Доклады Академии наук СССР
1971. Том 200, № 1

УДК 539.12 *ФИЗИКА*

Академик АН БССР Н. С. АКУЛОВ

МЕТОД РАСЧЕТА МАСС ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

В этой статье мы рассматриваем предраспадные состояния адронов, когда они уже состоят из таких фермионов (реонов), которые не связаны друг с другом (если не считать слабой магнитной связи) и превращаются в лептоны распада. Компенсация потенциальной энергии сил связи происходит в предраспадный период за счет кинетической энергии тех зарядов *, из которых элементарные частицы состоят. Для того чтобы выяснить сущность этих внутренних «безызлучательных» квантовых переходов, нельзя уже рассматривать электрон как нечто «единое неделимое», не учитывая его сложной структуры, как это возможно в теории атомных спектров. Рассмотрим это подробнее.

На основании уравнений Дирака обычно принимают, что в электроне имеется заряд (e^-), который движется со скоростью света вокруг некоторой оси, совпадающей с направлением спина. Но такая система динамически не может быть устойчивой в силу отсутствия аксиальной симметрии. Однако, если принять, что вокруг оси (симметрии) электрона вращается не один, а по крайней мере два заряда ε^- и ε^-, дающих в сумме заряд электрона e^-, то система будет симметричной. Далее разумно потребовать, что в любой стабильной элементарной частице электрические силы отталкивания, если они существуют (например, при наличии пары ε^- и ε^-), компенсируются магнитными силами притяжения. Отсюда следует, что в центре электрона должен быть магнитный диполь ν_m. Его магнитное поле может действовать тогда на ε^- и ε^- центростремительными силами Лоренца. Структуру электрона тогда схематически можно характеризовать [1]

$$e^{\mp} = \varepsilon^{\mp}\nu_m\varepsilon^{\mp}. \tag{1}$$

Такая структура электрона не противоречит уравнениям Дирака. Более того, она объясняет наглядно гиромагнитную аномалию электрона [1] и его квантовые характеристики (хотя, конечно, не раскрывает многих его загадок). Дополнительно симметричная модель обладает по сравнению с однозарядной моделью тем преимуществом, что дает возможность рассматривать новые квантовые состояния электрона, которые не учитываются, но которые, как мы увидим, имеют решающее значение для расчета спектра масс элементарных частиц.

Рассмотрим, например, два встречных пучка электронов и позитронов. Здесь могут рождаться позитронии двух типов, обычные и ультрарелятивистские. В первом масса (покоя) электрона равна m_e, во втором она в $\alpha^- = 137{,}036$ раз больше, т. е. равна $m_e\alpha^{-1}$ (вследствие релятивистского прироста массы при орбитальном движении с околосветовой скоростью) **. Будем характеризовать эти квантовые состояния электрона адронным квантовым числом $a = 0$, 1 соответственно. Следовательно, мы имеем всего два квантовых состояния. В первом из них уни-квант ε^- с зарядом $e^-/2$ при $a = 0$ имеет массу $^1/_2 m_e$, но при $a = 1$ этот уни-квант переходит на уровень, где он имеет массу в α^{-1} раз большую, т. е. $^1/_2 m_e\alpha^{-1}$.

При распаде ультрарелятивистского позитрония уни-кванты электрона и позитрона с квантового уровня $a = 1$ переходят на уровень $a = 0$. Но согласно (1) в общем случае мы обязаны учитывать возможность «промежуточных» квантовых состояний, когда лишь один уни-квант электрона уже перешел с квантового уровня $a = 1$ на уровень $a = 0$, а второй

* Такие универсальные «кванты» электричества ε^- и ε^+ сокращенно можно называть «уни-квантами».

** См. [1-4].

еще не перешел. Масса такого электрона $e_1^- = \varepsilon_1^- \nu_m \varepsilon_0^-$, который мы будем называть р е о н о м, будет равна тогда

$$m_+ = {}^1/_2 m_e(\alpha^{-1} + 1). \tag{2}$$

Заметим попутно, что вместо того, чтобы говорить о массе уни-кванта, можно говорить, что он «находится на данном квантовом уровне», где имеет данную массу. В таком случае в нейтрино уни-кванты должны находиться, очевидно, на уровнях $+m_e/2$ и $-m_e/2$. Отсюда следует, что если один из уни-квантов в промежуточном состоянии электрона находится на уровне $-m_e/2$, а другой — на уровне ${}^1/_2 m_e \alpha^{-1}$, то электрон будет иметь (вместо m_+) массу

$$m_- = {}^1/_2 m_e(\alpha^{-1} - 1). \tag{2'}$$

Электроны и позитроны $e^\mp = \varepsilon_1^\mp \nu_m \varepsilon_0^\mp$ в промежуточных состояниях мы будем называть реонами. Так как их уни-кванты вращаются вокруг магнитных диполей ν_m, электроны и позитроны представляют квантовые ротаторы с энергией E_{rot}, пропорциональной $j(j+1)$, где j — внутреннее квантовое число, $j = 0, 1, 2, 3$. Вводя условие, что (E_{rot}) при $j = 1$ должно дать массу обычного электрона, получаем для его массы

$$m_{rot} = {}^1/_2 m_e j(j+1). \tag{3}$$

Согласно (2) и (2′) массы $m_\mp$ возникают за счет орбитального движения центра реона, например по часовой стрелке. В то же время реон вращается вокруг собственной оси (или в ту же самую или в противоположную сторону). Суммарную энергию реона можно на основании (2), (2′) и (3) тогда записать в виде

$$m_i = {}^1/_2 m_e[a(\alpha^{-1} \pm 1) + (-1)^{1+j} j(j+1)], \quad j = 0, 1, 2, 3, \tag{4}$$

где $(-1)^{1+j}$ — фактор, который введен для установления корреляции между орбитальным и собственным вращением реона. При этом учитываются два типа орбит: внутренние, на которых в момент рождения адрона находятся пары реонов e_1^- и e_1^+, связанные электрическими силами и внешние, на которых находятся одиночные реоны $e_1^\mp$, связанные магнитными (лоренцевыми) силами с внутренней парой $C_1 = (\overrightarrow{e^-}\overleftarrow{e^+})$, в которой e^- и e^+ имеют параллельные магнитные спиновые моменты (моменты вращения антипараллельны). Приписывая реонам на внутренней орбите квантовое число сеньорити $\tau = 0$, а внешним (одиночным) $\tau = 1$, получаем трехфермионную частицу

$$\mu^\pm = e^\pm_{\tau=1}(\overrightarrow{e_1^-}\overleftarrow{e_1^+})_{\tau=0}, \tag{5}$$

которая, как мы увидим, по всем своим характеристикам совпадает с мюоном (см. также ([2])). В частности, за счет обмена уни-квантами ε^- и ε^+ (входящими в e^- и e^+) пары $C_1 = (e^-e^+)_{\tau=0}$ превращаются в две нейтральные частицы $\nu_1 + \bar\nu_1$, которые являются высокоэнергетическими (мюонными) нейтрино.

Аналогично (5) из мюонов могут строиться трехмюонные системы

$$q^\pm = \mu^\pm(\mu^-\mu^+), \tag{6}$$

которые, как мы увидим, играют роль, аналогичную кваркам Гелл — Мана — Цвейга в том смысле, что из них за счет электрических и магнитных сил взаимодействия могут возникать еще более тяжелые трехкварковые системы

$$P = q^\pm(q^+q^-), \tag{7}$$

которые по всем своим свойствам являются протонами. Пары $C_2 = (\overrightarrow{e^-}\overleftarrow{e^+})$ с параллельными магнитными моментами, которые всегда находятся во встречных пучках электронов и позитронов, могут играть принципиально иного типа с в я з у ю щ у ю р о л ь м е ж д у а д р о н а м и, поляризуя в них своим магнитным полем те реоны с $\tau = 1$, которые находятся на внешних орбитах. В результате возникает «странная» связь двух или трех фермионов и соответственно дефект массы δ_s, пропорциональной числу реонов $e^\pm$ на внешних орбитах $(Z_2)_{\tau=1}$. На основании (5) — (7) легко убедиться, что число их равно $Z_2' = 3^{N-1}$, где $N = 1, 2, 3$ для $\mu^{\pm}$, $q^{\pm}$ и P соответственно. (Все эти Z_2' реонов наблюдаются в продуктах распада в виде электронов и позитронов.) Под действием магнитной связи униквант с уровня $+m_e/2$ может переходить на $-m_e/2$. Таким образом,

$$\delta_S = m_e Z_2' = m_e 3^{N-1}, \quad N = 1, 2, 3. \tag{8}$$

При сопоставлении с опытом выясняется, что такой магнитный дефект масс действительно имеют только странные частицы с $|S| = 1$.

Очевидно, магнитные пары, обусловливающие странность, не должны быть идентичны со штернглассовскими парами $(\overrightarrow{e^-}\overleftarrow{e^+})_{\tau=0} = C_1$, входящими в (5). Поэтому особое внимание необходимо обратить на $(\overrightarrow{e^-}\overleftarrow{e^+})_{\tau=1}$-пары, в которых e^- и e^+ также имеют параллельные спиновые моменты. Если такая C_2-пара действительно является физическим носителем странности, то будучи подсоединенной (магнитными силами поляризации) к фермиону, например, к наиболее легкому адрону μ^-, она должна превращать его в странный кварк Гелл — Мана — Цвейга. Тогда (приняв в качестве странного кварка $q_s = C_2\mu^-$), следует ожидать, что соединение двух кварков, нестранного q^+ и странного q_s^-, должно дать

$$K^0 = q^+ q_s^- = q^+ (C_2 \mu_-). \tag{9}$$

Далее, учитывая известную формулу для нейтрона $n = p(e - \nu)$, где $W = e\nu$ — бозон Юкавы, мы видим, что n строится из трех фермионов. Поэтому разумно ожидать, что если отрицательный нестранный фермион заменить странным фермионом $q_s^- = C_2\mu^-$, то вместо n мы должны получить первый странный барион, именно Λ^0, т. е.

$$\Lambda^0 = P q_s \nu. \tag{10}$$

Учитывая данные выше формулы ($Z_1 = 2 \cdot 3^{N-1}$ и $Z_2' = 3^{N-1}$) для числа реонов в нестранных частицах и принимая во внимание (9) и (10), получаем более общие формулы для расчета заселенности квантовых уровней:

$$Z_2 = (Z)_{\tau=1} = 2(3^{N-1} + |S|), \quad Z_2' = {}^1/_2 Z_1, \quad |S| = 0;\ 1. \tag{11}$$

Зная* Z_1 и Z_2 и определяя при $a = 1$ по формуле (4) $m_1 = (m_i)_{j=2}$ и $m_2 = (m_i)_{j=3}$, получим массу адрона

$$M = Z_1 m_1 + Z_2 m_2 - \delta_S. \tag{12}$$

Простая классификация квантовых чисел (e^-e^+)-пар, позволяет предсказать, что кроме C_1- и C_2-пар имеется еще один тип C-пар, именно, $C_0 = (\overrightarrow{e^-}\overleftarrow{e^+})_{\tau=1}$. Если такую пару подсоединить к Λ^0-гиперону так, чтобы спиновые их моменты были антипараллельны, то получится частица с массой, отличающейся от массы Λ^0-гиперона на величину $m(C_0) = 2(m)_{\tau=1} = 2 \cdot 38{,}334$ *Мэв*, как это вытекает из (4) при $a = 1$, $\tau = 1$ (при этом, как легко показать, j связано с a и τ линейным соотношением $j = 2a + \tau$ (1)).

В отношении зарядов кварков заметим, что если отрицательный реон e_1^- мигрирует, находясь, в среднем, одинаковое время в каждом из кварков $q^{\pm}$, входящих в $p = q^+q^-q^+$, то, как легко видеть, получаются заряды кварков q^+ и q^-, равные $+{}^2/_3$ и $-{}^1/_3$ соответственно (в среднем).

Необходимо также иметь в виду, что миграция реонов в предраспадный период может приводить к рекомбинации внутренних структурных компонентов. В результате из 12 реонов, входящих в $\mu^-\mu^+\mu^-\mu^+$, могут быть построены $3\pi^0$, где π^0 состоит из четырех ν_1. При таких рекомбинациях вследствие квантовых переходов $\tau = 0 \rightleftarrows \tau = 1$, могут иметь место превращения $e^-e^+ \rightleftarrows \nu_1\nu_1$, а также процессы «аннигиляции», например, $e^-e^+ \to Q$, где Q — энергия распада.

Теперь остается решить вопрос о физическом смысле двух знаков ($\pm$) в (4). Совершенно очевидно, что если уровень $-m_e/2$ в реоне занят, то переход с уровня ${}^1/_2 m_e a^{-1}$ на уровень $-m_e/2$ запрещен, а следовательно, адрон, построенный из таких реонов, может существовать неопределенно долго. Но такими свойствами обладает единственный из адронов, именно

---

* $Z_2 = Z_2' + Z_C$, где Z_C — число реонов, входящих в C-пары.

Таблица 1

Структуры, массы, каналы и энергии распада элементарных частиц

Частица	Структура	Теория [формула (11)]		Z_C *	Масса, Мэв/с²		Характерные каналы распада		Энергия распада	
		$Z_1 = (Z)_{\tau=0}$	$Z_2' = (Z)_{\tau=1}$		теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.
$\mu^{\pm}$	$e^{\pm}C_1 = e_1^{\pm}\ \overleftarrow{(\nu_1\nu_1)}$	2	1	—	105,80	105,66	$e^{\pm}\nu\nu$	$e^{\pm}\nu\nu$	105,29	105,15
π^0	$\overrightarrow{(\nu_1\nu_1)}\ \overleftarrow{(\nu_1\nu_1)}$	4	0	—	134,94	134,97	2γ	2γ	134,9	135
$\pi^{\pm}$	$\overrightarrow{(e_1^{\pm}\nu_1)}\ \overleftarrow{(\nu_1\nu_1)}$	3	1	—	139,53	139,58	$\mu^{\pm}\nu$	$\mu^{\pm}\nu$	33,7	33,9
$K^{\pm}$	$\pi^{\pm}\pi^-\pi^+C_2$	9	3	2	493,76	493,78	$\pi^{\pm}\pi^-\pi^+$	$\pi^+\pi^-\pi^+$	75,1	75
K_S^0	$\vec{\mu}^+\vec{\mu}^-\overleftarrow{\mu}^+\overleftarrow{\mu}^-C_2$	8	4	2	497,85	497,87	$\pi^-\pi^+$	$\pi^-\pi^+$	218,8	218,5
K_L^0	$\vec{\mu}^+\overleftarrow{\mu}^-\vec{\mu}^+C_2\overleftarrow{\mu}^-$	8	4	2	497,85	497,87	$\pi^0\pi^0\pi^0$	$\pi^0\pi^0\pi^0$	93,0	92,8
P	$q_1^+q_1^-q_1^+ = (\mu_-^-\mu_-^+)_4\mu^+$	18	9	0	938,40	938,26	—	—	—	—
Λ	$p\,(C_2\mu^-)\nu = p\bar{q}_S\nu$	20	10	2	1115,8	1115,4	$p\pi^-$	$p\pi^-$	37,8	37,6
Σ^0	$\vec{\Lambda}\,\overleftarrow{C_0}$	20	10	4	1192,5	1192,6	$\Lambda\gamma$	$\Lambda\gamma$	76,7	77
C_0	$(\vec{e}^-\vec{e}^+)_{\tau=1}$	—	—	2	$2m_2 = 76,67$	—	—	—	—	—
C_1	$(\vec{e}^-\vec{e}^+)_{\tau=0} = \overrightarrow{\nu_1\nu_1}$	2	—	—	$2m_1 = 67,47$	—	—	—	—	—
C_2	$(\vec{e}^-\overleftarrow{e}^+)_{\tau=1}$	—	—	2	$76,67 - m_e Z_2'$	—	—	—	—	—

* Z_C — число реонов, входящих в С-пары с $\tau = 1$; $Z_2 = Z_2' + Z_C$; $\pi^{\pm}$ получается из μ' в результате возбуждения $Z_1 \to Z_1 + 1$.

протон. Следовательно, для него необходимо брать подуровень $-m_e/2$. Для остальных адронов мы обязаны брать (из двух подуровней дублета $\pm m_e/2$) верхний, т. е. $+m_e/2$.

Результаты расчетов масс элементарных частиц, энергий распада, характерных каналов рспада, а также теоретически найденные квантовые числа спина, изоспина, странности (определяемой числом C_2-пар) и барионного числа, определяемого по числу входящих протонов $B = 0$; 1, для всех рассмотренных 9 частиц (и 9 античастиц) согласуются с экспериментальными данными (см. табл. 1).

Отдел физики неразрушающего контроля
Академии наук БССР
Минск

Поступило
12 III 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Н. С. Акулов, Изв. АН БССР, сер. физ.-энерг. наук, № 4 (1970). [2] E. I. Stennglass, Nuovo Cim., 35, 227 (1965). [3] P. F. Browne, Nature, 211, 810 (1966). [4] Н. С. Акулов, Докл. АН БССР, 12, № 3 (1968).