

АНОМАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ β -ЛУЧЕЙ И ГИПОТЕЗА «СЛИПАНИЯ» ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Некоторое время назад было высказано предположение о возможности единообразной трактовки различных кратных процессов (β -распад, двойной β -распад, кратное порождение мезонов и т. д.) как процессов первого порядка.

Как известно, в случае обычного β -распада энергия взаимодействия нуклеонов с электронно-нейтринным полем берётся в виде

$$U_{\beta} = g_{\beta\gamma} \{ \psi^* A \varphi + \text{к.с.} \}, \quad (1)$$

где A — матричный оператор, действующий на волновые функции электрона ψ и нейтрино φ , допустимые формы которого определяются инвариантными свойствами спинорных функций. $g_{\beta\gamma} \equiv g_F \approx 10^{-48} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$ — константа Ферми.

В теории двойного β -распада, трактуемого как процесс первого порядка, взаимодействие с биелектронным полем может быть взято в аналогичном виде¹

$$U_{\beta\beta} = g_{\beta\beta} \{ \tilde{\psi} A \psi + \cdot \}. \quad (2)$$

В случае кратного порождения мезонов взаимодействие нуклеонов с полем n мезонов может быть взято в форме²

$$U_n = g_1 \varphi + g_2 \varphi^2 + \dots + g_n \varphi^n, \quad (3)$$

(или в замкнутом виде, например, в форме $U = ge^{a\varphi}$ или $U = g\varphi/(1+a\cdot\varphi^2)$ и т. д.). Здесь φ — волновая функция одного мезона (для простоты предполагаемого сперва скалярным и нейтральным), g_n — соответствующие константы связи.

После установления вида взаимодействия нуклеонов с полем мы можем обычным путём вычислить вероятность β -распада, $\beta\beta$ -распада или порождения 1, 2, ..., n мезонов. Константа связи $g_{\beta\beta}$ двойного β -распада и константы связи с мезонным полем определяются пока что эмпирически, как и в случае обычного β -распада.

Отсюда получается безнейтринное описание $\beta\beta$ -распада, приводящее к вероятностям, согласующимся с опытом примерно так же, как и в случае трактовки $\beta\beta$ -распада как эффекта второго порядка с испусканием и поглощением нейтрино в промежуточном состоянии.

В случае кратного порождения мезонов при столкновении двух нуклеонов высокой энергии ($\sim 10^{12}$ — 10^{13} эв) получаются результаты, близкие к статистическому варианту теории Ферми³ этого процесса, в которой, однако, нет энергии взаимодействия, а постулируются одни лишь фазовые статистические множители. Например, при экспоненциальной зависимости энергии взаимодействия среднее число мезонов будет возрастать с энергией по закону $\bar{n} \sim \varepsilon^{2/3}$, тогда как теория Ферми приводит к зависимости $\bar{n} \sim \varepsilon^{1/2}$ (в системе центра инерции).

Формы энергии взаимодействия, перечисленные выше, подсказывают гипотезу о том, что взамен испускания нескольких частиц может иметь место испускание одной сложной частицы, например, «слипшихся» электронов и нейтрино, или мезонов. Такая гипотеза является вполне естественной, если принять во внимание существование в определённых условиях процессов распада типа $\pi \rightarrow \mu + \nu$, $\tau_{\pm} \rightarrow \pi_{\pm} + \pi_{\pm} + \pi_{\pm}$ и т. д., обратных по отношению к процессу «слипания».

Данная гипотеза, утверждающая, что слияние с некоторой вероятностью наступает, в частности, в условиях кратного порождения, является развитием известной теории Де-Бройля⁴, в которой уравнение движения, например векторных частиц, получается в результате особого «слияния» уравнений движения двух спинорных частиц. При этом волновые функции образовавшихся путём «слипания» частиц будут получаться как произведение волновых функций, например $\varphi^n \rightarrow \Phi_n$.

Иначе говоря, возможно, что хотя бы часть более тяжёлых мезонов (τ -мезонов) является слипшимися π -мезонами.

Аналогичным образом можно предполагать возможное «слипание» при двойном β -распаде с образованием «бизлектронов», а также при обычном β -распаде с образованием «электрино» (ϵ) в результате «слипания» электрона и нейтрино*). «Электрино» должны обладать спином 0 или 1 и, следовательно, подчиняться статистике Бозе.

Исходя из этих предположений, β -распад следует рассматривать как сложный процесс превращения нуклеонов двух типов, в первом из которых «электрино» участвует как частица, реально испускаемая нуклеонами и распадающаяся в дальнейшем на электрон и нейтрино с временем распада $\tau \sim 10^{-10}$ сек. (о величине τ см. ниже):

$$\left\{ \begin{matrix} p \\ n \end{matrix} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{matrix} n \\ p \end{matrix} \right\} + \epsilon_{\pm}, \quad \epsilon_{\pm} \rightarrow e_{\pm} + \nu,$$

причём энергетический спектр «электрино» будет монохроматическим. В другой части превращений могут попрежнему испускаться электрон и нейтрино, причём «электрино» будет участвовать в процессе лишь

*) На теоретическую возможность слияния электронов и нейтрино и, следовательно, существование «электрино» указывал А. Соколов⁵.

виртуально. Правда, спектр электронов, образующихся при распаде ϵ , значительно отличается от обычных β -спектров. Он будет обрываться как со стороны малых, так и со стороны больших энергий. Учёт же замедления ϵ приведёт к размазыванию спектра электронов, который уже будет похожим на обычный β -спектр⁶.

Отметим теперь, что процессы кратного порождения могут описываться при помощи нелинейных членов взаимодействия нуклеонов с электронно-нейтринным или мезонным полями. Наличие же нелинейных членов взаимодействия в какой-то степени эквивалентно включению нелинейностей в сами уравнения для свободного поля тех или иных частиц, например, типа, впервые предложенного Д. Иваненко⁷,

$$D\psi + \lambda \cdot \psi\psi^*\psi = 0,$$

или в случае вещественного поля

$$D\psi + \lambda\psi^2 = 0,$$

где D — оператор релятивистского уравнения Дирака, λ — константа.

Аналогичные нелинейные добавки в уравнениях мезонного поля приводят к ослаблению взаимодействий между нуклеонами, переносимых этим полем, повидному, в общем качественном согласии с эмпирическими сведениями.

Не останавливаясь больше на вопросах теории кратного порождения и слипания частиц, перейдём к краткому изложению аномалий β -частиц и возможной связи этих аномалий с существованием некоторых из предсказываемых частиц («электрино»), на что было недавно ещё раз указано в работе Д. В. Скобелыцына⁸.

На аномалии β -частиц было указано ещё давно. Исследуя следы β -частиц в камере Вильсона в связи с проверкой теории образования пар, Скобелыцын и Степанов в 1934 г.⁹, а затем и др. исследователи пришли к заключению о порождении позитронов β -частицами с сечением, в 10^4 раз превосходящим теоретическое значение, если бы они возникали как компонента электронно-позитронной пары, порождаемой β -частицей или γ -квантом, испущенным этим же источником. Однако на невозможность отождествления этих положительных частиц с позитронами указывало отсутствие аннигиляционного излучения. Эта аномалия была связана в дальнейшем с так называемым аномальным рассеянием β -частиц, заключающимся в том, что вблизи источника рассеяние на углы, близкие к 90° , в 30—40 раз превышает обычное кулоновское (например, по теории Мотта), а также в том, что β -частицы часто испытывают резкие потери энергии, необъяснимые обычным тормозным излучением. При этом аномальное рассеяние наблюдалось лишь на расстояниях 10—20 см от источника (β -радиоактивного элемента) при отсутствии значительных магнитных полей. Заметим, что до настоящего времени результаты одних исследователей находятся в достаточно хорошем согласии с теорией Мотта, другие же приходят к указанным выше аномалиям. Возникает потребность учесть более точно условия опытов^{*}).

^{*} Недавно Грётцингер и Риббе¹³ поставили эксперименты в камере Вильсона с целью выяснения природы «положительных» следов, возникающих вблизи β -источника (P^{32}), испускание позитронов которым энергетически невозможно. Особое внимание в этих опытах уделялось исключению других возможностей появления «положительных» следов (например, от электронов, идущих к источнику, или электронов, имеющих положительную кривизну в результате сильного множественного рассеяния). С помощью стереоскопического анализа следов в камере Вильсона и подходящего расположения источника доля таких следов была уменьшена до нескольких процентов. Отношение доли положительных следов к доли следов электронов найдено ими равным $3 \cdot 10^{-4}$, что в общем меньше, чем сообщалось в других исследованиях с P^{32} .

Был сделан ряд попыток объяснить аномальное рассеяние (предположение о неэлектрическом взаимодействии β -частиц с ядрами, гипотеза об излучении нейтрино при столкновении β -частиц с ядром, предположение о возбуждении вращения ядер при столкновении с β -частицами и др.). Однако все эти объяснения оказались неудовлетворительными. Совершенно иное решение задачи — предположение о наличии в β -излучении новых частиц — было выдвинуто А. Ф. Иоффе (1938)¹⁰ и др. исследователями, приписывавшими новым частицам массы как больше, так и меньше массы электрона. Анализируя свои опыты, Тибо (1946)¹² приходит к предположению о существовании в β -излучении сверхлёгких частиц (с массой $\sim 10^{-11} m_0$), имеющих малый заряд ($\sim 10^{-4} e$), но обладающих относительно большим магнитным моментом. Последующие работы привели к массам и зарядам этих гипотетических частиц равным нескольким m_0 и заряду электрона, соответственно.

Независимо от опытов с β -излучением, некоторые исследователи космических лучей¹¹ пришли к выводу о наличии в космическом излучении новых частиц с массой $\sim (2 \div 10) m_0$ и временем жизни $10^{-9} \div 10^{-10}$ сек., которые были названы λ -мезонами.

Наиболее чёткие выводы из большого экспериментального материала сделал Скобельцын⁸, высказавший убеждение о существовании в β -излучении частиц с массой, равной нескольким массам покоя электрона ($3 \pm 0,3) m_0$, спонтанно распадающихся налету (подобно V -частицам в космическом излучении) с испусканием нейтральных частиц (например, нейтрино) и электронов.

Время жизни гипотетических частиц, оцениваемое из длины пробега, оказывается порядка 10^{-10} сек. Наличие в составе β -излучения от 5 до 10 процентов таких частиц приводит, по мнению Скобельцына, к качественному и количественному согласию с данными целого ряда опытов. Предположение об «электрино» позволяет объяснить аномалии β -частиц. В результате распада «электрино» (при столкновении с ядрами или спонтанно) на электрон и нейтрино электроны распада могут составлять значительные углы с направлением движения «электрино» (аномальное рассеяние и резкие потери энергии). В магнитном поле такие электроны приведут к появлению следов с положительной кривизной («положительных» следов).

Скобельцын подробно анализирует угловое распределение потерь энергии β -частиц, возникающих в результате распада налету неустойчивых гипотетических частиц, которые разумно назвать «электрино», подчёркивая тем самым связь с указанной выше гипотезой слипания.

Зная эмпирическое значение времени жизни «электрино» по отношению к распаду на электрон и нейтрино и вычислив по схеме распада ϵ вероятность распада, можно оценить соответствующую константу связи. Времени жизни ϵ по опытам Скобельцына ($\sim 10^{-10}$ сек.) соответствует константа связи «электрино» с электронно-нейтринным полем, по порядку величины равная $g'_e \sim 10^{-11} \text{ (эрг}\cdot\text{см)}^{1/2}$. Далее, приняв предположение, что реально или виртуально испускаемой частицей является лишь «электрино», можно найти константу связи ϵ -поля с нуклеонами g_e из соотношения

$$g_F = \frac{4\pi g'_e g_e}{\alpha_e^2},$$

где g_F — фермиевская константа, $\alpha_e = \frac{m_e \cdot c}{\hbar}$ (m_e — масса покоя «электрино»), а следовательно, и рассчитать вероятность испускания «электрино» нуклеонами. Ориентировочно константа g_e оказывается порядка $10^{-17} \text{ (эрг}\cdot\text{см)}^{1/2}$.

Если взять для «электрино» следующее из анализа Скобельцына значение массы покоя, равное нескольким массам покоя электрона ($\sim 3m_0$), то становится ясным, что не все β -излучатели будут испускать реальные «электрино».

Непосредственная экспериментальная проверка существования новых частиц и подтверждение упомянутой выше теоретической гипотезы имеет несомненно первостепенный интерес как для уточнения трактовки β -распада, так и для общей теории элементарных частиц в связи с предложенной недавно нелинейной теорией кратных процессов и нелинейным обобщением уравнений квантовой теории поля.

С. Л.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Иваненко и Н. Колесников, ДАН **81**, 771 (1951); см. также: R. Winter, Phys. Rev. **83**, 1070 (1951).
2. Д. Иваненко и В. Лебедев, ДАН **80**, 352 (1951); см. также: R. Glauber, Phys. Rev. **84**, 315 (1951), где несколько позже получены те же результаты для сил взаимодействия при нелинейной связи с полем.
3. E. Fermi, Phys. Rev. **81**, 683 (1951); Progr. Theor. Phys. **5**, 570 (1950).
4. L. De-Broglie, Théorie générale des particules à spin (Méthode de fusion), Paris, 1943.
5. А. Соколов, ДАН **21**, 35 (1938).
6. Д. Иваненко и Н. Колесников, ДАН **87**, 923 (1952).
7. Д. Иваненко, Sow. Phys. **13**, 141 (1938). Д. Иваненко и А. Бродский, ДАН **84**, 682 (1952); см. также L. Schiff, Phys. Rev. **84**, 1 (1951).
8. Д. В. Скобельцын, Сборник «Памяти С. И. Вавилова», Изд. АН СССР, Москва, 1952 г.
9. Д. Скобельцын, Изв. АН СССР, сер. физич., № 1—2, 75, (1938); Д. Скобельцын, ДАН **21**, 435 (1938); Степанова, там же, стр. 91.
10. Изв. АН СССР, сер. физич., 1938, стр. 99.
11. См., например, Broadbent a. Janossy, Proc. Roy. Soc. **192**, 364 (1948), Fretter, Phys. Rev. **73**, 41 (1948) и т. д.
12. J. Thibaud, Compt. Rend. **223**, 984 (1946).
13. G. Groetzingera. F. L. Ribe, Phys. Rev. **87**, 1003 (1952).