

ФИЗИКА

И. С. ШАПИРО

О ПЕРЕХОДЕ  $O \rightarrow O$  В  $O^{16}$

(Представлено академиком Д. В. Скobelцыным 5 XI 1950)

В работе (1) было обращено внимание на то обстоятельство, что данные (2) по угловому распределению компонентов пар (электронов и позитронов), испускаемых при переходе ядра  $O^{16}$  из возбужденного состояния  ${}^nO^{16*}$  в основное, полученные экспериментально, заметно отличаются от распределения, теоретически вычисленного А. Д. Сахаровым (3) и Оппенгеймером (4), рассматривавшими в качестве причины перехода кулоновское взаимодействие заряженных частиц возбужденного ядра с электронами дираковского фона. В то время как такой механизм  $O \rightarrow O$  перехода приводит в случае  $O^{16}$  к угловому распределению

$$J(\vartheta) = 1 + 0,97 \cos \vartheta, \quad (1)$$

экспериментальная кривая описывается функцией

$$J(\vartheta) = 1 + 0,85 \cos \vartheta, \quad (2)$$

которую можно получить, проинтегрировав выражение

$$f(\vartheta, E_+ E_-) = E_+ E_- + 1 + P_+ P_- \cos \vartheta * \quad (3)$$

( $E_+$ ,  $E_-$ ,  $P_+$ ,  $P_-$  — энергии и импульсы позитрона и электрона) по  $E_+$  или  $E_-$ . Как показано в (1), экспериментальный результат можно объяснить, если исходить из существенно иного механизма  $O \rightarrow O$  перехода, именно, если считать, что имеют место виртуальное испускание ядром нейтрального мезона с нулевым спином и распад его с образованием пары частиц — электрона и позитрона. Представляется, однако, интересным рассмотреть вопрос о возможности объяснения экспериментальных данных, касающихся  $O \rightarrow O$  перехода в  $O^{16}$ , с другой точки зрения.

Рассмотрим с этой целью неэлектромагнитное взаимодействие нуклонов с электронно-позитронным полем. Гамильтониан взаимодействия такого поля с нуклонами конструируется из волновых функций нуклонов и легких частиц аналогично тому, как это делается в теории  $\beta$ -превращений. При этом, однако, имеются существенные особенности, на которых мы остановимся ниже. Как известно, дираковская волновая функция может преобразовываться при инверсии осей пространственных координат следующими способами (5):

$$\Psi(-x) = \pm \gamma_4 \Psi(x), \quad (4)$$

$$\Psi(-x) = \pm i \gamma_4 \Psi(x), \quad (5)$$

\* Все энергии даны в единицах,  $m_0 c^2$ , импульсы — в  $m_0 c$ ;  $m_0$  — масса покоя электрона.

где

$$\Psi = \begin{Bmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_{II} \end{Bmatrix} \quad (6)$$

есть биспинор,  $\gamma_4$  — одна из матриц Дирака <sup>\*</sup>. Легко видеть, что преобразования с помощью матриц  $+\gamma_4$  или  $+i\gamma_4$  имеют место в том случае, когда парой так называемых „больших компонентов“ функции  $\Psi$  является  $\Psi_1$ . Матрицы же  $-\gamma_4$  или  $-i\gamma_4$  осуществляют преобразования (4), (5) тогда, когда пара „больших компонентов“ есть  $\Psi_{II}^{**}$ . Далее, известно, что если волновую функцию электрона с полной положительной энергией взять в виде (6), то волновая функция, описывающая состояние с той же ориентацией спина, но с отрицательной полной энергией, будет

$$\Psi' = \begin{Bmatrix} \Psi_{II} \\ -\Psi_1 \end{Bmatrix}. \quad (7)$$

По этой причине образование

$$\Psi^* \gamma_4 \Psi \quad (8)$$

есть всегда псевдоскаляр <sup>(5)</sup>, билинейные комбинации

$$\Psi^* \gamma_5 \gamma_\mu \Psi \quad (\mu = 1, 2, 3, 4) \quad (9)$$

являются компонентами 4-псевдовектора, а величины

$$i\Psi^* \gamma_4 \gamma_5 \gamma_\mu \Psi \quad (10)$$

обладают трансформационными свойствами компонентов 4-вектора. В теории же  $\beta$ -распада <sup>(6)</sup> величина типа (8), например, образованная из волновых функций электрона и нейтрино в состоянии с полной отрицательной энергией, может быть как псевдоскаляром, так и скаляром, что связано с произволом в выборе волновых функций нейтрино при фиксированном типе электронных волновых функций <sup>\*\*\*</sup>. Укажем, что в случае интересующего нас перехода  $O \rightarrow O$  в  $O^{18}$ , как это следует из расчета, единственной билинейной комбинацией, приводящей к распределению (2), является временная компонента 4-вектора (10). Следовательно, из волновых функций нуклонов также надлежит образовать 4-вектор и, взяв скалярное произведение векторов, сконструированных из билинейных комбинаций нуклонных и электронных волновых функций, включить в выражение для вероятности перехода только произведение временных компонент, отбросив все остальные. Последнее можно сделать, если рассматриваемый переход, по терминологии теории  $\beta$ -распада, относится к классу „разрешенных“. Критерием же разрешенного перехода при использовании гамильтониана в виде скалярного произведения двух 4-векторов является выполнение правил отбора Ферми, т. е. условия

$$\Delta I = 0, \quad (11)$$

<sup>\*</sup> Определение матриц  $\gamma$  см. в <sup>(5)</sup>.

<sup>\*\*</sup> В этом проще всего убедиться, если рассмотреть волновые функции свободных частиц — плоские волны.

<sup>\*\*\*</sup> Например, если считать, что электроны удовлетворяют волновому уравнению

$\Psi_\mu \frac{\partial \Psi}{\partial x_\mu} + \frac{m_0 c}{\hbar} \Psi = 0$ , а нейтрино уравнению  $\Psi_\mu \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu} - \frac{m_0 c}{\hbar} \phi = 0$ , то величина (8) будет скаляром.

где  $\Delta I$  — изменение момента количества движения ядра. При этом допускаются  $O \rightarrow O$  переходы и требуется, чтобы четность волновых функций ядра в результате перехода не менялась. Условие (11) в нашем случае выполнено, четность же возбужденного состояния  ${}^{\pi}O^{16*}$  неизвестна. Мы приходим, таким образом, к выводу, что экспериментально наблюденное угловое распределение компонентов электронно-позитронных пар, испускаемых в переходе  ${}^{\pi}O^{16*} \rightarrow O^{16}$ , может быть объяснено теоретически, если ввести непосредственное неэлектромагнитное взаимодействие нуклонов с электронами и позитронами и предположить, что соответствующий гамильтониан образуется из компонентов четырехмерных векторов. Мы воздержимся пока от обсуждения величины константы этого взаимодействия в связи с неопределенностью данных о времени жизни возбужденного состояния  ${}^{\pi}O^{16*}$ .

В заключение отметим, что в свете соображений, развитых в (1) и в настоящей заметке, представляется весьма желательной тщательная экспериментальная проверка результатов работы (2).

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило  
28 X 1950

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> И. С. Шапиро, ДАН, 72, 1045 (1950). <sup>2</sup> S. Devons and G. Lindsey, Nature, 164, 539 (1949). <sup>3</sup> А. Д. Сахаров, Диссертация, ФИАН, 1947. <sup>4</sup> J. R. Орренхеймер, Phys. Rev., 60, 164 (1941). <sup>5</sup> В. Паули, Общие принципы волновой механики, 1947, стр. 243—245. <sup>6</sup> Г. С. Жарков, ЖЭТФ, 20, 492 (1950).