ($n = p + \pi^-$) был бы невозможен β^- -распад.

По теории возмущений матричный элемент перехода через два промежуточных состояния с π^0 -мезоном в промежуточном состоянии можно записать в виде

$$M'_n = \frac{1}{\varepsilon_n^2} (n | \Gamma | n, \pi_n^0) (n, \pi_n^0 | O | p, e^-, \nu, \pi_n^0) \times \\ \times (p, e^-, \nu, \pi_n^0 | \Gamma | p, e^-, \nu).$$

В этом выражении Γ — оператор рождения мезона, O — оператор β -процесса, индекс n характеризует импульс виртуального мезона и ε_n — энергия виртуального мезона, равная

$$\varepsilon_n = \sqrt{m_\pi^2 c^4 + p_n^2 c^2}.$$

Так как Γ не действует на лёгкие частицы, а O не действует на π^0 -мезоны, это выражение можно записать проще:

$$M'_n = \frac{1}{\varepsilon_n^2} (n | \Gamma | n, \pi_n^0) (n | O_n | p) (p | \Gamma | p, \pi_n^0) (\Psi_0 | O_L | e^-, \nu).$$

Полный оператор β -превращения O здесь представлен как произведение $O = O_N \cdot O_L$ операторов, действующих на нуклоны и лёгкие частицы (ср. в § 1 $S = S_N S_L$ и т. д.). Символ $(\Psi_0 | O_L | e^-, \nu)$ означает, что из вакуума (Ψ_0) возникают две частицы — e^- , ν — под действием оператора O_L . При наличии разных путей (прямого — матричный элемент M_0 — и с испусканием виртуального π^0 -мезона — матричный элемент M_n) осуществления одного и того же перехода матричные элементы M_0 и M_n складываются; матричный элемент с учётом мезонных поправок имеет вид

$$M' = M_0 + \sum_n M_n.$$

Суммирование по n в действительности представляет собой интегрирование в фазовом пространстве вектора импульса мезона \mathbf{k} по всему объёму $|\mathbf{k}| < k_{\text{макс}}$.

Если рассматривается мезонная поправка к скалярному β -взаимодействию, то в нерелятивистском приближении $S_n = 1$, а в поправку входит

$$\Gamma S_n \Gamma \sim (\sigma \mathbf{k}) 1 (\sigma \mathbf{k}) = k^2.$$

Если рассматривается тензорное β -взаимодействие $T_n = \sigma$, то из антикоммутации перпендикулярных компонент оператора σ получится

$$\Gamma T_n \Gamma = (\sigma k) \sigma (\sigma k) = k^2 (\sigma_k - \sigma_{\perp}),$$

где σ_k — компонента σ , параллельная k , а σ_{\perp} — сумма двух компонент, перпендикулярных к k . При усреднении по всем направлениям k получим:

$$(\sigma k) \sigma (\sigma k) = -\frac{1}{3} k^2 \sigma.$$

Можно сказать, что виртуальный π^0 -мезон испускается в p -состоянии с орбитальным моментом $l=1$ за счёт переворачивания спина нуклона, так что σ нуклона в промежуточном состоянии с виртуальным π^0 -мезоном имеет знак, обратный знаку σ у «голового» нуклона. Для результата весьма важно, что $(p|\Gamma|p, \pi^0)$ и $(p|\Gamma|p, \pi^0)$ — матричные элементы взаимодействия нейтрона и протона с π^0 -мезоном — имеют различные знаки; π^0 -мезон представляет собой один из членов изотопической триады π^+ , π^0 , π^- , и выражение гамильтониана взаимодействия π^0 -мезона с нуклонами содержит матрицу τ_3 в пространстве изотопического спина, имеющую разные знаки для нейтрона и протона. Такая структура выражения необходима для того, чтобы теория с тремя мезонами давала зарядовую независимость ядерных сил. Недавно различие знаков взаимодействия с протоном и нейтроном было проверено непосредственно в опытах по фоторождению π^0 -мезонов на дейтонах, где вклады протона и нейтрона интерферируют между собой. Разные знаки Γ для протона и нейтрона существенны при вычислении мезонной поправки в β -взаимодействии. Окончательно в ⁶⁵ даны следующие выражения для мезонных поправок (штрих — с поправкой, индекс 0 относится к «голому» нуклону):

$$s' = s_0 (1 - \varepsilon), \quad t' = t_0 \left(1 + \frac{1}{3} \varepsilon \right), \quad R_0 = R' \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 + \frac{1}{3} \varepsilon} \right)^2,$$

где

$$\varepsilon = \frac{c^2}{m_{\pi}^2} f^2 \int_0^{k_{\text{макс}}} \frac{k^2}{(V m_{\pi}^2 c^4 + k^2 c^2)^3} k^2 dk.$$

Согласно Чу ⁶⁴, из данных по рассеянию мезонов, по магнитному моменту нейтрона и ядерным силам следует, что наилучшее значение $f^2 = 0,058$, $k_{\text{макс}} = 5,51 m_{\pi} c$ ($k_{\text{макс}}/c$ оказывается близким к массе нуклона, равной $6,5 m_{\pi}$).

При этом получается $\varepsilon = 0,237$ и

$$R_0 = (1,75 \pm 0,15) \cdot \left(\frac{1 - 0,237}{1 + 0,079} \right)^2 = 0,98 \pm 0,08.$$

Конечно, точность мезонного расчёта гораздо меньше, но во всяком случае можно констатировать, что экспериментальные данные по β -распаду не противоречат предположению о равенстве $R_0 = 1$, т. е. $|s| = |t|$, для взаимодействия «голового» нуклона; знак и порядок величины отклонения измеренного на опыте значения R' от единицы разумно согласуются с представлением о влиянии мезонных поправок на β -распад.

В связи с расчётами, проведёнными в работе ⁶⁵, следует сделать несколько замечаний, не меняющих, впрочем, указанного выше вывода.

1) В ⁶⁵ не рассмотрены процессы с β -распадом π -мезона. Распад $\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$ дал бы поправку порядка f , но фактически не имеет места ⁶⁶.

Процесс $\pi^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu$, наблюдение которого весьма трудно, дал бы поправку порядка f^2 , т. е. как раз такую же, как рассмотренная выше ⁶⁵. Однако по расчётам Зельдовича ⁵⁰ инварианты S, T и P , входящие в β -взаимодействие, не дают такого распада (здесь S существенно отличается от V). Таким образом, неучёт распада мезонов в работе ⁶⁵ оправдан как раз для того выражения β -взаимодействия, которое осуществляется в действительности.

2) Выражение матричного элемента M'_n основано на следующем выражении волновой функции Ψ' нуклона в «шубе»:

$$\Psi' = \Psi_0 + \sum_n c_n \Psi_n,$$

где Ψ_0 — волновая функция «голового» нуклона, Ψ_n — волновая функция системы нуклон плюс виртуальный мезон с импульсом k_n , а коэффициенты c_n в первом порядке теории возмущений равны

$$c_n = \frac{(n | \Gamma | 0, \pi_n)}{E_n}.$$

Выражение для Ψ' является правильным в первом порядке по c_n , т. е. в первом порядке по константе связи f . Но мезонная поправка к β -взаимодействию оказалась порядка f^2 . Следовательно, и в выражении Ψ' надо было проследить за членами порядка f^2 (или c_n^2), которые могут дать поправку того же порядка в окончательном результате. С учётом членов порядка f^2 оказывается, что в выражении Ψ' надо восстановить нормировку

$$\Psi' = \frac{\Psi_0 + \sum_n c_n \Psi_n}{\sqrt{1 + \sum_n c_n^2}}.$$

Изменяя нормировку, следует учитывать не только нейтральные, но и заряженные мезоны. При этом получаются исправленные выражения:

$$\frac{s'}{s_0} = \frac{1 - \varepsilon}{1 + 3\varepsilon}, \quad \frac{t'}{t_0} = \frac{1 + \frac{1}{3}\varepsilon}{1 + 3\varepsilon}.$$

Отношение R'/R_0 при этом не меняется. Изменение абсолютных значений s_0 и t_0 может представить интерес в связи со сравнением ⁶⁵ этих констант с константами, описывающими другие процессы, в которых рождаются нейтрино ($\mu^- + p = n + \nu$, $\mu^\pm = e^\pm + 2\nu$). Ограничиваясь вторым порядком по f , все поправки, включая поправки на нормировку, можно записать в весьма симметричной форме:

$$O' = O_0 + \sum_n \Pi_n O_0 \Pi_p - \frac{1}{2} \left(\sum_n \Pi_n \Pi_n \right) O_0 - \frac{1}{2} O_0 \left(\sum_n \Pi_p \Pi_p \right),$$

где

$$\Pi_n = \frac{1}{E_n} [(n | \Gamma | n, \pi^0) + (n | \Gamma | p, \pi^-)],$$

$$\Pi_p = \frac{1}{E_n} [(p, \pi^0 | \Gamma | p) + (n, \pi^+ | \Gamma | p)].$$

Члены с заряженными мезонами в выражениях Π тождественно дают нуль с оператором β -взаимодействия O_0 в первом поправочном члене $\Pi O_0 \Pi$, но не в двух других членах, происходящих от

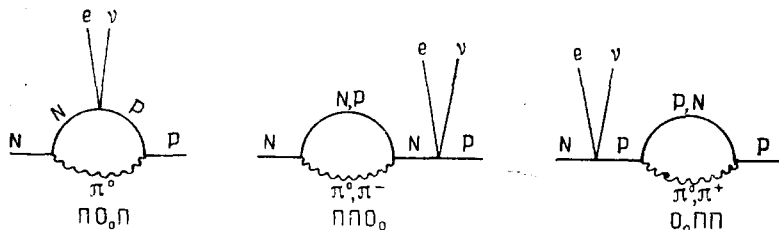


Рис. 2.

изменения нормировки. Эти последние имеют вид известной в квантовой электродинамике «поправки на свободные концы» (Фейнман ⁶⁷, Дайсон ⁶⁸). Трём поправочным членам формулы можно сопоставить три диаграммы (рис. 2).

Рассмотренный пример показывает, что смысл поправок на свободные концы и заключается в изменении нормировки; в частности, весьма наглядно получается коэффициент $1/2$, с которым входит вклад двух концевых (нормировочных) диаграмм.

3) Расчёт мезонных поправок можно провести в релятивистски-инвариантной теории возмущений для псевдоскалярной связи мезона с нуклонным полем.

Для $\Gamma S \Gamma$ и для поправок на концы получаются расходящиеся выражения. Постановка задачи отличается от обычной для квантовой электродинамики задачи ренормализации: там величина, например, электрического заряда «голой» частицы (электрона, протона) e_0 должна быть изгнана из конечных формул; целью является нахождение поправок, относящихся к конечным значениям волнового вектора электромагнитного поля (добавочный магнитный момент, лэмбовское смещение уровней) по экспериментально заданному заряду e , характеризующему взаимодействие «частицы в шубе» со статическим полем. В β -распаде нас интересует именно соотношение s', t' и s_0, t_0 . Поэтому расходящиеся выражения приходится не перенормировать, а обрезать. Псевдоскалярная теория характеризуется, кроме того, большой константой связи, что делает теорию возмущений неприменимой. В целом нерелятивистские расчёты⁶³ по методу^{63,64} с константами, подогнанными под магнитный момент, представляются более разумными, чем инвариантная теория возмущений.

К вопросу о мезонных поправках в β -распаде надо будет вернуться тогда, когда в релятивистски инвариантной теории взаимодействия нуклонов и π -мезонов будут преодолены трудности, связанные с большой константой связи и расходимостями.

VII. О ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЧАСТИЦАХ В ТЕОРИИ β -РАСПАДА

В своей знаменитой работе 1935 Юкава⁷, наряду с предположением о роли мезонов в ядерных силах, предложил схему β -распада:

$$n = p + \pi^-; \quad \pi^- = e^- + \nu,$$

в которой мезон играет роль промежуточной частицы. Оценивая массу мезона по радиусу ядерных сил и константу связи мезона с нуклонами по величине этих сил, Юкава из вероятности β -распада нашёл связь мезона с электронно-нейтринным полем и вероятность β -распада свободного мезона.

Хорошо известно, что после первых кажущихся подтверждений картина существенно усложнилась; оказалось, что свободные мезоны, образующие при распаде электроны и позитроны, — это μ -мезоны, слабо взаимодействующие с нуклонами и имеющие спин $1/2$; сильно взаимодействующие с нуклонами π -мезоны, как оказалось⁶⁵, не распадаются по реакции $\pi^\pm = e^\pm + \nu$; распад их идёт по схеме⁷⁰ $\pi^\pm = \mu^\pm + \nu$.

Никакой из известных в настоящее время и наблюдаемых непосредственно мезонов не может считаться ответственным за β -процесс в смысле схемы Юкавы⁷.

Заметим, что процесс, аналогичный β -процессу (или, точнее, K -захвату), а именно захват μ -мезонов ядрами по элементарной реакции

$$\mu^- + p = n + \nu,$$

повидимому, можно описать схемой типа Юкавы с виртуальным образованием π -мезона:

$$\mu^- + p = \pi^- + \nu + p = n + \nu.$$

Бете и Маршак ⁷¹ (см. также ^{72, 84}) отмечают, что вероятности этого процесса разумно согласуются с вероятностью $\pi \rightarrow \mu$ -распада *).

Следовало бы развить дальше эти представления. Из последней схемы μ -захвата может быть найдена не только суммарная вероятность, но и сделаны определённые выводы, относящиеся к виду рр ν -взаимодействия и к выбору системы инвариантов, входящих в общее выражение типа H .

Отсюда, далее, можно получить правила отбора при захвате μ -мезонов ядрами и вероятность образования при захвате μ -мезона возбуждённого ядра в том или ином определённом состоянии. При современной технике получения μ -мезонов на ускорителях и скинтилляционного исследования гамма-спектров эти более тонкие выводы теории доступны экспериментальной проверке.

Возвращаясь к β -распаду, отметим, что гипотеза электрино (ссылки на литературу см. в ⁷³), вылетающего из β -активного ядра и распадающегося на $e + \nu$, внешне аналогична схеме Юкавы; однако предположения о малой массе электрино и возможности его реального (не виртуального) рождения приводят к противоречиям с опытом ⁷⁴.

Каковы общие черты теорий с промежуточной частицей?

Рассматривая процесс с участием четырёх частиц A , B , C и D со спинами $1/2$, например процесс

$$A + B = C + D,$$

пишем гамильтониан взаимодействия в виде

$$H' = g (A^* O B) (C^* O D).$$

Соответственно матричный элемент

$$M = \int H' dx$$

*) В работе Зельдовича ⁵⁰ сделана обратная попытка рассмотреть распад $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ как следствие поляризации вакуума с рождения виртуальных пар нуклон-антинуклон π -мезоном, причём рр ν -взаимодействие считается элементарным.

или представляет собой сумму таких членов. В H' величины A, B, C, D суть волновые функции соответствующих частиц: все функции берутся при одном значении координаты x , к которому относится и значение $H'(x)$ плотности энергии.

В теории с промежуточной частицей Φ с целым спином элементарное взаимодействие пишется так:

$$H' = e_1(A^*OB)\Phi + e_2(D^*OC)\Phi + (\text{эрм. сопр.}).$$

Два члена описывают две элементарные реакции $A = B + \Phi$ и $C + \Phi = D$; константы e_1 и e_2 теперь имеют размерность электрического заряда. Строго говоря, матричный элемент интересующего нас процесса, в котором Φ появляется только виртуально, описывается двойным интегралом:

$$M \sim e_1 e_2 \iint dx_1 dx_2 (A^*_{(x_1)} OB_{(x_1)}) \Phi(x_1) \Phi^*(x_2) (C^*(x_2) OD(x_2)).$$

Чем больше масса частицы Φ , тем меньший путь успевает она пройти от места рождения x_1 до места исчезновения x_2 ; произведение $\Phi(x_1)\Phi^*(x_2)$ приближается к δ функции Дирака, а всё выражение M — к выражению $M = \int H' dx$, причём роль g играет величина

$$g \approx \frac{e_1 e_2 \hbar^2}{m_\Phi^2 c^2}$$

(численные множители опущены, m_Φ значительно больше масс всех частиц A, B, C, D). Спин частицы Φ зависит от того, каков оператор O .

Рассмотрим схему типа Юкавы, в которой начальное ядро испускает мезон, превращаясь в конечное ядро, а мезон распадается на $e + \nu$. Очевидно, что правила отбора Ферми, в частности $0 \rightarrow 0$ -переход, требуют испускания мезона с нулевым спином, распадающегося на $e + \nu$ в синглетном состоянии.

Правила отбора Г.-Т. требуют мезона со спином 1.

Наблюдённая на опыте комбинация $sS + tT$ для описания по схеме Юкавы требовала бы привлечения двух гипотетических мезонов с разными спинами (0 и 1), но примерно одинаковыми значениями $e_1 e_2 / m_\Phi^2$.

Такая схема представляется в высшей степени искусственной, поэтому гипотеза промежуточных мезонов^{7, 76, 82, 83} в настоящее время оставлена. Существует однако другой возможный тип промежуточных частиц, предложенный впервые Венцелем⁸ и рассмотренный далее в работах японских авторов⁷⁶⁻⁸⁰ и автора настоящей статьи⁸¹. Не будем следовать в изложении историческому порядку и рассмотрим эту схему применительно к современным данным о β -распаде.

Как было выяснено выше, вполне вероятно предположение, что для взаимодействия «голового» нуклона $t_0^2 = s_0^2$ (т. е. $R_0 = 1$); возможно также, что $|p_0| = |s_0| = |t_0|$ (в настоящее время нельзя ни надёжно подтвердить, ни опровергнуть наличие псевдоскалярного взаимодействия). Примем, что для «голового» нуклона взаимодействие описывается комбинацией

$$H' = s_0 (S - T + P)$$

с численно равными коэффициентами при S , T и P .

Эта комбинация может быть написана в более простом виде, если иначе соединить волновые функции различных частиц *)

$$H' = 2s_0 (\bar{S} + \bar{P}),$$

где

$$\bar{S} = (\Psi_p^* \beta \Psi_e +) (\Psi_n^* \beta \Psi_n)$$

в отличие от

$$S = (\Psi_n^* \beta \Psi_p) (\Psi_e^* \beta \Psi_e -);$$

\bar{P} пишется аналогично. Каждый множитель в \bar{S} и \bar{P} содержит по одной волновой функции нуклона и одной функции легкой частицы. Возможность такого написания обуславливает отмеченные Финкельштейном и Каусом³² свойства симметрии выражения H' : это выражение превращается само в себя при перемене местами волновых функций нейтрона и нейтрино. С точки зрения теории промежуточных частиц в β -распаде выражения типа $\bar{O}(S, P)$ соответствуют схеме

$$p = L + e^+, \quad L = n + \nu.$$

Промежуточная частица L , очевидно, тяжелее нуклона и по современной классификации должна быть названа не мезоном, а гипероном; L обладает ядерным зарядом в смысле⁷³: L образуется из нуклона и распадается с образованием нуклона.

Два члена в выражении $H'(S \text{ и } P)$ соответствуют двум типам промежуточных гиперонов L и L' , причём оба гиперона имеют нулевой спин, одинаковую массу, одинаковые константы связи e_1 и e_0 для двух реакций и отличаются только чётностью.

В области энергий, обычных для β -распада, теория с промежуточными гиперонами приводит к выводам тождественным с обычной теорией, основанной на выражении

$$H' = sS + tT + pP.$$

*) Технику перехода от \bar{O} к O для любых O см. ²⁰.

Без учёта мезонных поправок получится $t = -s = p$; наблюдаемое на опыте $|t| > |s|$ при этом можно будет объяснить мезонными поправками; непосредственно получаются выводы о соотношении поляризации нуклона и заряженных частиц, рассмотренные выше. Нетрудно без расчётов убедиться в том, что выражение

$$H' = 2s(\bar{S} + P)$$

даёт для поляризации электронов при распаде поляризованных нуклонов как раз те выводы, которые были получены ранее³⁴ и описаны выше для случая $R = 1$.

Рассмотрим образование нерелятивистского электрона. В этом случае член \bar{P} обращается в нуль; играет роль только один член \bar{S} , соответствующий образованию одного промежуточного изобара L .

Когда по реакции $p = L + e^+$ образуется частица L с нулевым спином, то она «забывает» про начальный спин протона и спин испущенного позитрона; при последующем распаде спины p и p оказываются некоррелированными между собой. Также не коррелированы спины e^+ и ν ; вероятности образования триплета и синглета (равного 1 или 0 полного момента $e + \nu$) должны находиться в отношении Q , равном отношению статистических весов, т. е. 3:1. В обычной теории выражение $H = sS + tT$ даст отношение

$$Q = t^2 |\langle \sigma \rangle|^2 / s^2 |\langle 1 \rangle|^2 = 3R^2;$$

для свободного нуклона найдём

$$Q = \frac{3t^2}{s^2} = 3R^2.$$

Следовательно, $Q = 3$ соответствует $R = 1$.

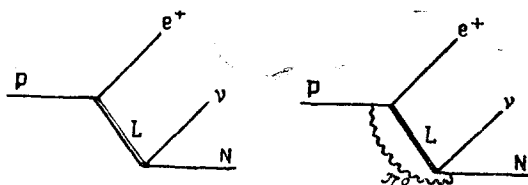


Рис. 3.

Схема изобар L и L' не противоречит получению $R \neq 1$, если учесть действие мезонных поправок. Обозначая линию изобара двойной чертой, нарисуете диаграмму β -процесса «голового» нуклона и диаграмму, описывающую мезонную поправку (рис. 3).

Во второй диаграмме испускание и поглощение π^0 -мезона создают корреляцию спина нейтрона до распада и спина образующегося протона (виртуальный π^0 -мезон обладает орбитальным моментом). В первой диаграмме линия $L(L')$ не даёт такой корреляции. Благодаря мезонной поправке осуществляется и частичная корреляция спинов e^+ , ν , соответствующая $R \neq 1$.

Для разрешённых переходов получится обычная, статистическая форма спектра с поправками типа

$$\left(1 \pm \frac{E_e}{(m_L - m_n)c^2}\right);$$

при $(m_L - m_n)c^2 \gg m_e c^2$ такие поправки не легко обнаружить.

Если бы из таких поправок удалось определить m_L и сделать естественное предположение $e_1 = e_2$, то данные по β -распаду позволили бы предсказать все свойства частиц L и L' .

Сюда относятся прежде всего время жизни свободных частиц L и L' (при $m_L \approx 2m_n$, $t \sim 10^{-19} - 10^{-20}$ сек), а также ход сечения с энергией для резонансной реакции

$$e^- + p = L$$

с последующим

$$L \begin{cases} \rightarrow p + e^- \\ \rightarrow n + \nu \end{cases}$$

При весьма малом ожидаемом времени жизни L и L' образование L и L' будет экспериментально проявляться как резонансное рассеяние электронов и резонансный захват электронов при определённой большой энергии порядка $(M_L - M_n)c^2$.

Напомним ещё раз, что возможность такой трактовки β -распада существенно требует наличия в линейной комбинации инвариантов псевдоскаляра P с коэффициентом $p \approx t \approx s$ (с точностью до мезонных поправок порядка 1).

Отсутствие электрического заряда у частиц L и L' следует из различия знаков s и t (при одинаковых знаках необходимо, чтобы L и L' были положительно заряжены). Представления о промежуточных частицах придают особый острый интерес дальнейшему экспериментальному и теоретическому исследованию детальных закономерностей β -процессов. В качестве ближайших, наиболее важных задач можно назвать выяснение знака отношения s/t и наличия псевдоскалярного взаимодействия.

Таким образом, в принципе не исключена увлекательная возможность с помощью изучения β -процессов выявить существование и свойства новых элементарных частиц.

Пользуюсь случаем выразить благодарность С. С. Герштейну, Л. А. Сливу и Я. А. Смородинскому за обсуждение вопросов, затронутых в статье, и ценные замечания.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Грошев и И. С. Шапиро, Спектроскопия атомных ядер, Гостехиздат, 1952.
2. Э. Ферми, Ядерная физика, ИЛ, 1951.
3. Дж. Блатт и В. Вайскопф, Теоретическая ядерная физика, ИЛ, 1954.
4. Чиен-Шиунг Ву, УФН, **44** 558 (1951).
5. E. J. Konopinski a. G. E. Uhlenbeck, Phys. Rev. **48**, 7 (1935).
6. E. Fermi, Zeits. f. Phys. **88**, 161 (1934).
7. H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17**, 48 (1935).
8. G. Wentzel, Zeits. f. Phys. **104**, 34 (1936); Zeits. f. Phys. **105**, 738 (1936).
9. R. Sherr, H. R. Muether a. M. G. White, Phys. Rev. **75**, 282 (1949).
10. I. R. Penning a. F. H. Schmidt, Phys. Rev. **94**, 779 (1954).
11. J. B. Gerhardt, Phys. Rev. **95**, 288 (1954).
12. B. Jancovici a. I. Talmi, Phys. Rev. **95**, 289 (1954).
13. Г. И. Зельцер, УФН **53**, 455 (1954).
14. P. Stäehelin, Phys. Rev. **92**, 1076 (1953).
15. P. Stäehelin, Helv. Phys. Acta **26**, 691 (1953).
16. P. Stäehelin, P. Preiswerk, Nuovo Cimento **10**, 1231 (1953).
17. S. R. de Groot, H. A. Tolhoek, Physica **16**, 456 (1950).
18. Я. Б. Зельдович, С. Ю. Лукьянов, Я. А. Смородинский, УФН **54**, 361 (1954).
19. В. Гейтлер, Квантовая теория излучения, Гостехиздат, 1940.
20. M. Fierz, Zeits. f. Physik **104**, 553 (1937).
21. H. M. Mahmoud a. E. J. Konopinski, Phys. Rev. **88**, 1266 (1952).
22. E. J. Konopinski a. L. M. Langer, Ann. Rev. Nucl. Sc. **2**, 261 (1953).
23. J. P. Davidson a. D. C. Peaslee, Phys. Rev. **91**, 1232 (1953).
24. A. Winther a. O. Kofoed-Hansen, Kgl. Danske Videnskab Selskab Mat.-fys. Medd. **27**, № 14 (1953); Phys. Rev. **89**, 526 (1953).
25. R. Sherr a. R. H. Miller, Phys. Rev. **93**, 1076 (1954).
26. H. A. Tolhoek a. S. R. de Groot, Physica **17**, 81 (1951).
27. Л. А. Слив, ДАН **23**, 338 (1939).
28. B. M. Rustad a. S. L. Ruby, Phys. Rev. **89**, 880 (1953).
29. J. S. Allen a. W. K. Jentschke **89**, 902 (1953).
30. L. M. Langer, I. D. Moffat, Phys. Rev. **82**, 635 (1951).
31. W. P. Alford, D. R. Hamilton, Phys. Rev. **95**, 1351 (1954).
32. D. R. Maxson, J. S. Allen a. W. K. Jentschke, Phys. Rev. **97**, 109 (1955).
33. M. E. Rose, Phys. Rev. **90**, 1123 (1953).
34. Я. Б. Зельдович, Изв. АН СССР, серия физич. **18**, 243 (1954).
35. Л. А. Слив, ЖЭТФ **17**, 1049 (1947).

36. J. R. Simanton, R. A. Rightmire, A. L. Long, T. P. Kohman, Phys. Rev. **96**, 1711 (1954).
37. Maeder, Müller, Wintersteiger, Helv. Phys. Acta **27**, 3 (1954).
38. W. E. Kreger, Phys. Rev. **96**, 1554 (1954).
39. P. F. Zweifel, Phys. Rev. **96**, 1572 (1954).
40. A. G. Petschek a. R. E. Marshak, Phys. Rev. **85**, 698 (1952).
41. T. Ahrens, E. Feenberg, H. Primakoff, Phys. Rev. **87**, 663 (1952).
42. M. Ruderman, Phys. Rev. **89**, 1227 (1953).
43. M. Yamada, Progr. Theor. Phys. **10**, 252 (1953).
44. H. Takeba, Progr. Theor. Phys. **10**, 673 (1953).
45. E. J. Konopinski, Phys. Rev. **94**, 492 (1954); E. A. Plassman, a. L. M. Langer, Phys. Rev. **96**, 1593 (1954).
46. I. Steinberger, Phys. Rev. **76**, 1180 (1949).
47. M. Ruderman a. R. Finkelstein, Phys. Rev. **76**, 1458 (1949).
48. M. Ruderman, Phys. Rev. **85**, 157 (1952).
49. R. Finkelstein, Phys. Rev. **88**, 555 (1952).
50. Я. Б. Зельдович, ДАН **97**, 421 (1954).
51. M. Morita, J. Fujita, M. Yamada, Progr. Theor. Phys. **10**, 630 (1953).
52. R. Finkelstein, P. Kaus, Phys. Rev. **92**, 1316 (1953).
53. H. A. Tolhoek, S. R. de Groot, Physica **17**, 16 (1951).
54. D. L. Pursey, Phil. Mag. **42**, 1193 (1951).
55. L. Michel, Proc. Phys. Soc. **A63**, 514 (1950).
56. G. L. Trigg, Phys. Rev. **82**, 506 (1952).
57. O. Kofoed-Hansen a. A. Winther, Phys. Rev. **86**, 428 (1952).
58. O. Kofoed-Hansen, Phys. Rev. **92**, 1075 (1953).
59. L. A. Radicati, Proc. Phys. Soc. **A66**, 139 (1953).
60. J. M. Robson, Phys. Rev. **83**, 349 (1951).
61. J. M. Blatt, Phys. Rev. **89**, 86 (1953).
62. J. M. Blatt, Phys. Rev. **89**, 83 (1953).
63. G. Chew, Phys. Rev. **95**, 285 (1954).
64. G. Chew, Phys. Rev. **95**, 1669 (1954).
65. R. J. Finkelstein a. S. A. Moszkowski, **95**, 1687 (1954).
66. H. L. Friedman a. J. Rainwater, Phys. Rev. **84**, 684 (1951).
67. Р. Р. Фейнман, Phys. Rev. **76**, 769 (1949); сборник «Новейшее развитие квантовой электродинамики», ИЛ, 1954.
68. F. J. Dyson, Phys. Rev. **75**, 1736 (1949); сборник «Новейшее развитие квантовой электродинамики», ИЛ, 1954.
69. Э. В. Шпольский, Атомная физика, т. II, Гостехиздат, 1951.
70. Latter, Occhialini a. Powell, Nature **160**, 453 (1947).
71. R. Marshak a. H. Bethe, Phys. Rev. **72**, 506 (1947).
72. R. Latter, Диссертация, Калифорнийский технологич. ин-т, цит. по R. Marshak, Meson Physics.
73. С. И. Ларин, УФН **52**, вып. 2, 329 (1954).
74. Я. Б. Зельдович, УФН **55**, 147 (1955).
75. Я. Б. Зельдович, ДАН **86**, 505 (1952).

76. S. Tanaka a. M. Itô, Progr. Theor. Phys. **9**, 109 (1953).
 77. Y. Tanikawa, Progr. Theor. Phys. **3**, 338 (1948).
 78. H. Umezawa, Progr. Theor. Phys. **7**, 555 (1952).
 79. Y. Tanikawa, K. Saeki, Progr. Theor. Phys. **10**, 232 (1953).
 80. Y. Tanikawa, Progr. Theor. Phys. **10**, 361 (1953).
 81. Я. Б. Зельдович, ДАН **89**, 33 (1953).
 82. S. Sakata, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **23**, 291 (1941).
 83. S. Nakamura, Phys. Rev. **89**, 16 (1953).
 84. L. Lopes, Phys. Rev. **74**, 1722 (1948).
 85. Дирак, Основы квантовой механики, ГТТИ, 1937.
 86. Паули, Общие принципы волновой механики, Гостехиздат, 1947.
 87. D. R. Hamilton, Phys. Rev. **71**, 456 (1947).
 88. A. Böhr, B. R. Mottelson, Dan. Mat. Fys. Medd. **27**, № 16 (1953).
 89. Л. А. Слив, Доклад на V Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии, 1955.
-