

(аналогично для  $2\beta^+$ -распадов). Возможен также двухнуклонный распад, обусловленный обменом между нуклонами заряженным  $\pi$ -мезоном. При этом виртуальный  $\pi$ -мезон может претерпеть Д. б.-р.:

$$\pi^- \rightarrow \pi^+ + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \text{ или } (0\bar{\nu}_e); \quad (6)$$

$$\pi^+ \rightarrow \pi^- + 2e^+ + 2\nu_e \text{ или } (0\nu_e). \quad (7)$$

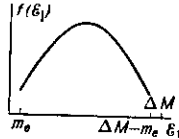
В калибровочных теориях электрослабых взаимодействий есть иные механизмы Д. б.-р. В частности, в теориях с дважды заряженными скалярными Хиггса бозонами возможен Д. б.-р. виртуальных хиггсовских частиц. В ряде калибровочных теорий возможен также необычный механизм безнейтринного Д. б.-р.:

$$A(Z, N) = A(Z+2, N-2) + 2e^- + M^0, \quad (8)$$

где  $M^0$  (т. н. майорон) — безмассовая скалярная частица. Она возникает при спонтанном нарушении глобальной калибровочной симметрии, связанной с сохранением лептонного заряда (см. *Голдстоуновские бозоны*).

Согласно совр. представлениям, Д. б.-р. обусловлен превращениями кварков, входящих в состав нуклонов. Напр., при  $2\beta^-$ -распадах  $2d$ -кварка превращаются в  $2u$ -кварка с испусканием 2 электронов и 2 нейтрино (или 0 нейтрино). Если оба  $d$ -кварка принадлежат одному и тому же нуклону (или  $\Delta$ -изобаре), то Д. б.-р. обусловлен однонуклонными процессами вида (5); если же они принадлежат разным нуклонам, Д. б.-р. имеет

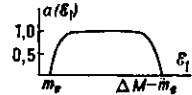
Рис. 1. Спектр одиночных электронов  $2\beta(0\nu)$ -распада в случае майорановского нейтрино ( $m_\nu \neq 0$ );  $\mathcal{E}_1$  — энергия электрона,  $\Delta M = \mathcal{E}_0$  — разность масс начального и конечного ядер. Энергия приводится в системе единиц, в которой  $c=1$ .



двухнуклонный характер (3). Пионный механизм  $2\beta^-$ -распада (6) обусловлен одноврем. превращением  $d$ - и  $u$ -кварков, образующих  $\pi$ -мезон.

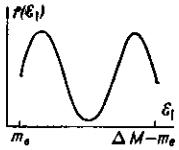
Безнейтринный Д. б.-р. может дать уникальную информацию о свойствах нейтрино и слабого взаимодей-

Рис. 2. Энергетическая зависимость углового распределения электронов  $2\beta(0\nu)$ -распада в случае  $m_\nu \neq 0$ .



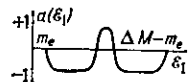
ствия. Для того чтобы произошёл двойной безнейтринный  $\beta$ -распад, условия  $\nu = \bar{\nu}$  недостаточно. Если  $m_\nu = 0$ , то рождающееся в элементарном акте одиночного  $\beta$ -распада (3) нейтрино полностью правополяризовано и не

Рис. 3. Спектр одиночных электронов  $2\beta(0\nu)$ -распада, обусловленного правыми токами.



может поглотиться во втором акте, т. к. этот процесс обусловлен левыми токами. Если  $m_\nu \neq 0$ , то поляризация нейтрино не является полной; волновая функция нейтрино имеет примесь левополяризованного состояния

Рис. 4. Энергетическая зависимость углового распределения электронов  $2\beta(0\nu)$ -распада, обусловленного правыми токами.



с весом  $m_\nu c^2/\mathcal{E}_\nu$  ( $\mathcal{E}_\nu$  — энергия нейтрино). Поэтому для майорановского нейтрино при  $m_\nu \neq 0$  может происходить  $2\beta(0\nu)$ -распад. Этот процесс возможен и в том случае, если  $m_\nu = 0$ , но слабые взаимодействия содержат небольшую примесь правых токов. Чтобы определить, каким механизмом обусловлен

$2\beta(0\nu)$ -распад, необходимо изучать одноэлектронные спектры и распределение по углу  $\vartheta$  разлёта электронов. Дифференц. вероятность Д. б.-р. может быть представлена в виде

$$\frac{dW}{d\mathcal{E}_1 d \cos \vartheta} = f(\mathcal{E}_1) [1 - a(\mathcal{E}_1) \cos \vartheta], \quad (9)$$

где  $\mathcal{E}_1$  — энергия одиночного электрона. Ф-ция  $f(\mathcal{E}_1)$  и  $a(\mathcal{E}_1)$ , характеризующие спектры одиночных элект-

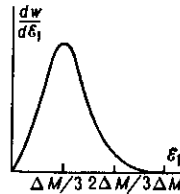


Рис. 5. Спектр одиночных электронов  $2\beta(0\nu)$ -распада с испусканием майорона.

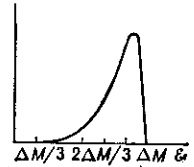
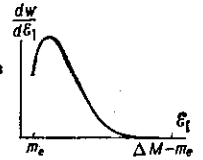


Рис. 6. Распределение по суммарной энергии электронов  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$  в случае  $2\beta(0\nu)$ -распада с испусканием майорона.

ронов и их угловые распределения, имеют разл. вид в зависимости от того, обусловлен ли  $2\beta(0\nu)$ -распад ненулевой массой майорановского нейтрино или правыми токами (рис. 1—4). В случае безнейтринного распада с испусканием майорона суммарная энергия двух электронов не равна энергии перехода  $\Delta M c^2$  (рис. 5, 6).

Поиск Д. б.-р. Сложность эксперим. изучения Д. б.-р. обусловлена его чрезвычайно малой вероятностью. Косвенные эксперименты основаны на геохим. анализе древних пород, содержащих ядра  $^{130}\text{Te}$ ,  $^{129}\text{Te}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{82}\text{Kr}$  при Д. б.-р. переходят в  $^{130}\text{Xe}$ ,  $^{128}\text{Xe}$  и  $^{82}\text{Kr}$ . Данные по отношению периодов полураспада  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$  не исключают возможности  $2\beta(0\nu)$ -распада. Надёжное же подтверждение существования Д. б.-р. может быть получено только в прямых экспериментах,

Рис. 7. Спектр одиночных электронов  $2\beta(2\nu)$ -распада.



в к-рых регистрируются электроны распада. Однако они пока позволили установить лишь верх. границу вероятности  $2\beta(0\nu)$ -распадов ряда ядер. Для переходов  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$  и  $^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Rb}$  получены ограничения:  $T_{1/2}(0\nu) > 2 \cdot 10^{21}$ ,  $5 \cdot 10^{21}$  и  $2,1 \cdot 10^{21}$  лет.

Лит.: Зельдович Я. В., Лукьянов С. Ю., Сморodinский Я. А., Свойства нейтрино и двойной  $\beta$ -распад, «УФН», 1954, т. 54, с. 361; Лазаренко В. Р., Двойной бета-распад и свойства нейтрино, там же, 1966, т. 90, с. 601; Понтекорво Б. М., Детство и юность нейтринной физики: некоторые воспоминания, «Природа», 1983, № 1, с. 43; Здесенко Ю. Г., Двойной  $\beta$ -распад и сохранение лептонного заряда, «ЭЧАЯ», 1980, т. 11, с. 1369; Шелкид М. Г., Двойной бета-распад и масса нейтрино, «УФН», 1984, т. 143, с. 513. Е. Х. Ахмедов.

**ДВОЙНОЙ РЕЗОНАНС** — экспериментальный метод, состоящий в наблюдении влияния резонансного возбуждения одной системы на резонансные свойства другой. Д. р. используют для изучения систем, прямое исследование резонансных свойств к-рых затруднено; для изучения взаимодействия между системами и для исследования кинетики установления стационарного состояния при включении и выключении возбуждения. Д. р. даёт возможность пользоваться результатами наблюдения резонансных свойств обеих систем при наличии аппаратуры для наблюдения резонанса только в одной.

Наиб. широкое распространение Д. р. получил при исследовании связанных электронной и ядерной спи-