

С-51

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

P-320

Я.А.Сморodinский

β - РАСПАД И СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

/ Доклад на IX Всесоюзной конференции по ядер-
ной спектроскопии, Харьков январь 1959 года /

УФМ, 1959, т68, в4, с 653-662.

Дубна 1959 год

P-320

Я.А.Сморodinский

β - РАСПАД И СЛАБЫЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

/ Доклад на IX Всесоюзной конференции по ядер-
ной спектроскопии, Харьков январь 1959 года /

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В последние два-три года завершился большой этап исследований по β -распаду, начатый классическими работами Янга и Ли. Эти работы привели к тому, что мы можем сейчас написать окончательный вид гамильтониана слабого взаимодействия. До сих пор только для одного электромагнитного взаимодействия существовала замкнутая теория. Теперь мы имеем и основы теории β -взаимодействий. Замечательно то, что уже в первой работе Ферми 1934 года^{1/} взаимодействие было записано почти так же, как это делаем мы сейчас. Если бы Ферми знал о несохранении четности и продольном нейтрино, то векторная форма взаимодействия, выбранная Ферми по аналогии с электромагнитным взаимодействием, привела бы его к правильной теории. Именно эта работа Ферми, дополненная теорией продольного нейтрино Ландау, Салама, Ли и Янга^{х/}, является основной составной частью теории β -распада. Практически все теоретические работы, опубликованные в промежутке 1935-1936 гг., обсуждавшие возможные формы взаимодействия, оказались неверными, как неверным оказалось и большинство экспериментальных работ, посвященных этому вопросу.

Возрождение фермиевской теории β -распада, дополненной теорией продольного нейтрино, явилось достижением четырех физиков: Маршака, Сударшана^{3/}, Гелл-Манна и Фейнмана^{4/}. Гелл-Манну же^{5/} принадлежит работа, в которой были указаны глубокие физические следствия, к которым приводит электромагнитная аналогия Ферми.

Наиболее просто описывается распад μ -мезонов. В этом случае на распад ничто не влияет, так как ни электрон, ни нейтрино, ни μ -мезон не участвуют в сильных взаимодействиях. Электромагнитные же силы приводят лишь к малым радиационным поправкам. Гамильтониан-взаимодействие для μ -распада записывается в таком виде:

$$H_{\mu} = \frac{g_{\mu}}{\sqrt{2}} \langle e / \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) / \nu \rangle \langle \nu / \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) / \mu \rangle.$$

^{х/} Любопытно, что уравнение для продольной частицы /ликвидирующее симметрию между правым и левым/ было получено еще в 1929 году Вейлем^{2/}.

Все частицы в этом взаимодействии являются "продольными", и взаимодействие поэтому описывается лишь одной постоянной g_{μ} , величина которой определяется из времени жизни μ -мезонов и оказывается равной $1,38 \pm 0,02 \cdot 10^{-49}$ эрг/см³.

β - распад нейтрона описывается аналогичной формулой. Однако, так как нейтрон окружен π -мезонным облаком, то это приводит к "перенормировке постоянных", ибо в результате сильного взаимодействия нуклон в β -распаде уже не выступает как двухкомпонентная частица. Благодаря этому гамильтониан-взаимодействие для этого случая описывается двумя вещественными постоянными /вещественность постоянной следует из сохранения временной четности сильного взаимодействия/ и имеет вид:

$$M_{\beta} = \frac{g_{\beta}}{\sqrt{2}} \langle e | \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) | \nu \rangle \langle p | \gamma_{\alpha} (1 + \Lambda \gamma_5) | n \rangle.$$

В настоящее время лучшие значения постоянных g_{β} и Λ определяются из измерений Сливака с сотрудниками^{/8/} времени жизни нейтрона, подтвержденных данными о времени жизни трития^{x/}, и измерения вероятностей $0^+ \rightleftharpoons 0^+$ переходов.

Величина постоянной g_{β} определяется опытами Гергарта, измерившего вероятность перехода $0^{14} - N^{14*}$. Эти последние результаты дают $g_{\beta} = 1,41 \pm 0,01$, что удивительным образом совпадает с приведенным выше значением g_{μ} . Следует, однако, иметь в виду, что такое точное совпадение может оказаться несколько иллюзорным, так как данные, приведенные тем же Гергартом в более поздней статье для ядер O^{14} , Al^{26} и Cl^{37} /переходы $0^+ - 0^+$ /, дают значений, отличающиеся на несколько процентов. Из данных по распаду нейтрона и данных Гергарта получается и значение для Λ /1,25 либо 1,15/ в зависимости от того, окажется ли верным старое значение для вероятности распада / 0^{14} / или новое. За исключением этой небольшой неопределенности можем считать, что значения постоянных,

x/ Для приведенного времени жизни нейтрона и трития указанные авторы дают

$$\begin{aligned} ft_n &= 1170 \pm 35 \text{ сек} \\ ft_{\pi} &= 1132 \pm 40 \text{ сек} \end{aligned}$$

описывающих β - взаимодействие, могут быть уже занесены в списки фундаментальных постоянных в физике элементарных частиц, наряду с такими постоянными как заряд, масса и т.д. Ясно, что какое бы из значений постоянных не оказалось правильным, представляется мало вероятным, чтобы такое близкое совпадение g_{μ} и g_{β} являлось бы чистой случайностью, и Гелл-Манн впервые указал, что причина этого лежит в глубокой аналогии, существующей между β - распадом и электродинамикой. Если мы сравним написанное выше β - взаимодействие с взаимодействием нуклонов с электромагнитным полем

$$M_{em} = g \langle p | \gamma_{\alpha} | p \rangle A_{\alpha},$$

то мы видим, что при $\Lambda = 0$ эти выражения очень похожи друг на друга, причем электрон-нейтронное поле играет роль электромагнитного поля, а роль электромагнитного тока играет "ток перехода" $\langle p | \gamma_{\alpha} | n \rangle^{x/}$. При этом можно напомнить, что коэффициенты пропорциональности - силы взаимодействия $g_{\beta}/\sqrt{2}$ и e в обоих случаях, очевидно, разные. Хорошо известно, что в случае электромагнитного взаимодействия заряд протона не меняется из-за того, что протон окружен π -мезонным облаком. Это есть следствие закона сохранения электрического заряда. Гелл-Манн высказал гипотезу, что "ток", который описывает β -распад, совпадает с электромагнитным током, отличаясь от него только заменой нейтронов протонами, что в силу зарядовой инвариантности ядерных сил не меняет численных коэффициентов. Тогда в рамках гипотезы Гелл-Манна совпадение значений перенормированной константы, описывающей μ -распад, и перенормированной константы, описывающей β -распад, есть просто следствие векторного характера взаимодействия. Различие значений g_{β} и g_{μ} должно, согласно теореме Гелл-Манна, определяться масштабом несправедливости зарядовой независимости и для распада нейтрона - определяться разностью масс нейтрона и протона /масштаба 0,1%/. Относительно постоянной Λ , которая описывает псевдовекторное взаимодействие β -распада, не существует подобного рода соображений. Такому взаимодействию нет аналога в

x/ Аналогичное замечание было сделано еще раньше Герштейном и Зельдовичем ¹⁷¹.

электродинамике, и ничто не гарантирует здесь перенормируемости зарядов. Может быть любопытно заметить, что аналогом такого взаимодействия было бы взаимодействие магнитного полюса /один из возможных вариантов теории которого был рассмотрен еще в 1931 году Дираком/.

Кроме распада μ -мезона и распада нейтрона сейчас известны и другие процессы, связанные со слабыми взаимодействиями. Типичным примером таких процессов является распад π -мезона на электрон и нейтрино, захват μ -мезона протоном, β -распад гиперонов, слабые распады К-мезонов и т.д. Начиная с работы Юкава /1947 год/, делались тщетные попытки рассмотрения универсального взаимодействия, которое бы описало все известные слабые процессы единым образом. Сейчас ясно, что причиной неудач такого рода описаний была путаница с вариантами взаимодействий. И только сейчас, после установления правильных вариантов в теории β -распадов, такое взаимодействие может быть написано.

Для того, чтобы написать универсальную форму взаимодействия, вводится /Маршак, Сударшан, Гелл-Манн, Фейнман/, так называемый, "слабый ток", который составляется следующим образом:

обозначим скобкой $(\bar{e} \Gamma \nu)$ выражение $\langle e / \gamma_4 (1 + \gamma_5) / \nu \rangle$. Аналогичное выражение мы будем вводить и для других пар частиц. При этом для простоты обозначения мы не будем особо отмечать перенормируются или нет значения постоянных, входящих в Γ . Тогда слабым током мы назовем следующее выражение

$$j = (\bar{e} \Gamma \nu) + (\bar{\mu} \Gamma \nu) + (\bar{n} \Gamma p) + (\bar{l} \Gamma p).$$

Этот ток описывает процессы, при которых появляются две частицы /или исчезают античастицы/, и его четыре слагаемых обладают следующими свойствами:

а/ заряд обеих появляющихся частиц равен - 1, $\Delta Q = -1$

б/ суммарный нуклонный заряд равен 0, $\Delta N = 0$

в/ суммарный лептонный заряд равен 0 $\Delta l = 0$

г/ три первых слагаемых не меняют странность, а последнее слагаемое уменьшает странность на единицу $\Delta S = 1$ или 0.

Ток, эрмитовски сопряженный этому току j и описывающий обратные процессы

$$\Delta Q = +1 \quad \Delta N = 0, \quad \Delta n = 0, \quad \Delta S = 0 \text{ или } 1,$$

имеет, очевидно, вид

$$j^+ = (\bar{\nu} \Gamma e) + (\bar{\nu} \Gamma \mu) + (\bar{p} \Gamma n) + (\bar{p} \Gamma \Lambda).$$

В первых двух членах токов операторы Γ , очевидно, не перенормированы. В третьем, нуклонном, члене перенормируется одна из постоянных Λ , а в последнем, четвертом, слагаемом перенормируются обе постоянные, так как никакими поворотами в изотопическом пространстве его нельзя свести к электромагнитному току и поэтому для него теорема о перенормируемости векторной постоянной несправедлива.

В принципе, к обоим написанным токам следовало бы дописать еще слагаемое, содержащее другие гипероны Σ^- и Ξ . Мы этого не сделали просто для краткости, поскольку данных по распаду таких гиперонов пока нет, а добавление соответствующих слагаемых не принесет ничего принципиально нового. Можно заметить, что если придерживаться модели СОМ /Саката-Окунь-Марков/, в которой все частицы состоят из нуклона и Λ , то уже написанные токи описывают все возможные распады^{х/}. С помощью написанного тока все слабые взаимодействия могут быть написаны в компактной форме

$$H_w = \frac{g}{\sqrt{2}} j j^+,$$

$\sqrt{2}$ вводится просто для того, чтобы не менять старую постоянную β -распада. Такое написание обладает одним важным свойством: мы исключили все возможные комбинации частиц, не имеющих зарядов. Такие комбинации приводили бы к взаимодействию типа

$$\frac{g}{\sqrt{2}} j^0 j^0$$

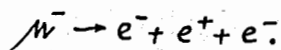
^{х/} Формально принятое написание слабых токов исключает слабые процессы с $|\Delta S| > 1$.

Т а б л и ц а x/

$j+ \backslash j$	$(\bar{e} \Gamma \nu)$	$(\bar{\mu} \Gamma \nu)$	$(\bar{n} \Gamma p)$	$(\bar{\Lambda} \Gamma p)$
$(\bar{\nu} \Gamma e)$	$\nu + e \rightarrow \nu + e$ 1-1	$\mu \rightarrow e + \nu + \nu$ 1-2	$n \rightarrow p + e + \nu$ $\pi \rightarrow e + \nu$ 1-3	$\Lambda \rightarrow p + e + \nu$ $K \rightarrow e + \nu$ 1-4
$(\bar{\nu} \Gamma \mu)$		$\nu + \mu \rightarrow \nu + \mu$ 2-2	$p + \mu \rightarrow n + \nu$ $\pi \rightarrow \mu + \nu$ 2-3	$\Lambda \rightarrow p + \mu + \nu$ $K \rightarrow \mu + \nu$ 2-4
$(\bar{p} \Gamma n)$			$p + n \rightarrow p + n$ 3-3	$\Lambda \rightarrow \pi + p$ 3-4
$(\bar{p} \Gamma \Lambda)$				$\Lambda + p \rightarrow \Lambda + p$ 4-4

x/ В процессах, отвечающих производству нуклонной скобки на лептонные / β -распад нейтрона и захват μ -мезона протоном/ перенормируется только псевдовекторная постоянная. В распадах гиперонов 1-4, 2-4 перенормируются обе постоянные. Наконец, в остальных процессах 3-3, 3-4, 4-4, из-за перенормировок меняется сама форма взаимодействия и они не описываются производением токов.

и описывали бы несуществующие процессы, например, процесс распада μ^- -мезона на три электрона



Написанное выражение для слабого взаимодействия описывает, как нетрудно видеть, 10 разных процессов, которые получаются, если перемножить почленно каждое слагаемое, входящее в ток j^- на каждое слагаемое, входящее в ток j^+ . Все эти процессы можно свести в таблицу 1, где строкам и столбцам отвечают различные слагаемые в токах, а в клеточках написаны типичные процессы, описываемые соответствующими произведениями. При этом в таблице заполнена только одна ее половина, так как клеточки, стоящие по другую сторону диагонали, отвечают обратным процессам.

Рассмотрим сначала недиагональные элементы этой таблицы. Клетка 1-2, очевидно, описывает распад μ^- -мезона, клетка 1-3 описывает обычный β^- -распад нейтрона, клетка 1-4 описывает β^- -распад $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$. Такой распад был недавно действительно обнаружен. Его вероятность оказалась раз в 10-20 меньше, чем вероятность, сосчитанная с постоянными, взятыми из β^- -распада нейтрона. Последнее обстоятельство не удивительно, так как мы уже говорили, что в этом случае нет оснований считать, что постоянные остались теми же самыми. Кроме того, энергия, выделяемая при β^- -распаде Λ^0 гиперона, уже достаточно велика, и могут сказаться форм-факторы частиц, о которых мы будем говорить дальше.

Перейдем к следующей строке. Клетка 2-3 описывает захват μ^- -мезона нуклоном. Этот процесс неоднократно наблюдался в легких ядрах и хотя значение соответствующих вероятностей не измерено достаточно точно, они несомненно находятся в согласии с теорией универсального взаимодействия. Клетка 2-4 описывает возможный /не наблюдавшийся/ μ^- -мезонный распад Λ^0 -гиперона. Это же взаимодействие ответственно за слабый распад К-мезонов $K \rightarrow \mu + \bar{\nu}$, если рассматривать К-мезон состоящим из анти Λ^0 и протона. Наконец, клетка 3-4 описывает распад Λ^- -гиперонов с испусканием π^- -мезона, который рассматривается как система нуклон-антинуклон.

Кроме описанных недиагональных процессов в таблице находятся четыре

диагональных процесса, существование которых есть следствие теории универсального взаимодействия и которые до сих пор не обнаружены экспериментально.

При этом рассеяние нейтрино μ -мезонами нельзя сейчас рассматривать в качестве возможной экспериментальной задачи; также лежит за границами эксперимента слабое взаимодействие Λ^0 с нуклоном.

Остаются два процесса, отвечающие клеткам 2-2 и 3-3, о которых будет сказано несколько подробнее. Один из них - рассеяние нейтрино электроном. Удивительно уже то, что несмотря на крайне малое сечение этого процесса, современные экспериментальные возможности позволили подойти к нему весьма близко. В работе Райнеса и Коэна^{18/} исследовались возможные ионизационные потери нейтрино в веществе. При этом авторы поставили себе задачу - найти верхнюю границу величины магнитного момента нейтрино. Они получили, что магнитный момент нейтрино не может быть во всяком случае больше, чем 10^{-9} боровского магнетона. В действительности у продольного нейтрино магнитного момента не может быть, и ионизационные потери нейтрино могут быть связаны лишь со слабым взаимодействием нейтрино с электроном. Можно показать, что такое взаимодействие по величине отвечало бы ионизационным потерям нейтральной частицы с магнитным моментом, равным 10^{-11} боровского магнетона. Таким образом, чувствительность эксперимента всего на два порядка отстояла от области эффекта. К сожалению, простое усовершенствование методики Райнеса и Коэна не позволяет существенно продвинуться вперед, и необходимы новые идеи. Напомним, однако, что еще совсем недавно сечение захвата нейтрино протонами на много порядков отстояло от тех сечений, которые могли измеряться в лаборатории /чуть ли не на 10/, а в первых работах Дирака считалось, что наблюдение образования пар γ -лучами лежит за пределами экспериментальных возможностей. Как бы то ни было, наблюдение процессов рассеяния нейтрино электронами представляется очень важным, так как оно подтверждает или опровергнет универсальную теорию слабого взаимодействия в изложенной форме^{x/}.

^{x/} Может быть, любопытно отметить, что в теории универсального взаимодействия принципиально возможно измерить и знак константы взаимодействия, в то время как в простой схеме β -распада, в которую волновая функция нейтрино входит линейно, знак еще не имеет физического смысла, благодаря инвариантности взаимодействия относительно замены $\nu \rightarrow \nu e^{i\varphi}$, $\bar{\nu} \rightarrow \bar{\nu} e^{-i\varphi}$.

Второй диагональный процесс есть слабое взаимодействие нуклонов. Ясно, что в этом случае бессмысленно думать об измерении полных сечений рассеяния, связанного со слабым взаимодействием, так как это взаимодействие накладывается на значительно более интенсивное ядерное рассеяние, точная величина которого нам неизвестна. Поэтому речь может идти о наблюдении эффектов, которые отсутствуют при ядерном рассеянии, а именно: эффектов, связанных с несохранением четности.

До сего времени известны три типа такого сорта экспериментов, из которых можно получить оценку верхней границы возможной величины примесей состояний, не сохраняющих четность^{х/}.

1/ Опыты по измерению продольной поляризации нейтронов при рассеянии их ядрами на угол 0. Верхняя граница величины примесей, полученных из экспериментов, порядка $4 \cdot 10^{-6}$ / Робертс и др.^{/9/}.

2/ Рождение π -мезонов поляризованными протонами в направлении по и против вектора поляризации / Джонс и др.^{/10/}. Примесь меньше $2 \cdot 10^{-7}$.

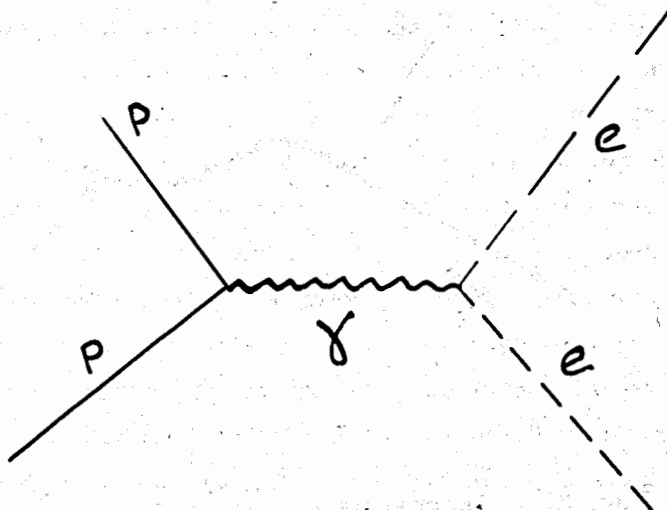


Рис. 1. Диаграмма электромагнитного рассеяния.

^{х/} Величина примеси измеряется долей времени, которое система проводит в состояниях с противоположной четностью.

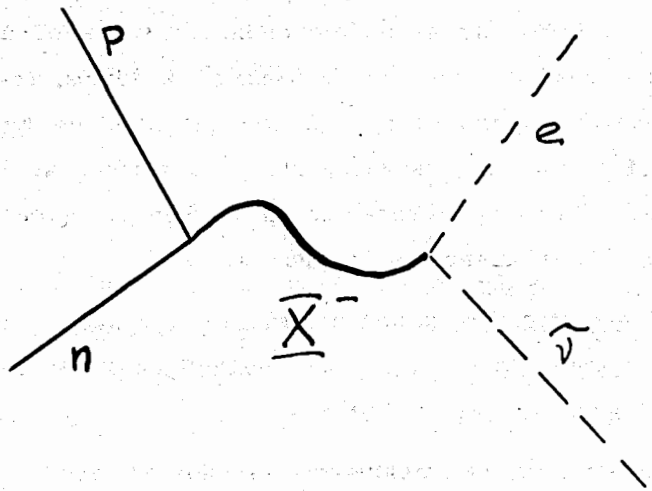


Рис. 2. Диаграмма β -распада через $\bar{\chi}^-$ мезон.

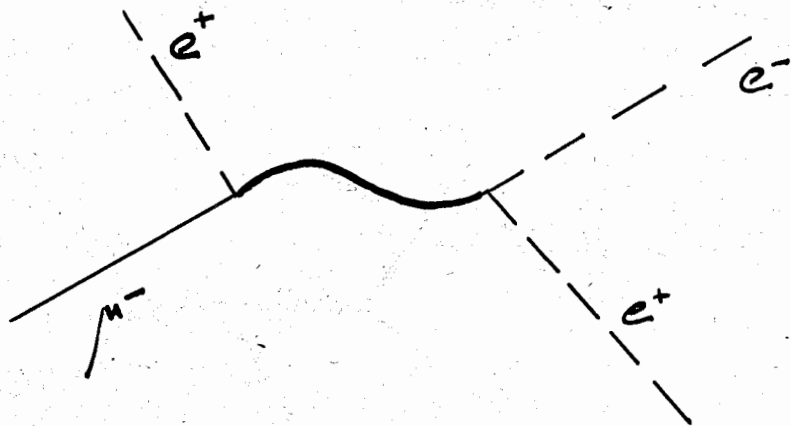


Рис. 3. Диаграмма распада $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$, который проходил бы через $\bar{\chi}^0$ -мезон.

3/ Изучение нарушения четности в ядерных реакциях при малых энергиях /Таннер /11/, Вилкинсон /12//. Величина примесей меньше, чем $5 \cdot 10^{-8}$.

Надо иметь в виду, однако, что все эти оценки произведены недостаточно аккуратно, и точные значения границ могут измениться, так как они зависят от ряда теоретических предположений. Как бы то ни было, во всех этих случаях полученные границы существенно отстают от той области, где можно ожидать вклад слабых взаимодействий. Если даже считать, что перенормировки постоянных слабого взаимодействия в процессах при столкновении нуклонов не слишком велики, то чувствительность опытов должна быть увеличена по крайней мере на 2 порядка, для того чтобы можно было рассчитывать заметить эти эффекты. Может, вообще говоря, оказаться, и это явилось бы открытием огромной важности, что существуют какие-то другие причины несохранения четности в сильных взаимодействиях, которые приводят к обнаружению эффектов большей величины, чем мы ожидаем. Это еще больше придает ценность экспериментам в этой области и потому представляется очень существенным найти новые пути в постановке опытов в этой области. Можно еще заметить в заключение, что эффекты, связанные с несохранением четности из-за слабого взаимодействия, не будут зарядово-инвариантными /в гамильтониане были токи j^+ и j^- , но не было тока j^0 /, а потому эффекты столкновения двух нейтронов будут отличаться от аналогичных эффектов в системе нейтрон-протон.

Гамильтониан слабого взаимодействия может быть интерпретирован наглядным образом с помощью гипотезы о промежуточном мезоне со спином 1. Эта гипотеза также возникает из аналогии с электродинамикой. Кулоновское взаимодействие протона и электрона описывается диаграммой (рис.1).

Протон испускает фотон-частицу с массой 0 и спином 1, которая поглощается электроном. Можно представить себе, что β -распад нейтронов описывается аналогичной диаграммой (рис.2), где уже промежуточная волнистая линия описывает некую векторную частицу, отличающуюся от фотона тем, что ее масса не равна 0 и четность ее неопределенна. Такой мезон мы назовем \bar{X}^- -мезоном. Очевидно, что для позитронного распада необходимо ввести еще и мезон \bar{X}^+ /соответствующего нейтронного мезона не должно существовать, ввиду указанной выше зарядовой инвариантности процесса, рис.3/. Эффективное введение \bar{X}^\pm -мезона приводит к тому, что

слабое взаимодействие перестает быть, строго говоря, точечным, а оказывается размазанным на область порядка комптоновской длины \bar{X} -мезона. Ясно, что если принять массу мезона достаточно большой, существенно больше, чем масса нуклона, то радиус взаимодействия будет очень мал, и схема будет практически эквивалентна схеме обычного точечного взаимодействия. Только при энергиях частиц, сравнимых с массой покоя \bar{X} -мезона, должны возникать новые явления /например, просто реальное рождение \bar{X} -мезонов/. Хотя существование \bar{X} -мезона /если его массу принять достаточно большой/ и не приводит к появлению новых эффектов, тем не менее интересно отметить, что уже сам факт существования /виртуального/ \bar{X} -мезона накладывает ограничение на знак постоянной β -распада в "диагональных" эффектах. Это легко видеть, если заметить, что если распад происходил бы через \bar{X} -мезон, то постоянная была бы произведением постоянных, характеризующих две вершины на рис.2. В случае диагонального взаимодействия обе вершины одинаковы, и это произведение было бы просто квадратом модуля некоторого числа /или просто квадратом, если сохраняется комбинированная четность/. Таким образом, если бы \bar{X} -мезоны существовали, то постоянная в рассеянии нейтрино электронов или нейтронов протонами должна быть положительной.

Это обстоятельство может быть в принципе проверено по знаку продольной поляризации, возникающей при рассеянии нейтронов протонами на угол 0° . Знак такой поляризации определяется разностью фаз ядерного рассеяния и слабого взаимодействия. Если фаза ядерного рассеяния известна из анализа рассеяния, то отсюда находится и знак амплитуды слабого взаимодействия /Сморозинский и Фрадкин/.

Очевидно, что если бы амплитуда слабого взаимодействия оказалась отрицательной, то этим самым гипотеза \bar{X} -мезона была бы опровергнута.

Существуют возражения, выдвинутые Гелл-Манном на последней конференции в Женеве, связанные с испусканием виртуальными \bar{X} -мезонами гамма-лучей. Значительная вероятность такого эффекта приводила бы к несуществующему распаду $M \rightarrow e + \gamma$. Однако, благодаря тому, что сама теория частиц со спином 1 развита плохо, трудно сказать, в какой мере существуют такого рода общие теоретические соображения, позволяющие

сейчас отвергнуть схему $\bar{\Lambda}$ -мезона. Во всяком случае схему $\bar{\Lambda}$ -мезона можно рассматривать как весьма удобный мнемонический прием для запоминания процессов.

До сих пор мы рассматривали все явления так, как будто бы сами постоянные не зависели от энергии частиц или, вернее, от переданного импульса. В действительности, уже для распада нейтронов следует учесть, что нуклоны имеют размеры несколько меньше 1 ферми $/10^{-13}$ см/, и это обстоятельство приводит к эффективной зависимости постоянных β -распада от энергий. Поправки весьма невелики, однако, они имеют принципиальное значение уже для распада нуклонов /где они составляют лишь долю процента/ и могут стать вполне существенными для распада ядер, и поэтому на них мы остановимся несколько более подробно.

Поскольку микроскопической теории π -мезонного облака, окружающего нуклон, не существует, то приходится ограничиваться феноменологическим описанием распада, вводя по аналогии с атомной физикой соответствующие форм-факторы. Распады протяженного нуклона уже не будут описываться простой скобкой $(\bar{p} \Gamma n)$, как это справедливо для распада точечных частиц, а необходимо написать самое общее выражение для тока /вектора V / и, соответственно, псевдотока /псевдовектора A /, которое можно составить из дираковских матриц, описывающих поведение свободных частиц со спином 1/2. Общий вид таких выражений будет

$$V_\alpha = \langle p | V_1(q^2) \gamma_\alpha + V_2(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + V_3(q^2) q_\alpha | n \rangle$$

$$A_\alpha = \langle p | A_1(q^2) \gamma_5 \gamma_\alpha + A_2(q^2) \gamma_5 q_\alpha + A_3(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \gamma_5 | n \rangle.$$

Величины V_α и A_α являются функциями инвариантной передачи импульса q /квадрат разности четырехмерных векторов энергии-импульса протона и нейтрона/ и являются форм-факторами, описывающими распад нуклона. Эти выражения могут быть упрощены, если мы наложим весьма естественное

условие, чтобы β -распад нейтрона и β -распад антипротона описывались совершенно одинаково. Это требование вполне естественно, потому что как нейтрон, так и антипротон имеют одинаковую проекцию изотопического спина, и кроме кулоновского взаимодействия, которым мы пренебрегаем, нет никаких причин для их различного поведения. Формально это утверждение приводит к требованию инвариантности гамильтоновой функции относительно двух последовательных преобразований. Первое производит в изотопическом пространстве превращение $n \rightleftharpoons p$ и изменяет знак зарядов у π -мезона, а второе есть зарядовое сопряжение, которое превращает нуклон в антинуклон и опять меняет знак зарядов π -мезона. / G - преобразование Ли и Янга/. Требование инвариантности относительно G -преобразования приводит к тому, что коэффициенты V_3 и A_3 должны быть равны 0. Не совсем строго это можно показать, если заметить, что при зарядовом сопряжении электромагнитный ток и магнитный момент /являющиеся аналогами первых двух коэффициентов в V_α / меняют знаки в то время, как импульс /аналог третьего выражения/ знак не меняет. Таким образом, распад нейтронов описывается четырьмя форм-факторами, и все эффекты, связанные с β -распадом нейтронов, могут быть при заданном значении q выражены через четыре числа. Это, в частности, сразу решает задачу о том, какое число опытов надо произвести для того, чтобы восстановить вид гамильтониана-взаимодействия. Для того, чтобы прийти к обычному описанию β -распада, надо разложить форм-факторы в ряды по степеням qR /где R - размеры системы/, при этом мы получим обычные матричные элементы, возникающие при учете запретов, связанных с длиной волны легких частиц. Интересно, что при таком рассмотрении отчетливо проявляется различная роль этих запретов и, так называемых, релятивистских запретов, связанных с малыми компонентами токов A и V , малость которых обусловлена малой скоростью отдачи распадающейся системы. Запреты обоих типов различно сказываются в разных поляризационных эффектах, и подробное исследование этого вопроса должно быть предметом отдельной работы.

Соображения, приведенные для описания распада нейтронов, могут быть обобщены и на случай распада произвольного ядра. Здесь число форм-факторов зависит от спинов начального и конечного ядра, и, вообще говоря,

сильно растет с величиной спина, так что, как это обычно бывает в ядерной физике, полное исследование гамильтониана ядра с большим спином оказывается очень трудоемким. Мы не будем здесь выписывать соответствующих выражений для токов, заметим только, что измерение ядерных форм-факторов дает много дополнительных информации о строении ядра и может привести к обнаружению новых эффектов. Одним из таких эффектов должна быть относительно большая величина вероятности распада для вытянутых ядер, связанная с большой величиной их квадрупольного момента. Это связано с тем, что в таком ядре, кроме обычных факторов запрета qR и V/c ядра отдачи имеется еще одна величина, а именно - вытянутость ядра $\Delta R/R$, имеющая порядок величины 0,1, которая может вносить вклад в общую вероятность распада, сравнимый с вкладом других запрещенных матричных элементов или даже превосходящий его. Этот эффект имеет ту же природу, что и относительно большая вероятность электромагнитных квадрупольных переходов в вытянутых ядрах.

Особенно интересным является исследование форм-факторов в легких ядрах, для которых еще справедливо следствие зарядовой инвариантности. В таких случаях в силу теоремы Гелл-Манна векторные форм-факторы $V_1(q^2)$ и $V_2(q^2)$ имеют ту же природу, что и электромагнитные форм-факторы, описывающие рассеяние электронов на рассматриваемом ядре /конечно, при том же значении q^2 /. Величины форм-факторов электромагнитных и β -распадных могут быть легко связаны друг с другом, если правильно учесть их изотопическую зависимость^{x/}. Поэтому именно совместное изучение β -распада и рассеяния электронов небольших энергий позволит в принципе значительно упростить определение форм-факторов в легких ядрах. Определение числа независимых форм-факторов, которыми описывается β -распад ядра, позволяет, кроме того, установить и соотношения, которые накладываются на различные запрещенные матричные элементы общими соображениями симметрии. Это также должно служить темой для дальнейших исследований.

^{x/} В β -распад входит оператор τ_{\pm} , отвечающий за превращение $n \rightleftharpoons p$; в электромагнитные переходы входит $1 \pm \tau_3$.

В случае распада гиперонов положение сильно осложняется, так как здесь нет оснований для уменьшения числа форм-факторов в общем выражении с шести до четырех, и потому, например, полное изучение распада Λ^0 - частицы представляет собой задачу несравненно более трудную, чем изучение распада нейтронов.

В заключение мы можем теперь еще раз подчеркнуть, что β - распад входит сейчас как существенная составная часть в физику элементарных частиц и его изучение тесно примыкает к изучению других процессов в той области, которую мы обычно относим к физике высоких энергий. С другой стороны, уже сейчас наши знания о свойствах β -распада настолько велики, что своевременно ставить задачу о значительно более широком использовании свойств β -распада для изучения структуры ядер.

Работа поступила в издательский отдел
18 марта 1959 года.

Л и т е р а т у р а

1. E.Fermi, Zs.Phys. 58, 161 (1934).
2. H.Weyl, ZS.f.Phys.56, 330 (1929).
3. E.C.Sudarshan a. R.E.Marschak, Proc.of the 1957 Padue-Venice Conference.
4. R.P.Feynmann a, M.Gell-Mann, Phys.Rev. 109, 193 (1958).
5. M.Gell-Mann, Phys.Rev. III, 362 (1958).
6. О величине постоянных /см. доклад/ M.Goldberger, 1958. Annual International Conference on High Energy Physics at CERN p.233.
7. С.С.Герштейн и Я.Б.Зельдович, ЖЭТФ, 29, 698, /1955/
8. C.L.Cowan a, F.Reines, 107, 528 (1957).
9. A.Heer, A.Roberts a. J.Tinlot, Phys.Rev. III, 645 (1958).
10. D.R.Jones, P.G.Murhya, P.L.'Neil, Proc.Phys.Soc.72,429 (1958).
11. Tanner, Phys.Rev. 107, 120 (1957).
12. D.H.Wilkinson et all, Phys.Rev. 109, 1603, 1610, 1614 (1958).