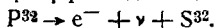


## КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ УГЛАМИ ВЫЛЕТА ЭЛЕКТРОНОВ И ЯДЕР ОТДАЧИ ПРИ $\beta$ -РАСПАДЕ $P^{32}$

В февральском номере *Physical Review* опубликованы<sup>1</sup> результаты экспериментального исследования распределения по углам электронов и ядер отдачи, образующихся при  $\beta$ -распаде  $P^{32}$ , т. е. при реакции



Предшествовавшие попытки выяснить угловое распределение электронов и ядер отдачи при  $\beta$ -распаде ядра наталкивались на большие трудности из-за невозможности получения чистого  $\beta$ -активного вещества. Сейчас, как

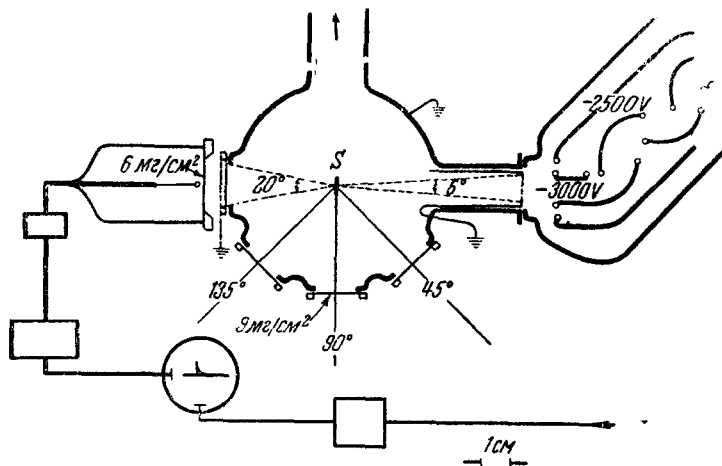


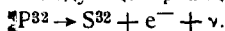
Рис. 1.

отмечает автор, в связи с получением изотопа фосфора ( $P^{32}$ ) эта трудность преодолевается почти полностью. Материал этот настолько чист, что позволяет наносить на определённую поверхность правильный монокристаллический слой  $P^{32}$  и тем самым избежать потерь энергии и рассеяния ядер отдачи в самом  $\beta$ -активном элементе.

Основная идея эксперимента состоит в измерении времени полёта ядер отдачи в свободном от поля пространстве. Если известно расстояние, на протяжении которого ядра отдачи летят свободно, то, измеряя время, в течение которого они проходят это расстояние, можно определить их импульсы.

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1.

Тонкая слюдяная пластинка  $S$  (от 1 до 1,5  $mg/cm^2$ ), на поверхность которой нанесён монокристаллический слой  $\beta$ -активного  $P^{32}$ , служила источником электронов и ядер отдачи по следующей реакции



Общая  $\beta$ -активность источника составляла от 1 до  $3 \cdot 10^4$  электронов в секунду. Размер поверхности — 1,0,6 см. Давление в измерительной камере порядка  $10^{-7}$  мм Нг.

После изготовления во вспомогательной камере пластинка с  $\beta$ -активным веществом вводилась в камеру для измерений.

Электроны, прошедшие через окошечки, сделанные из тонкой слюды (9  $mg/cm^2$ ) и расположенные под различным углом к источнику, регистрировались счётчиком Гейгера.

Ядра отдачи, выбрасываемые в одном из направлений внутри махового конуса с раствором  $\sim 6^\circ$ , регистрировались с помощью электронного умножителя<sup>2</sup>.

Так как скорость электронов много больше, чем скорость ядер отдачи, и близка к скорости света, можно допустить, что электроны достигают

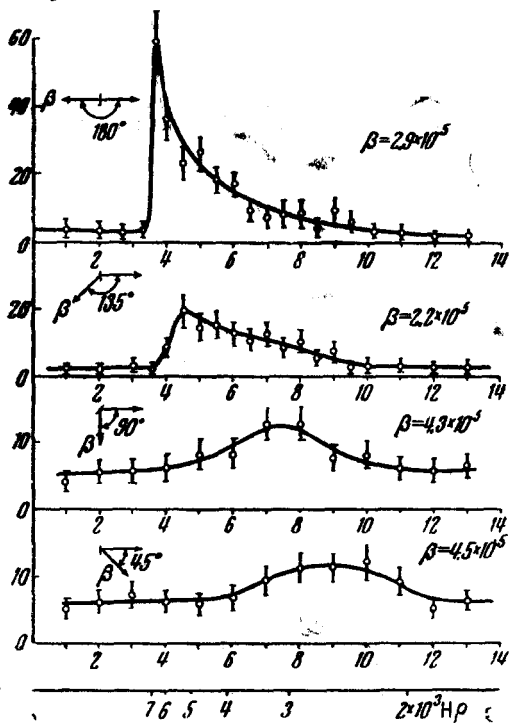


Рис. 2.

счётчика Гейгера мгновенно, в то время как ядра отдачи регистрируются с определённым запаздыванием. Интервал времени между регистрацией электрона и регистрацией ядра отдачи, очевидно, равен тому промежутку времени, в течение которого ядро отдачи проходит расстояние от источника до электронного умножителя (около 6,5 см). Измерение этого интервала времени, т. е. интервала от появления электрона до появления ядра отдачи, и определяет импульс ядра отдачи.

На рис. 2 приводятся полученные автором спектры ядер отдачи. По ординате отложено число ядер отдачи, наблюдаемых в течение  $\frac{1}{2}$  микросекунды, по абсциссе — время полёта в микросекундах. Малым временам полёта ядер отдачи соответствуют их высокие импульсы, как это показано на рисунке.

Для каждого отдельного случая даётся общее число электронов, зарегистрированных в течение времени наблюдения. Например, в первом случае, т. е. когда ядра отдачи и электроны выбрасываются в противоположные стороны, общее число наблюдаемых электронов равно  $2,9 \cdot 10^5$ .

Далее автор сравнивает полученные результаты (рис. 3) с теорией. Как известно<sup>3</sup>, в теории  $\beta$ -распада ядра существуют пять вариантов форм взаимодействия: скалярное, векторное, тензорное, псевдотензорное и псевдо-

скалярное. Каждый из этих вариантов взаимодействия даёт вполне определённую корреляцию между направлениями вылета электрона и нейтрино<sup>4</sup>. Например, вероятность распада, в котором направления выхода электрона и нейтрино образуют угол  $\vartheta$ , в скалярном и псевдоскалярном вариантах взаимодействия пропорциональна  $1 - \beta \cos \vartheta$ , где  $\beta = \frac{v_{эл}}{c}$ .

Автор приходит к следующему выводу.

Во-первых, экспериментальные данные приводят к выводу, что между электронами и ядрами отдачи при  $\beta$ -распаде  $P^{32}$  закон сохранения импульса не имеет места. Следовательно, для того чтобы удовлетворился закон сохранения импульса, мы должны обязательно предположить наличие нейтрино.

Во-вторых, функция  $1 + \beta \cos \vartheta$  ( $\vartheta$  — угол между направлениями электрона и нейтрино), предсказываемая векторным вариантом взаимодействия, очень сильно расходится с экспериментом.

В-третьих, функция  $1 - \beta \cos \vartheta$ , предсказываемая как скалярным, так и псевдоскалярным вариантами взаимодействия, в области энергии ядер отдачи выше чем 25 eV, хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Автор полагает, что  $P^{32} \rightarrow e^- + \nu + S^{32}$  является разрешённым переходом. Однако первый запрещённый переход, по его мнению, не может быть окончательно исключён.

Как заметил М. А. Марков, произведённое автором сопоставление экспериментальных данных с предсказаниями различных вариантов теории взаимодействия, является не вполне законным. Действительно, известно, что процесс  $P^{32} \rightarrow e^- + \nu + S^{32}$  дважды запрещённый<sup>3</sup>, поэтому на него нельзя распространять результаты теории, развитой для разрешённых переходов.

Ж. С. Такибаев

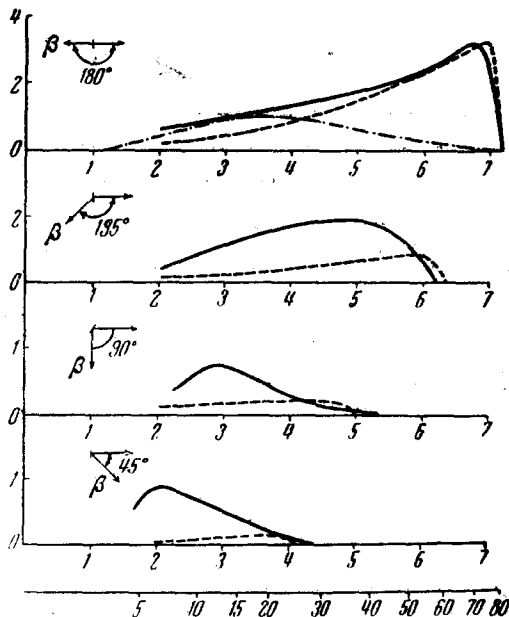


Рис. 3.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Chalmers W. Sherwin, Phys. Rev., 73, 216 (1948).
2. I. S. Allen, Rev. Sci. Inst., 12, 582 (1941).
3. Бете и Бэчер, Физика ядра; Emil Jan Konopinsky, Reviews of Modern Physics, 15, 209 (1943).
4. D. R. Hamilton, Phys. Rev., 71, 456 (1947).