Доклады Академии Наук СССР
1953. Том LXXXIX, № 1

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН СССР Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ

ИЗОБАР НУКЛОНА КАК ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ БЕТА-ПРОЦЕССА

В β-процессах одновременно принимают участие 4 фермиона. После открытия нейтрино и создания количественной теории неоднократно делались попытки свести β-процесс к двум последовательным стадиям, в каждой из которых участвуют по два фермиона и один бозон; бозон рождается в первой стадии и исчезает во второй стадии. Рождение и распад бозона при взаимодействии двух фермионных полей подобны испусканию или поглощению кванта при переходе электрона из одного состояния в другое.

В одних — мезонных — схемах для описания β-превращения нейтрона предлагалась последовательность стадий $N = P + \xi$, $\xi = e^- + \tilde{\nu}$.

Вентцель в 1936 г. предложил [1] другую схему: $N = L + \tilde{\nu}$, $L = P + e^-$, $N = K + e^-$, $K = P + \tilde{\nu}$.

Гипотетические частицы L (нейтральная) и K (положительно заряженная) имеют спин 0. Будем называть их изобарами. Ниже мы покажем недостатки мезонной схемы и возможность единого описания всех фактов, относящихся к β-распаду, с точки зрения изобарной схемы. Затем будут рассмотрены свойства частиц L и K в свободном состоянии, в той мере, в какой эти свойства могут быть предсказаны на основании данных о β-распаде.

В настоящее время известно, что π-мезоны не могут быть ответственны за β-распад, так как свободные π-мезоны не распадаются на электрон и нейтрино. Если принять мезонную схему β-процесса, то следует допустить существование каких-то других ξ-мезонов. Теория β-процесса оказывается зависящей от предположений о свойствах мезона (см., например, [14]). Известны 5 релятивистски-инвариантных форм взаимодействия 4 фермионов, описывающего β-процесс: скалярное (S), векторное (V), тензорное (T), аксиально векторное (A), псевдоскалярное (P).

Мезон со спином 0 (ξ_0) приведет к правилам отбора $\Delta J = 0$ для разрешенных β-превращений (J — спин ядра), т. е. к вариантам S и V.

Мезон со спином 1 (ξ_1) даст правила отбора $\Delta J = 0, \pm 1$ с запрещенным 0—0 переходом. Запрещение 0—0 перехода наглядно очевидно: ядро не может даже виртуально испустить мезон со спином 1, не изменив одновременно своего спина по величине или по направлению; испускание ξ_1 с орбитальным моментом, компенсирующим его спин, в P-состоянии, зависит от импульса ξ_1 и соответствует запрещенным переходам. Таким образом, ξ_1-мезон приводит к вариантам T и A.

В настоящее время с большой степенью уверенности установлено, что в действительности осуществляются одновременно с примерно одинаковыми константами g два типа β-взаимодействия: как то, которое дает $\Delta J=0$, 0—0 разрешено, так и то, которое дает $\Delta J=0, \pm 1$, 0—0 запрещено *.

Для объяснения фактического положения в β-превращениях мезонной схемой пришлось бы допустить существование двух различных типов мезонов ξ_0, ξ_1: со спином 0 и спином 1, с одинаковыми константами связи с электронно-нейтринным полем. Такая концепция представляется нам весьма искусственной.

В изобарной схеме правила отбора обоих типов получаются вполне наглядно: изобар со спином 0, например L, «не помнит» о направлении спина нейтрона и антинейтрино, принимающих участие в первой стадии $N = L + \tilde{\nu}$; поэтому спины протона и электрона, испускаемых во второй стадии, $L = P + e^-$, никак не коррелированы со спинами N, $\tilde{\nu}$. Возможен как случай вылета e^-, $\tilde{\nu}$ с параллельными спинами (что дает правила отбора $\Delta J = 0, \pm 1$), так и случай вылета e^-, $\tilde{\nu}$ с антипараллельными спинами, при котором возможен 0—0 переход.

Изобарная схема даст правильную форму разрешенного спектра, если с помощью двух изобар построить схему, в которой электронный распад нейтрона и позитронный распад протона описывались бы симметрично **.

В упомянутой работе Вентцеля [1] получен спектр, отличающийся от разрешенного множителем $1 \pm m_e c^2/E$ для электронов и $1 \mp m_e c^2/E$ для позитронов. Повидимому, именно по этой причине, после того как экспериментально было доказано отсутствие таких множителей, ни Вентцель ни другие авторы не возвращались к изобарной схеме. Сам вид множителя показывает, что этот решающий недостаток выводов Вентцеля зависит не от внутренней порочности изобарной схемы, а связан с тем, что Вентцель допустил несимметрию между электронами и позитронами ***.

В симметричной схеме должны быть одинаковы массы изобар L, K, должны быть попарно одинаковы формы и константы **** взаимодействия g_1' и g_1''; g_2' и g_2'':

---

* Доказательства такого положения, основанные на рассмотрении формы запрещенных спектров [2] или на сопоставлении приведенного времени жизни $f\tau$ с матричными элементами ядерных превращений, вычисленными по теории оболочек [3, 4], можно было бы не считать окончательными. Более важен тот факт, что имеется хорошо изученный [4] случай разрешенного перехода с изменением спина на 1 — распад $He^6 = Li^6 + e^- + \tilde{\nu}$ и случай [5] разрешенного 0—0 перехода — распад $O_{14} = N_{14}^* + e^+ + \nu$. Шерр [5] показал, что энергия связи N_{14}^* меньше энергии связи C_{14} и больше энергии связи O_{14} — как раз в соответствии с изменением кулоновской энергии при замене нейтронов на протоны; отсюда следует, что состояние и спин N_{14}^* в точности такие же, как у четно-четных C_{14} и O_{14}, имеющих спин 0 (см. также [13]).

** Заметим, что в обычной терминологии, называя P, N, e^- четными частицами, мы должны считать e^+ нечетной частицей [6] и приходим к неожиданному выводу, что для симметрии β^+ и β^- распадов необходимо, чтобы два изобара L, K имели противоположную четность. Симметрию можно восстановить, приняв по предложению Рака [7], что при отражении волновые функции всех фермионов умножаются на i; при этом четность электрона и позитрона одинакова. Функция орбитально четной системы из электрона и позитрона, например S-состояния позитрония, при отражении множится на $i^2 = -1$, как и должно быть. Четность L и K в таком представлении одинакова.

*** Для произвольной линейной комбинации пяти инвариантов Фирц [8] получил выражение для спектра $N(E)\,dE = (a + b \cdot m_e c^2/E)\,S(E)\,dE$, где $S(E)$ — статистический фактор, так что член с a дает известную разрешенную форму спектра, второй член $b \cdot m_e c^2/E$ создает отклонения от разрешенной формы и разрушает симметрию между испусканием e^- и e^+. Теория, в которой исходные предположения обеспечивают симметрию e^- и e^+, автоматически приведет к $b = 0$ и к правильной форме разрешенного спектра.

**** При этом не предполагается симметрии между ν и e^- или $\tilde{\nu}$ и e^+; в частности, может быть $g_1 \neq g_2$.

(g'_1) $\mathrm{N} = \mathrm{L} + \tilde{\nu}$; (g''_1) $\mathrm{P} = \mathrm{K} + \nu$; (g'_2) $\mathrm{N} = \mathrm{K} + e^-$; (g''_2) $\mathrm{P} = \mathrm{L} + e^+$. (1)

В дальнейшем штрихи отбрасываем.

Рассмотрим наиболее простой вариант изобарной схемы со скалярным взаимодействием фермионов с бозонами, с вещественными константами связи. В действительности волновые функции e^+ и $\tilde{\nu}$ выражаются через функции e^- и ν; однако для того, чтобы сделать очевидной симметрию выражений относительно замены N на P с одновременной заменой e^- на e^+, во всех промежуточных выражениях будем писать φ_{e^+} и φ_{e^-}, а также φ_ν и $\varphi_{\tilde{\nu}}$. Так как изобары L и K имеют ядерный заряд $+y$ каждый, то должны существовать [9] и антиизобары $\tilde{\mathrm{L}}$, $\tilde{\mathrm{K}}$ с ядерным зарядом $-y$; изобары описываются комплексным скалярным полем; волновую функцию L-поля обозначим U, волновую функцию K-поля V.

Плотность лагранжиана L', зависящую от взаимодействия, и соответствующую добавку H' к гамильтониану свободных частиц запишем:

$$H' = -L' = cg_1 \Psi_{\mathrm{N}}^* \beta \varphi_{\tilde{\nu}} U + cg_1 \Psi_{\mathrm{P}}^* \beta \varphi_\nu V + cg_2 \Psi_{\mathrm{N}}^* \beta \varphi_{e^-} V + \\ + cg_2 \Psi_{\mathrm{P}}^* \beta \varphi_{e^+} U + \text{компл. сопр.} \tag{2}$$

Матричный элемент для β-процесса найдем во втором приближении теории возмущений. По сравнению с разностью энергии покоя изобар L, K и нуклонов N, P энергиями связи нуклонов в ядре, энергиями электрона и нейтрино и кинетической энергией L и K пренебрегаем. Как обычно,

$$U = \frac{\hbar}{\sqrt{2E_{\mathrm{L}}}} (a_k + b_k^*)\, e^{ikx}, \quad a_{k'}^* a_k = \delta_{k'k}; \tag{3}$$

найдем *

$$M = \int H'' dv, \quad H'' = g\,(\Psi_{\mathrm{P}}^* \beta \varphi_{e^+} \varphi_{\tilde{\nu}}^* \beta \Psi_{\mathrm{N}} + \Psi_{\mathrm{P}}^* \beta \varphi_\nu \varphi_{e^-}^* \beta \Psi_{\mathrm{N}} + \text{к. с.}), \tag{4}$$

где
$$g = g_1 g_2 \frac{\hbar^2}{2M_{\mathrm{L}}} \left(-\frac{1}{M_{\mathrm{L}} c^2 - M_{\mathrm{N}} c^2} + \frac{1}{M_{\mathrm{L}} c^2 + M_{\mathrm{N}} c^2} \right). \tag{5}$$

Два слагаемых в скобках для g как множители, например при первом члене формулы (4), соответствуют двум путям процесса $\mathrm{N} = \mathrm{P} + e^- + \tilde{\nu}$ (рождение e^- рассматриваем как захват e^+)

$$\mathrm{N} + e^+ = \mathrm{L} + e^+ + \tilde{\nu} = \mathrm{P} + \tilde{\nu}; \quad \mathrm{N} + e^+ = \mathrm{N} + \tilde{\mathrm{L}} + \mathrm{P} = \mathrm{P} + \tilde{\nu}. \tag{6}$$

Второй член формулы (4) соответствует процессу через K и $\tilde{\mathrm{K}}$.

Правила преобразования выражений, входящих в (4), к обычному виду даны Паули и приведены у Фирца [8]:

$$4\Psi_{\mathrm{P}}^* \beta \varphi_\nu \varphi_{e^-}^* \beta \Psi_{\mathrm{N}} + \text{компл. сопр.} = S_{e^-,\nu} + V_{e^-,\nu} + T_{e^-,\nu} + A_{e^-,\nu} + P_{e^-,\nu}, \tag{7}$$

где, например,

$$S_{e^-,\nu} = \Psi_{\mathrm{P}}^* \beta \Psi_{\mathrm{N}} \varphi_{e^-}^* \beta \varphi_\nu + \text{компл. сопр.} \tag{8}$$

Первый член (4), очевидно, даст такую же формулу, с тем только отличием, что вместо e^-, ν войдут $\tilde{\nu}$, e^+. Де Грот и Толхук [10] показали, что в произвольной линейной комбинации замена легких частиц

* Без пренебрежения L и K суммирование по импульсам изобара вместо (4) дает более сложную формулу $M = g \iint \Psi_{\mathrm{P}}^* (r_1) \beta \varphi_{e^+} (r_1) G(|r_1 - r_2|) \varphi_\nu^* (r_2) \beta \Psi_{\mathrm{N}} (r_2)\, d^3 r_1\, d^3 r_2$ с функцией влияния $G(|r_1 - r_2|)$, быстро стремящейся к нулю при $(r_1 - r_2) > r_0$, где r_0 порядка комптоновской длины волны изобара, $r_0 \sim \sqrt{\frac{M_{\mathrm{L}} - M_{\mathrm{N}}}{M_{\mathrm{L}}}} \frac{\hbar}{M_{\mathrm{L}} c}$. В принципе эффекты, зависящие от G, позволяют найти M_{L} при помощи изучения β-распада.

на античастицы меняет знак у S, A, P и не меняет знака у V и T. Окончательно получим

$$H'' = \frac{g}{2}(V_{e^-, \nu} + T_{e^-, \nu}). \qquad (9)$$

Таким образом, простейший вариант изобарной схемы привел к сумме V и T с равными коэффициентами, что согласуется со всей совокупностью данных о β-процессе [4,11]. Более того выражение H'' (9) содержит утверждение о фазовых соотношениях двух членов V, T; его проверка требует измерения поляризации электронов и ядра в начальном или конечном состоянии; не исключена возможность свести измерение к исследованию круговой поляризации гамма-квант [12].

В настоящее время известные данные по β-распаду позволяют определить лишь ту комбинацию констант изобар, которая входит в выражение g. Положив $M_L = M_K = \mu M_N = \mu M_P$, найдем

$$\frac{g_1 g_2}{\hbar c} = \pi(\mu^2 - 1)\left(\frac{M_N}{m_e}\right)^2 \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{f\tau m_e c^2}} = 2{,}5 \cdot 10^{-5}(\mu^2 - 1); \quad \sqrt{g_1 g_2} \cong 0{,}06e. \qquad (10)$$

В формуле (10) $f\tau$ — так называемое приведенное время распада, равное для распада свободного нейтрона около 1000 сек., e — заряд электрона.

Рассматривая распад свободного изобара в одном направлении, например $L = P + e^-$, найдем обычным способом вероятность процесса

$$1/\tau_2 = c g_2^2 M_N (\mu - 1)^2 / 2\pi\hbar^2, \qquad (11)$$

так что среднее геометрическое вероятности распада изобара в обоих направлениях (на ν и e) удается прямо связать с приведенным временем β-распада; отсюда можно найти и верхнюю границу времени жизни свободного изобара

$$\tau = \frac{g_1 g_2}{g_1^2 + g_2^2}\sqrt{\tau_1 \tau_2} \leqslant 0{,}5\sqrt{\tau_1\tau_2} = (\mu - 1)^{-3}\frac{\mu}{\mu+1}\left(\frac{m_e}{M_N}\right)^3 \sqrt{f\tau\hbar/2\pi m_e c^2} =$$

$$= \frac{\mu}{\mu+1}(\mu - 1)^{-3} \cdot 10^{-19} \text{ сек.}$$

При $\mu = 1{,}25$ получим $\tau \leqslant 3 \cdot 10^{-18}$ сек.

Наконец, из представления об изобаре следует, что при бомбардировке протонов электронами при энергии электронов, равной $(\mu - 1) M_N c^2$ в системе центра тяжести, должен наблюдаться резонанс реакции $P + e^- = N + \nu$, причем максимальное сечение реакции в резонансе порядка $\pi(\lambda_e/2\pi)^2 \, (2g_1 g_2/(g_1^2 + g_2^2))$, т. е. может достигать нескольких миллибарн, а ширина резонанса порядка $\hbar/\tau$, около 100 эв, если $\mu = 1{,}25$.

Пользуюсь случаем выразить благодарность Л. Д. Ландау и В. В. Судакову за ценные указания.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступило
9 I 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] G. Wentzel, Z. Phys., **104**, 34 (1936); **105**, 738 (1937). [2] A. M. Smith, Phil. Mag., **43**, 915 (1952). [3] G. L. Trigg, Phys. Rev., **86**, 506 (1952). [4] C. S. Wu et al., ibid., **87**, 1140 (1952). [5] R. Sherr, H. R. Muether, M. G. White, ibid., **75**, 282 (1949). [6] В. Б. Берестецкий, ЖЭТФ, **21**, 93 (1951). [7] G. Racah, Nuovo Cimento, **14**, 322 (1937). [8] M. Fierz, Z. Phys., **104**, 553 (1936). [9] Я. Б. Зельдович, ДАН, **86**, 505 (1952). [10] S. R. de Groot, H. A. Tolhoek, Physica, **16**, 456 (1950). [11] L. M. Langer, K. D. Moffat, Phys. Rev., **82**, 653 (1951). [12] Я. Б. Зельдович, ДАН, **83**, 63 (1952). [13] Б. С. Джелепов, ДАН, **87**, 365 (1952). [14] Ning Hu, Min Yu, Chinese J. Phys., **8**, 270 (1951).