

Здесь J^μ — нуклонный ток, L_μ — лептонный ток (см. Ток в квантовой теории поля), x — пространственно-временная координата; через э. с. обозначены эрмитово-сопряжённые члены; $G_\beta = G_\mu \cos \theta_c$, где G_μ — универсальная константа слабого взаимодействия; множитель $\cos \theta_c$ отвечает процессам без изменения странности (θ_c — т. н. Кабиббо угол). Константа $G_\beta = 1,40 \cdot 10^{-49}$ эрг·см³ была найдена экспериментально (см. ниже). Лептонный ток L_μ является комбинацией V- и A-слагаемых с равными весами и может быть выражен через волновые ф-ции электрона и нейтрино:

$$L_\mu(x) = \bar{\Psi}_e(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_\nu, \quad (3)$$

где $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$. Нуклонный ток J^μ также является комбинацией векторного и аксиально-векторного слагаемых $J^\mu = V^\mu(x) - A^\mu(x)$. Он не может быть выписан в явном виде через волновые ф-ции нуклонов, однако матричные элементы от V^μ и A^μ между нуклонными состояниями, к-рые определяют характеристики Б.-р. (см. ниже), могут быть выражены через небольшое число констант связи $g_V, g_M, g_S, g_A, g_P, g_T$:

$$\langle N' | V^\pm(0) | N \rangle = \bar{U}_{N'} \left[g_V(q^2) \gamma_\mu + \frac{g_M(q^2)}{2Mc} \sigma_{\mu\nu} q^\nu + g_S(q^2) \gamma_\mu \right] \tau^\pm U_N, \quad (4)$$

$$\langle N' | A_\mu^\pm(0) | N \rangle = \bar{U}_{N'} \left[g_A(q^2) \gamma_\mu + g_P(q^2) \gamma_\mu + \frac{g_T(q^2)}{2Mc} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] \gamma_5 \tau^\pm U_N.$$

Здесь N, N' — исходный и конечный нуклоны; U — дираковский биспинор (решение свободного уравнения Дирака), τ^\pm — повышающий и понижающий изоспиновые операторы, переводящие нейтрон в протон и протон в нейтрон (см. Изотопический спин); $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$, $\nu = 0, 1, 2, 3$; $q_\mu = (p_{N'}, -p_N)_\mu$ — передаваемый 4-импульс, $p_{N'}$ и p_N — импульсы начального и конечного состояний нуклона.

Из гипотезы сохранения векторного тока следует, что $g_V = g_V(0) = 1$, $g_S(q^2) = 0$, $g_M(0) = \mu_p - \mu_n = 3,70$, где μ_p и μ_n — аномальные магн. моменты протона и нейтрона в единицах ядерного магнетона (см. Магнетизм микрочастиц). Эксперим. исследование Б.-р. позволили подтвердить гипотезу векторного тока сохранения и получить ограничение на константу g_T , характеризующую т. н. аксиальный ток второго рода: $|g_T/g_A| \leq 10^{-4}$.

Выделяемые при Б.-р. энергии малы по сравнению с $m_N c^2$ (m_N — масса нуклона), поэтому можно считать передаваемый 4-импульс q_μ равным 0. При этом однонуклонный гамильтониан H_β примет вид:

$$H_\beta = \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} \{g_V(1L_0 - \alpha L) - g_A(\gamma_5 L_0 - \sigma L)\} \tau^\pm. \quad (5)$$

Здесь g_V и g_A — векторная и аксиальная константы нуклон-лептонного взаимодействия, 1 — единичный оператор, $\alpha = \gamma_0\gamma$ — матрицы Дирака, $\sigma = -\gamma_0\gamma\gamma_5$ — спиновые матрицы Паули. Т. о., эффективный гамильтониан Б.-р. определяется в осн. двумя константами связи — векторной g_V и аксиально-векторной g_A .

Дальнейшее развитие теории привело к созданию единой теории слабых и эл.-магн. взаимодействий (см. Электрослабое взаимодействие). Согласно этой теории, слабое взаимодействие не является локальным, а происходит путём обмена заряженными (W^\pm) и нейтральными (Z^0) векторными частицами массой около 100 Гэв/с² (рис. 1, в). Однако на теории Б.-р. существование этих частиц практически не сказывается из-за малости $\mathcal{E} \ll 10$ МэВ по сравнению с $m_W c^2$. По этой причине теория электрослабых взаимодействий для Б.-р. сводится к теории Фейнмана — Гелл-Мана.

Характеристики Б.-р. Для вычисления наблюдаемых характеристик Б.-р. — периодов полураспада $T_{1/2}$, формы β -спектров, β^\pm — ν -угловых корреляций и др. необходимо знать амплитуду процесса, определяемую матричным элементом перехода между начальным i и конечным f ядерными состояниями: $M_{fi} = \langle f | H_\beta | i \rangle$.

В случае Б.-р. нуклона $M_{fi} = \int \Psi_f^\dagger H_\beta \Psi_i dV$. В случае Б.-р. ядер:

$$M_{fi} = \int \Psi_f^\dagger(r_1, \dots, r_A) H_\beta(r_1, \dots, r_A) \Psi_i(r_1, \dots, r_A) d^3r_1, \dots, d^3r_A,$$

где эффективный гамильтониан процесса H_β равен сумме слагаемых, описывающих Б.-р. отдельных, составляющих ядро нуклонов: $H_\beta(r_1, \dots, r_A) = \sum_{i=1}^A H_\beta^i(r_i)$. Здесь r — пространственная координата нуклонов в ядре. Это не означает, что теория может описывать только однонуклонные переходы; эффекты многонуклонной структуры, включая возможность коллективных возбуждений ядра, учитываются в волновых ф-циях начального и конечного состояний ядер. Однако в таком приближении не учитываются т. н. мезонные обменные токи, описывающие испускание пары e^+e^- виртуальными мезонами, к-рыми обмениваются нуклоны в ядре (рис. 2, а), а также испускание лептонной пары нуклонами, происходящее за счёт обмена виртуальными мезонами (рис. 2, б, в). Учёт мезонных обменных токов приводит к тому, что H_β становится многочастичным оператором. Вклады

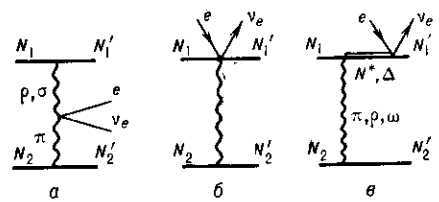


Рис. 2. Примеры вкладов мезонных обменных токов в амплитуду бета-распада: а — рождение лептонной пары при бета-распаде виртуального мезона (напр., ρ - или σ -мезонов в π -мезон), N_1 и N_2 — нуклоны до процесса, N'_1 и N'_2 — после; б — рождение лептонной пары нуклоном при испускании мезона, поглощаемого другим нуклоном ядра; в — виртуальное возбуждение нуклонного резонанса (N^* или Δ) при обмене мезоном с другим нуклоном и последующий бета-распад резонанса.

мезонных обменных токов в β -спектры и периоды полураспада могут достигать иск. %.

Спектр β -частиц связан с матричным элементом M_{fi} соотношением:

$$N(\mathcal{E}) d\mathcal{E} = \frac{G_\beta^2}{2\pi^2 c^5 \hbar^7} |M_{fi}|^2 p \mathcal{E} (\mathcal{E}_0 - \mathcal{E})^2 d\mathcal{E}. \quad (6)$$

Здесь p и \mathcal{E} — импульс и энергия испускаемой β -частицы. При выводе (6) предпологалось, что $m_\nu = 0$ и энергии отдачи конечного ядра пренебрежимо малы по сравнению с \mathcal{E}_0 . Если M_{fi} не зависит от энергии, форма β -спектра определяется только «статистич.» множителем: $N(\mathcal{E}) \sim p \mathcal{E} (\mathcal{E}_0 - \mathcal{E})^2$. При расчёте M_{fi} используется ряд приближений: 1) граничные энергии \mathcal{E}_0 относительно малы, вследствие чего длины волн де Бройля испускаемых лептонов велики по сравнению с размерами R ядер: $pR/\hbar \ll 1$, $qR/\hbar \ll 1$, т. е. волновые ф-ции лептонов незначительно меняются внутри ядра; 2) будучи взяты между ядерными состояниями, нек-рые входящие в ф-лу для H_β операторы имеют матричные элементы порядка 1, тогда как другие имеют матричные элементы порядка v_N/c , где v_N — характерная скорость нуклона в ядре. Для лёгких и средних ядер параметр $v_N/c \ll 1$. При вычислении M_{fi} обычно используется разложение по этим малым параметрам.