

## ПОЛНЫЙ ОПЫТ В $\beta$ -РАСПАДЕ (Обзор современных экспериментальных данных)

Ю. В. Гапонов

Существующая теория слабого взаимодействия описывает процессы  $\beta$ -распада нейтрона,  $\mu$  —  $e$ -распада, захвата  $\mu$ -мезона протоном и другие, используя принцип релятивистской инвариантности и ряд дополнительных гипотез, обобщающих экспериментальные данные.

Наиболее общей возможной релятивистски-инвариантной формой гамильтониана слабого взаимодействия, учитывающей нарушение пространственной четности, является <sup>1</sup>

$$H_{\text{сл}} = (G/\sqrt{2}) \sum_{i=1}^5 (\bar{\Psi}_4 O_i \Psi_3) (\bar{\Psi}_2 O_i (C_i + C'_i \gamma_5) \Psi_1) + \text{с. с.}, \quad (1)$$

где  $G$  — абсолютная константа слабого взаимодействия процесса,  $O_i = 1$ ;  $\gamma_\mu$ ;  $\sigma_{\mu\nu}$ ;  $i\gamma_\mu\gamma_5$ ;  $\gamma_5$  для  $i = 1 \div 5$  соответственно.

Индексы  $1 \div 4$  волновых функций имеют смысл:

$$\begin{array}{llllll} 1 = \nu_e & 2 = e & 3 = n & 4 = p & & \beta = \text{распад} \\ 1 = \nu_e & 2 = e & 3 = \mu^- & 4 = \nu_\mu & \mu - e = \text{распад} & \\ 1 = \mu^- & 2 = \nu_\mu & 3 = p & 4 = n & & \mu = \text{захват} \end{array}$$

Гамильтониан (1) содержит пять вариантов взаимодействия: скалярный ( $S$ ), векторный ( $V$ ), тензорный ( $T$ ), псевдовекторный ( $A$ ) и псевдоскалярный ( $PS$ ).

Экспериментальное исследование  $\beta$ -распада нейтрона и  $\beta$ -переходов ядер показывает, что в гамильтониан  $\beta$ -распада эти варианты входят с разным весом, так что реально осуществляется только комбинация  $V$ - и  $A$ -варианта. Для интерпретации такой ситуации в теории слабого взаимодействия вводится ряд гипотез, устанавливающих величину константы  $G$  и соотношения между  $C_i$  и  $C'_i$ , наблюдаемые в эксперименте. В свою очередь экспериментальное исследование  $\beta$ -распада может строиться так, чтобы получить полную информацию о всех десяти возможных комплексных величинах  $C$ . Такой набор опытов называют полным опытом.

### 1. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Идеальным осуществлением полного опыта по  $\beta$ -распаду является всестороннее исследование распада нейтрона — его времени жизни, спектра и всей совокупности корреляций продуктов распада с учетом их поляризации. Как мы увидим, в настоящее время такая программа осуществлена лишь частично и точность этих экспериментов, как правило, ниже точности аналогичных экспериментов по  $\beta$ -распаду ядер.

Поскольку существующая теория  $\beta$ -переходов ядер рассматривает процесс  $\beta$ -распада как распад одного из его нуклонов и не делает

различия с точки зрения слабого взаимодействия между  $\beta$ -распадами связанного и свободного нуклона, то принципиально можно извлечь информацию о гамильтониане слабого взаимодействия из экспериментов на сложных ядрах.

Одним из возможных реальных путей осуществления полного опыта на сложных ядрах является исследование спектров, угловых и поляризационных корреляций продуктов  $\beta$ -распада в разрешенных  $\beta$ -переходах. При этом предпочтение должно быть отдано таким  $\beta$ -переходам и таким типам опытов, где количество экспериментальных параметров, зависящих от структуры ядра — ядерных матричных элементов, минимально, а точность их независимого определения составляет несколько процентов.

К таким  $\beta$ -переходам относятся:

- а)  $\beta$ -переходы  $0^+ \rightarrow 0^+$  — чисто фермиевского типа,
- б)  $\beta$ -переходы  $|\Delta j| = 1$  — чисто гамов-теллеровского типа,
- в) зеркальные  $\beta$ -переходы или  $\beta$ -переходы между аналоговыми состояниями.

$\beta$ -переходы чисто фермиевского и чисто гамов-теллеровского типов зависят от одного матричного элемента, который может быть определен из времени жизни ядра или, эквивалентно, из экспериментальных данных по  $ft$ . Что касается коэффициентов всевозможных угловых и поляризационных корреляций, то в них этот матричный элемент вообще не входит, так что они определяются только константами гамильтониана слабого взаимодействия.

$\beta$ -переходы между аналоговыми состояниями определяются двумя матричными элементами (исключая  $0^+ \rightarrow 0^+$ ). Один из них — фермиевского типа — однозначно определяется изотопспином этих состояний, а кулоновские поправки к нему, связанные с нарушением закона сохранения изотопспина, составляют величину меньше нескольких процентов<sup>2-4</sup> и хорошо оцениваются теоретически. Таким образом, экспериментальных данных по  $ft$  оказывается и здесь достаточно для того, чтобы определить оба матричных элемента, так что эти переходы могут быть также использованы для определения констант гамильтониана  $\beta$ -взаимодействия. Необходимо отметить, однако, что несмотря на то, что принципиально мы можем определить матричные элементы любого такого перехода, реально для определения констант  $\beta$ -взаимодействия могут быть использованы только немногие из них, поскольку точность экспериментального определения  $ft$  в большинстве таких переходов недостаточная (см. табл. I<sup>4, 5</sup>).

Использование для осуществления полного опыта других типов разрешенных  $\beta$ -переходов, а также  $\beta$ -переходов запрещенного типа в настоящее время представляется весьма проблематичным, поскольку в них необходимо знание структуры ядра и использование модельных представлений. Точность же такого рода теоретических концепций в настоящее время никак не лучше 10%. Исключение могут составить, по-видимому, лишь переходы  $0^+ \rightarrow 0^-$  и переходы уникального типа (в первые из которых входит по два, а во вторые — по одному матричному элементу), где эти матричные элементы могут быть найдены из опыта. Экспериментальные данные по  $0^+ \rightarrow 0^-$ -переходам используются в настоящее время для нахождения величин  $C_{PS}$ . Что касается  $\beta$ -переходов уникального типа, то экспериментальные данные по ним пока еще очень скупы.

Помимо экспериментального удобства, необходимо отметить также еще одно удобство разрешенных  $\beta$ -переходов для выполнения полного опыта. Оно связано с тем, что в разрешенные  $\beta$ -переходы могут давать вклад только 4 типа  $\beta$ -взаимодействия ( $S, V, T, A$ ), так что в полном опыте должно определяться 8 из 10 комплексных констант  $C$ , т. е. только 16 дей-

Таблица I

Экспериментальные отношения гамов-теллеровских  
и фермиевских матричных элементов

$\beta$ -переход	$E_\beta$	$t_{\text{эксп}}$	$ M_F ^2$	$ G_{GT}M_{GT}/G_F M_F ^2$	Литература
$n_0^1 (\beta^-) p_1^1$	$0,7829 \pm 0,0004$	$1190 \pm 33$	1	4,20	13
$H_1^3 (\beta^-) He_2^3$	$0,0186 \pm 0,0001$	$1132 \pm 40$	1	$4,52 \pm 0,020$	30
$Be_4^1 (K) Li_3^1$		$2340 \pm 100$	1	$1,67 \pm 0,10$	4
$C_6^{11} (\beta^+) B_5^1$	$0,960 \pm 0,003$	$3890 \pm 50$	1	$0,607 \pm 0,02$	4
$N_7^{13} (\beta^+) C_6^{13}$	$1,200 \pm 0,002$	$4670 \pm 50$	1	$0,357 \pm 0,02$	4
$O_8^{15} (\beta^+) N_7^{15}$	$1,739 \pm 0,002$	$4400 \pm 100$	1	$0,421 \pm 0,04$	4
$F_9^{17} (\beta^+) O_8^{17}$	$1,745 \pm 0,006$	$2280 \pm 100$	1	$1,74 \pm 0,12$	4
$Ne_{10}^{19} (\beta^+) F_9^{19}$	$2,24 \pm 0,01$	$1800 \pm 100$	1	$2,48 \pm 0,19$	4
$Na_{11}^{21} (\beta^+) Ne_{10}^{21}$	$2,51 \pm 0,02$	$3910 \pm 150$	1	$0,60 \pm 0,06$	5
$Mg_{12}^{23} (\beta^+) Na_{11}^{23}$	$3,09 \pm 0,01$	$5490 \pm 100$	1	$0,139 \pm 0,021$	5
$Al_{13}^{25} (\beta^+) Mg_{12}^{25}$	$3,38 \pm 0,03$	$4300 \pm 190$	1	$0,455 \pm 0,06$	5
$Si_{14}^{27} (\beta^+) Al_{13}^{27}$	$3,85 \pm 0,02$	$4410 \pm 230$	1	$0,42 \pm 0,04$	5
$P_{15}^{29} (\beta^+) Si_{14}^{29}$	$3,96 \pm 0,02$	$4800 \pm 200$	1	$0,30 \pm 0,05$	4
$S_{16}^{31} (\beta^+) P_{15}^{31}$	$4,39 \pm 0,03$	$5160 \pm 100$	1	$0,212 \pm 0,022$	5
$Cl_{17}^{33} (\beta^+) S_{16}^{33}$	$4,51 \pm 0,05$	$5300 \pm 500$	1	$0,18 \pm 0,10$	4
$Ar_{18}^{35} (\beta^+) Cl_{17}^{35}$	$4,93 \pm 0,05$	$5600 \pm 400$	1	$0,12 \pm 0,08$	4
$K_{19}^{37} (\beta^+) Ar_{18}^{37}$	$5,15 \pm 0,07$	$4600 \pm 500$	1	$0,36 \pm 0,14$	4
$Ca_{20}^{39} (\beta^+) K_{19}^{39}$	$5,490 \pm 0,025$	$4330 \pm 100$	1	$0,44 \pm 0,03$	5
$Sc_{21}^{41} (\beta^+) Ca_{20}^{41}$	$4,94 \pm 0,10$	$2200 \pm 250$	1	$1,84 \pm 0,30$	4

ствительных параметров. Псевдоскалярный вариант взаимодействия вклада в разрешенные переходы не дает. Вместе с тем необходимо отметить, что существует естественный нижний предел точности для определения констант  $C$  из разрешенных  $\beta$ -переходов, связанный с возможным влиянием матричных элементов 2-го запрета. Этот предел по большинству оценок всегда менее 1% <sup>6</sup>.

Наиболее простым вариантом полного опыта является такой, который возникает, если мы считаем все 8 констант действительными. Как будет показано дальше, предположение о действительности констант взаимодействия есть прямое следствие гипотезы Л. Д. Ландау о сохранении  $CP$ -четности в слабом взаимодействии. Недавно в опытах с  $K$ -мезонами было обнаружено нарушение  $CP$ -четности. Этот факт заново ставит вопрос об исследовании сохранения  $CP$ -четности в  $\beta$ -распаде нуклонов и в связи с этим вопрос о постановке экспериментов полного опыта без дополнительных предположений о действительности констант  $C_i$  и  $\bar{C}_i$ .

Постановка экспериментов для осуществления полного опыта, дающего информацию о восьми комплексных константах  $C$ , представляет сложную задачу. Для ее решения необходимо осуществление такого набора экспериментов по исследованию спектров и корреляций продуктов  $\beta$ -распада, который дал бы 15 независимых комбинаций констант  $C_i$  и  $\bar{C}_i$ . В табл. II представлены все эксперименты по  $\beta$ -распаду, содержащие не более трех измеряемых величин, и комбинации констант <sup>7</sup>, информация о которых может быть получена из этих экспериментов. Как будет показано дальше, экспериментов, осуществленных в настоящее время, недостаточно для полного набора. Они дают в лучшем случае 13 соотношений для констант взаимодействия из 15 необходимых, так что для осуществления полного опыта необходима постановка еще как минимум двух экспериментов нового типа.

Рассмотрим теперь основные эксперименты, осуществленные в  $\beta$ -распаде, и ту информацию о константах  $C_i$  и  $\bar{C}_i$ , которой мы располагаем в настоящее время.

Таблица II

Основные корреляционные опыты в разрешенных  $\beta$ -переходах

Опыт	Измеряемая корреляция	Комбинация констант
Спектр	1  $m/E$	$ C_S ^2 +  C'_S ^2 +  C_V ^2 +  C'_V ^2$ $ C_T ^2 +  C'_T ^2 +  C_A ^2 +  C'_A ^2$ $\text{Re}(C_S C_V^* + C'_S C_V'^*)$ $\text{Re}(C_T C_A^* + C'_T C_A'^*)$
$ev$  $je$	$(\mathbf{p}_e \mathbf{p}_v)$  $(\mathbf{J} \mathbf{p}_e)$	$- C_S ^2 +  C_V ^2 -  C'_S ^2 +  C'_V ^2$ $- C_A ^2 +  C_T ^2 -  C'_A ^2 +  C'_T ^2$ $\text{Re}(C_S C_T^* + C'_S C_T'^* - C_V C_A^* - C'_V C_A'^*)$ $\text{Re}(C_T C_T^* - C_A C_A^*)$
$lv$	$(\mathbf{J} \mathbf{p}_v)$	$\text{Re}(C_S C_T^* + C'_S C_T'^* + C_V C_A^* + C'_V C_A'^*)$ $\text{Re}(C_T C_T^* + C_A C_A^*)$
$j\bar{e}v$ $\sigma e$	$\mathbf{J} [\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_v]$ $(\boldsymbol{\sigma}_e \mathbf{p}_e)$	$\text{Im}(C_S C_T^* - C_V C_A^* + C'_S C_T'^* - C'_V C_A'^*)$ $\text{Re}(C_S C_S^* - C_V C_V^*)$ $\text{Re}(C_T C_T^* - C_A C_A^*)$
$\sigma v$  $\sigma e v$	$(\boldsymbol{\sigma}_e \mathbf{p}_v)$  $\boldsymbol{\sigma}_e [\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_v]$	$\text{Re}(C_S C_V^* + C'_S C_V'^*)$ $\text{Re}(C_T C_A^* + C'_T C_A'^*)$ $\text{Im}(C_S C_V^* + C'_S C_V'^*)$ $\text{Im}(C_T C_A^* + C'_T C_A'^*)$
$j\sigma$  $\sigma j e$	$(\boldsymbol{\sigma}_e \mathbf{J})$  $\boldsymbol{\sigma}_e [\mathbf{J} \times \mathbf{p}_e]$	$\text{Re}(C_S C_A^* + C_V C_T^* + C'_S C_A'^* + C'_V C_T'^*)$ $\text{Re}(C_T C_A^* + C'_T C_A'^*)$ $\text{Im}(C_S C_A^* + C'_S C_A'^* - C_V C_T^* - C'_V C_T'^*)$ $\text{Im}(C_T C_A^* + C'_T C_A'^*)$
$\sigma j v$ $j_1 \epsilon j_2$	$\boldsymbol{\sigma}_e [\mathbf{J} \times \mathbf{p}_v]$ $\mathbf{J} [\mathbf{p}_e \times \mathbf{J}_2]$	$\text{Im}(C_S C_T^* + C'_S C_T'^* + C_V C_A^* + C'_V C_A'^*)$ $\text{Im}(C_A C_V^* + C'_A C_V'^* - C_T C_S^* - C'_T C_S'^*)$

а) Измерения констант  $G_F$  и  $G_{GT}/G_F$ .

Для измерения абсолютной величины константы  $G$ , в качестве которой выбирают константу, задающую величину фермиевского  $\beta$ -перехода —  $G_F$ , обычно применяются  $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходы между аналогowymi состояниями в таких ядрах, как  $O^{14}$ ,  $Al^{26}$ ,  $Cl^{34}$  и т. п., где матричный элемент фермиевского перехода хорошо известен. При этом из эксперимента находится величина

$$|G_F^{(\beta)}|^2 = 1/2 \{ |C_S|^2 + |C_S'|^2 + |C_V|^2 + |C_V'|^2 \pm m_e \gamma \langle E_e^{-1} \rangle 2 \operatorname{Re} [C_S C_V^* + C_S' C_V'^*] \}, \quad (2)$$

где  $\gamma = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}$ , связанная с  $ft$  соотношением

$$2 |G_F^{(\beta)}|^2 (ft)_{0^+ \rightarrow 0^+} = 2\pi^3 \hbar^7 \ln 2 / m_e^2 c^4 \quad (3)$$

( $m_e$  — масса электрона).

Таблица III

Экспериментальные данные по  $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходам

$\beta$ -переход	$E_0$	$T$ , сек	$ft$	Литература
$O^{14} (\beta^+) N^{14}$	$1812,6 \pm 1,4$	$71,00 \pm 0,13$	$3127 \pm 13$	8
			$3127 \pm 10$	9
			$3130 \pm 10$	10
$Al^{26} (\beta^+) Mg^{26}$	$3208,0 \pm 2,3$	$6,374 \pm 0,016$	$3084 \pm 17$	8
			$3086 \pm 8$	9
			$3088 \pm 12$	10
$Cl^{34} (\beta^+) S^{34}$	$4460,0 \pm 4,5$	$1,565 \pm 0,007$	$3137 \pm 28$	8
			$3138 \pm 19$	9
			$3140 \pm 20$	10
$Sc^{42} (\beta^+) Ca^{42}$	$5409,0 \pm 2,3$	$0,6830 \pm 0,0015$	$3112 \pm 12$	8
			$3122 \pm 9$	9
			$3117 \pm 12$	8
$V^{46} (\beta^+) Ti^{46}$	$6032,1 \pm 2,5$	$0,4259 \pm 0,0008$	$3131 \pm 8$	9
			$3139 \pm 25$	10
			$3106 \pm 12$	8
$Mn^{50} (\beta^+) Cr^{50}$	$6609,0 \pm 2,6$	$0,2857 \pm 0,0006$	$3125 \pm 9$	9
			$3108 \pm 25$	8
			$3132 \pm 17$	9
$Co^{54} (\beta^+) Fe^{54}$	$7228,8 \pm 4,8$	$0,1937 \pm 0,0010$	$3128 \pm 18$	10

В табл. III собраны экспериментальные данные по  $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходам в ядрах этого типа и результаты их теоретической обработки с учетом влияния кулоновского поля ядра. Как видно из таблицы, результаты разных авторов хорошо согласуются и дают для величины  $ft$  (сек) средние значения

$$\overline{ft} = \begin{cases} 3113 \pm 7 & 8, \\ 3123 \pm 7 & 9, \\ 3128 \pm 7 & 10, \end{cases}$$

которые для величины  $G_F^{(\beta)}$  ( $\text{эрг} \cdot \text{см}^3$ ) дают соответственно

$$G_F^{(\beta)} = \begin{cases} (1,4057 \pm 0,0016) \cdot 10^{-49} & 8, \\ (1,4034 \pm 0,0016) \cdot 10^{-49} & 9, \\ (1,4016 \pm 0,0022) \cdot 10^{-49} & 10, \end{cases} \quad (4)$$

с общей ошибкой в вычислении радиационных поправок

$$\Delta G_F^{(\beta)} = (\pm 0,0070) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3.$$

Сравнение ее с аналогичной величиной, находимой из данных по  $\mu$ - $e$ -распаду,

$$G_F^{(\mu)} = (1,4350 \pm 0,0011) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \quad 11 \quad (5)$$

показывает, что они отличаются на величину  $\sim 2\%$ , точнее,

$$\frac{G_F^{(\mu)} - G_F^{(\beta)}}{G_F^{(\mu)}} \cdot 10^2 = \begin{cases} 2,04 \pm 0,12 \pm 0,5^8, \\ 2,20 \pm 0,12 \pm 0,5^9, \\ 2,30 \pm 0,12 \pm 0,5^{10}. \end{cases} \quad (6)$$

Отношение констант, определяющих гамов-теллеровские и фермиевские  $\beta$ -переходы  $G_{GT}/G_F$ , наиболее точно находится из опытов по измерению времени жизни нейтрона, проведенных П. Е. Спиваком с сотрудниками<sup>12</sup>. Из их эксперимента и данных по  $O^{14}$  следует, что<sup>13</sup>

$$\left| \frac{G_{GT}}{G_F} \right|^2 = \frac{|C_A|^2 + |C'_A|^2 + |C_T|^2 + |C'_T|^2}{|C_V|^2 + |C'_V|^2 + |C_S|^2 + |C'_S|^2} = 1,40 \pm 0,06, \quad (7)$$

$$|G_{GT}/G_F| = 1,18 \pm 0,025$$

с учетом кулоновских поправок.

Недавно опыты по измерению времени жизни нейтрона были повторены датской группой экспериментаторов<sup>14</sup>. Их результат

$$\left| \frac{G_{GT}}{G_F} \right| = 1,23 \pm 0,01 \quad (8)$$

несколько больше результатов группы Спивака

б) Исследование формы спектров разрешенных  $\beta$ -переходов.

Поиски отклонений формы спектров разрешенных  $\beta$ -переходов от чисто статистической, определяемой графиком Кюри

$$W(E_e) dE_e = (F(Z, E_e)/4\pi^3) P_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e, \quad (9)$$

проводились неоднократно, в особенности в ядрах  $R^{32}$  и  $In^{114}$ . Спектры этих ядер исследовались в поисках как членов типа  $b \cdot m_e/E_e$  — так называемых фирцевских членов, так и членов типа  $a \cdot E_e/m_e$ , связанных с поправками к  $\beta$ -распаду, возникающими от учета гипотезы сохранения векторного тока. Используемые переходы — чисто гамов-теллеровского типа ( $1^+ \beta^- 0^+$ ), и фирцевские члены в них имеют вид

$$b_{GT} \cdot \frac{m_e}{E_e} = \frac{m_e}{E_e} \gamma \frac{2 \operatorname{Re}(C_T C_A^* + C'_T C_A'^*)}{|C_A|^2 + |C'_A|^2 + |C_T|^2 + |C'_T|^2}. \quad (10)$$

Отклонения такого типа наблюдались в ряде первых работ, однако последние, более точные измерения не подтверждают этих результатов и показывают, что спектр  $R^{32}$  и  $In^{114}$  является статистическим. При этом для  $R^{32}$  экспериментальные данные показывают, что<sup>15-17</sup>

$$b_{GT} \leq 0,02,$$

тогда как для  $In^{114}$  получено значение<sup>18</sup>

$$b_{GT} = (0,5 \pm 2,2) \cdot 10^{-2}.$$

Подобные же оценки для фирцевского члена получены из экспериментальных данных по величине отношения  $\beta^+$ -распада к  $K$ -захвату в  $Na^{22}$

(переход  $1^+ \rightarrow 0^+$ ); однако они несколько противоречивы. Так, в работе <sup>19</sup> для величины  $b_{GT}$  получено значение

$$b_{GT} = -0,004 \pm 0,012,$$

тогда как в работе <sup>20</sup> наблюдался фирцевский член

$$b_{GT} = -0,025 \pm 0,006.$$

Аналогичным образом, в работе <sup>21</sup> по  $K$ -захвату на ряде ядер ( $V^{48}$ ,  $Co^{58}$ ,  $La^{134}$ ,  $Pr^{140}$ ,  $Nd^{141}$ ,  $Sm^{143}$ ) получено значение

$$b_{GT} = -0,030 \pm 0,009.$$

В целом все эти данные позволяют, по-видимому, предполагать возможность его существования в спектре гамов-теллеровских  $\beta$ -переходов, так что

$$b_{GT} = -0,02 \pm 0,01. \quad (11)$$

Рассмотрим данные по фермиевским  $\beta$ -переходам. Здесь до последнего времени лучшими являлись, по-видимому, данные Герхарта <sup>22</sup>,

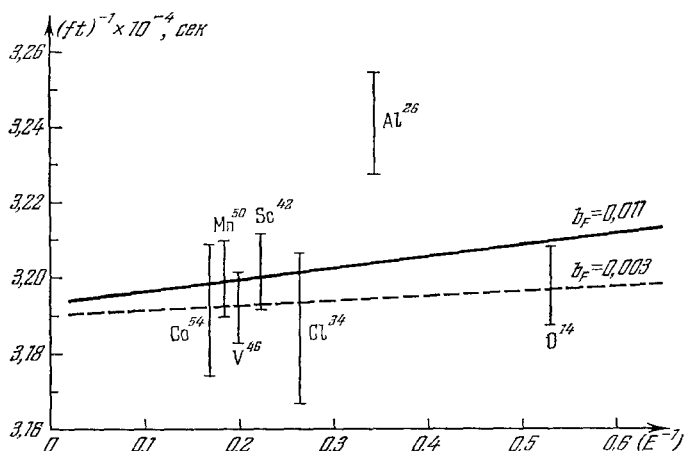


Рис. 1. Анализ  $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходов по методу Герхарта.

полученные из обработки экспериментов по  $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходам в  $O^{14}$ ,  $Al^{26}$  и  $Cl^{34}$ :

$$b_F = 0,00 \pm 0,12.$$

Недавно Ю. С. Лютостанским <sup>77</sup> по методу Герхарта был проведен анализ всех известных  $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходов. Результаты анализа представлены на рис. 1. Как видно из графика, все переходы, за исключением  $Al^{26}$ , с большой точностью ложатся на прямую  $y = \text{const}$ . Среднее значение

$$b_F = 0,011 \pm 0,019. \quad (12)$$

Наконец, в случае зеркальных  $\beta$ -переходов наиболее точные измерения проведены для перехода  $N^{13}(\beta^+)C^{13}$  <sup>23</sup>, где получено значение

$$b = \gamma \cdot \frac{|M_F|^2 2 \operatorname{Re}(C_S C_V^* + C_S' C_V'^*) + |M_{GT}|^2 2 \operatorname{Re}(C_T C_A + C_T' C_A')}{|M_F|^2 |G_F|^2 + |M_{GT}|^2 |G_T|^2} = 0,0014 \pm 0,0237.$$

Используя данные для гамов-теллеровского варианта и значения матричных элементов  $\beta$ -перехода из данных по  $ft$  (см. табл. I), получим следующую оценку фирцевских членов фермиевского варианта:

$$b_F = \frac{2 \operatorname{Re}(C_S C_V + C'_S C'_V)}{|C_S|^2 + |C'_S|^2 + |C_V|^2 + |C'_V|^2} = 0,008 \pm 0,04.$$

в) У г л о в а я  $e\nu$ -к о р р е л я ц и я.

Исследование  $e\nu$ -корреляции наряду с исследованием формы спектра и поляризации электронов явилось одним из основных опытов для определения вариантов взаимодействия и поэтому, несмотря на технические трудности, проведено сейчас для ряда ядер:  $\text{He}^6$ ,  $\text{Ne}^{19}$ ,  $\text{Ne}^{23}$ ,  $\text{Na}^{24}$ ,  $\text{Ar}^{35}$  — и для нейтрона. В экспериментах этого типа коэффициент асимметрии определяется выражением

$$a = \frac{(|C_V|^2 + |C'_V|^2 - |C_S|^2 - |C'_S|^2) |M_F|^2 + (|C_T|^2 + |C'_T|^2 - |C_A|^2 - |C'_A|^2) \frac{1}{3} |M_{GT}|^2}{|M_F|^2 |G_F|^2 + |M_{GT}|^2 |G_{GT}|^2}. \quad (13)$$

Результаты опытов представлены в табл. IV.

Т а б л и ц а IV

Экспериментальные данные по корреляции  $e\nu$

$\beta$ -переход	$a_{\text{эксп}}$	Литература
$n^1_0 (\beta^-) p^1_1$	$+0,05 \pm 0,12$	24
	$-0,06 \pm 0,13$	25
	$-0,091 \pm 0,039$	26
$\text{He}^6 (0^+) (\beta^-) \text{Li}^6 (1^+)$	$-0,3343 \pm 0,003$	27
	$-0,319 \pm 0,028$	28
$\text{Ne}^{19} (1/2^+) (\beta^+) \text{F}^{19} (1/2^+)$	$0,00 \pm 0,08$	29
$\text{Ne}^{23} (5/2^+) (\beta^-) \text{Na}^{23} (5/2^+)$	$\begin{cases} -0,37 \pm 0,04 \\ -0,41 \pm 0,31 \end{cases}$	29 30
$\text{Na}^{24} (4^+) (\beta^-) \text{Mg}^{24} (4^+)$	$-0,22 \pm 0,12$	31, 32
$\text{Ar}^{35} (3/2^+) (\beta^+) \text{Cl}^{35} (3/2^+)$	$+0,97 \pm 0,14$	29

Как видно из таблицы, для чисто гамов-теллеровских переходов измерения проведены только в  $\text{He}^6$ . Из них следует, что

$$(|C_T|^2 + |C'_T|^2) / (|C_A|^2 + |C'_A|^2) = 0,002 \pm 0,004. \quad (14)$$

Исследование фермиевских  $\beta$ -переходов с этой точки зрения затруднено, так как данных по  $e\nu$ -корреляции в  $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходах нет. Таким образом, информация о соотношении  $S$ - и  $V$ -вариантов может быть получена только из данных по  $e\nu$ -корреляции на нейтроне или в зеркальных ядрах  $\text{Ne}^{19}$  и  $\text{Ar}^{35}$ . При этом в последнем случае ошибки происходят как от ошибок опыта по  $e\nu$ -корреляции, так и от ошибки в определении  $ft$ .

Для нейтрона, используя данные В. К. Григорьева и др.<sup>26</sup> и оценки для гамов-теллеровских констант, получим

$$(|C_S|^2 + |C'_S|^2) / (|C_V|^2 + |C'_V|^2) = 0,06 \pm 0,21.$$

В случае  $\text{Ar}^{35}$ , используя экспериментальные данные Аллена и др.<sup>29</sup>, оценки матричного элемента гамов-теллеровского типа (табл. I) и оценки гамов-теллеровских констант, получим

$$(|C_S|^2 + |C'_S|^2) / (|C_V|^2 + |C'_V|^2) = -0,06 \pm 0,13.$$

Результаты для  $\text{Ne}^{19}$  значительно чувствительнее к ошибкам в определении величины асимметрии и дают более грубое значение

$$(|C_S|^2 + |C'_S|^2)/(|C_V|^2 + |C'_V|^2) = 0,79 \pm 0,54.$$

Таким образом, лучшими в настоящее время являются данные по  $\text{Ar}^{35}$  и нейтрону. Из них, в среднем, мы получим следующую оценку вклада  $S$ -варианта по отношению к  $V$ -варианту:

$$(|C_S|^2 + |C'_S|^2)/(|C_V|^2 + |C'_V|^2) = 0,00 \pm 17. \quad (15)$$

Как видно из этой оценки, точность наших знаний об абсолютной величине  $S$ -варианта значительно ниже средней точности по другим рассмотренным типам экспериментов. Поэтому представляют большой интерес новые эксперименты по  $e\nu$ -корреляции в  $0^+ \rightarrow 0^+$  или зеркальных  $\beta$ -переходах с целью уточнения этих данных.

г) Поляризация электронов и позитронов в  $\beta$ -распаде.

Опыты этого типа дают информацию о спиральности частиц, участвующих в  $\beta$ -взаимодействии, т. е. об относительном знаке констант  $C'_i$  и  $C_i$ . Поляризация электронов (позитронов) в разрешенном  $\beta$ -переходе определяется величиной

$$P_{e\mp} = \mp \frac{v_e}{c} \cdot \frac{2 \operatorname{Re}(C_V C'_V^* - C_S C'_S^*) |M_F|^2 + 2 \operatorname{Re}(C_A C'_A^* - C_T C'_T^*) |M_{GT}|^2}{|M_F|^2 |G_F|^2 + |M_{GT}|^2 |G_{GT}|^2} \quad (16)$$

и экспериментально оказывается близкой к  $v_e/c$ .

Наиболее точные данные по гамов-теллеровским  $\beta$ -переходам существуют для  $\text{P}^{32}$ ,  $\text{Co}^{60}$  и  $\text{In}^{114}$  (табл. V).

Таблица V

Экспериментальные данные по поляризации электронов в гамов-теллеровских  $\beta$ -переходах

Элемент	Переход	$E_e$ , кэв	$P_e/(-v/c)$	Литература
$\text{P}^{32}$	$1^+ (\beta^-) 0^+$	100	$0,990 \pm 0,025$	33
		200—500	$1,00 \pm 0,01$	34
		340	$1,02 \pm 0,03$	35
		616	$0,99 \pm 0,01$	36
		660—990	$1,00 \pm 0,02$	37
$\text{Co}^{60}$	$5^+ (\beta^-) 4^+$	100	$0,97 \pm 0,016$	38
		156	$0,95 \pm 0,002$	39
		209	$1,00 \pm 0,02$	39
		180	$0,99 \pm 0,02$	39
$\text{In}^{114}$	$1^+ (\beta^-) 0^+$	261	$0,97 \pm 0,04$	33
		310	$0,97 \pm 0,03$	40
		340	$0,93 \pm 0,03$	35
		540	$1,01 \pm 0,03$	40
		1250	$0,96 \pm 0,015$	41

Как видно из таблицы, в ядрах  $\text{P}^{32}$  и  $\text{Co}^{60}$  поляризация электронов равна  $-v_e/c$  с точностью 1—2%. Используя их, получим

$$2 \operatorname{Re}(C_A C'_A^* - C_T C'_T^*) / |G_{GT}|^2 = 0,995 \pm 0,02. \quad (17)$$

Экспериментальные данные по  $\text{In}^{114}$  менее точны и несколько противоречивы, однако они, по-видимому, указывают на возможное отклонение поляризации от значений  $-v/c \sim 2 - 3\%$ .

Дальнейшие поиски таких отклонений представляют большой интерес. Анализ возможных причин такого отклонения будет проведен в разделе 2.

В  $\beta$ -переходах фермиевского типа экспериментальные данные гораздо менее точны (табл. VI). Используя эксперименты по  $\text{O}^{14}$ , получим среднее

Таблица VI  
Экспериментальные данные по поляризации  
позитронов в  $0^+ \rightarrow 0^+$ -переходах

Элемент	Переход	$E_{\beta^+}$ , Мэв	$P_e/(v/c)$	Литература
$\text{O}^{14}$	$0^+ \rightarrow 0^+$	1,0	$0,97 \pm 0,19$	42
		1,2	$0,73 \pm 0,17$	43
$\text{Cl}^{34}$	$0^+ \rightarrow 0^+$	3,0	$0,64 \pm 0,39^*)$	44
		3,0	$1,23 \pm 0,40^{**})$	
$\text{Ga}^{66}$	$0^+ \rightarrow 0^+$ ( $\Delta T \neq 0$ )	2,6	$1,00 \pm 0,16$	44
		3,0	$0,95 \pm 0,12^*)$	
		3,0	$1,11 \pm 0,37^{**})$	

\*) Толстая мишень.

\*\*) Тонкая мишень.

значение величины

$$(2 \operatorname{Re} (C_V C_V^* - C_S C_S^*)) / (|C_S|^2 + |C_S'|^2 + |C_V|^2 + |C_V'|^2) = 0,85 \pm 0,18.$$

Здесь, как и в случае данных по  $e\nu$ -корреляции в смешанных  $\beta$ -переходах, точность опытов гораздо ниже средней, что указывает на серьезную необходимость дальнейшего их уточнения.

#### д) Опыты типа Ву.

Исследование корреляции между направлениями вылета электрона и поляризацией ядра в начальном (или конечном) состоянии — так называемый опыт Ву — может быть экспериментально осуществлено двумя путями: непосредственно или путем исследования  $\beta\gamma$ -корреляции электронов распада и циркулярно-поляризованных  $\gamma$ -квантов, испускаемых возбужденным ядром, возникающим после  $\beta$ -распада.

При этом коэффициент корреляции в обоих случаях зависит от величины

$$A = [\delta_{j_2 j_1} \sqrt{j_1(j_1+1)} 2 \operatorname{Re} (C_V C_A^* + C_V' C_A^* - C_S C_T^* - C_S' C_T^*) M_F M_{GT} \pm \pm 2 \operatorname{Re} (C_A C_A^* - C_T C_T^*) |M_{GT}|^2] / |G_F|^2 |M_F|^2 + |G_{GT}|^2 |M_{GT}|^2, \quad (18)$$

причем коэффициент корреляции в прямой модификации имеет вид

$$A_{\text{эксп}} = \mp \frac{v_e}{c} A \cdot [j_1(j_1+1) + 2 - j_2(j_2+1)] / 2(j_1+1), \quad (19)$$

а коэффициент  $\beta\gamma$ -корреляции с циркулярно-поляризованным ( $\mu = \pm 1$ )  $\gamma$ -квантом мультипольности  $L$ , испускаемым сразу после  $\beta$ -перехода, —

$$A_{\beta\gamma} = \mu \cdot \frac{v_e}{c} \frac{j_2(j_2+1) - j_3(j_3+1) + L(L+1)}{4L(L+1)j_2(j_2+1)} A [j_1(j_1+1) + 2 - j_2(j_2+1)]. \quad (20)$$

Как видно из формул, опыты по  $\beta$ -переходам гамов-теллеровского типа дают точно ту же информацию о константах, что и измерение поляризации электронов  $\beta$ -распада. В случае смешанных  $\beta$ -переходов коэф-

коэффициент корреляции  $A$  включает в себя новую комбинацию констант, содержащую интерференцию фермиевских и гамов-теллеровских членов:

$$\text{Re}(C_V C_A'^* + C_V' C_A^* - C_S C_T'^* - C_S' C_T^*).$$

Гамов-теллеровские  $\beta$ -переходы хорошо изучены методом  $\beta\gamma$ -(циркулярной) корреляции (см. табл. VII).

Таблица VII

Экспериментальные данные по  $\beta\gamma$ -корреляции в гамов-теллеровских  $\beta$ -переходах

Элемент	Переход	$A_{\beta\gamma=\text{корр}}$	$A$	Литература
Na <sup>22</sup>	$3^+(\beta^+) 2^+(\gamma) 0^+$	$0,377 \pm 0,046$	$1,131 \pm 0,144$	45
Al <sup>28</sup>	$3^+(\beta^-) 2^+(\gamma) 0^+$	$-0,315 \pm 0,024$	$0,945 \pm 0,072$	46
Mn <sup>56</sup>	$3^+(\beta^-) 2^+(\gamma) 0^+$	$-0,27 \pm 0,02$	$0,80 \pm 0,06$	47
Co <sup>60</sup>	$5^+(\beta^-) 4^+(\gamma) 2^+$	$-0,335 \pm 0,018$	$1,005 \pm 0,054$	48
Nb <sup>95</sup>	$9/2^+(\beta^-) 7/2^+(\gamma) 5/2^+ \left\{ \right.$	$-0,49 \pm 0,08$	$0,98 \pm 0,16$	49
		$-0,56 \pm 0,09$	$1,12 \pm 0,18$	50

Наиболее точными являются экспериментальные данные для Co<sup>60</sup>, которые для величины  $A$  дают значение

$$(2 \text{Re}(C_A C_A'^* - C_T C_T'^*)) / |G_{GT}|^2 = +1,005 \pm 0,054, \quad (24)$$

что не противоречит данным по поляризации электронов в Co<sup>60</sup>.

Экспериментов по  $\beta\gamma$ -(циркулярной) корреляции в смешанных  $\beta$ -переходах между аналоговыми состояниями в настоящее время нет. Однако опыт Ву в его прямой модификации осуществлен для нейтрона, Ne<sup>19</sup> и Ar<sup>35</sup> (см. табл. VIII).

Таблица VIII

Экспериментальные данные по опыту Ву в зеркальных  $\beta$ -переходах ( $je$ -корреляция)

Элемент	Переход	$A_{\text{эксп}}$	$A$	Литература
n <sup>1</sup>	$1/2^+(\beta^-) 1/2^+$	$-0,11 \pm 0,02$	$+0,165 \pm 0,03$	51
Ne <sup>19</sup>	$1/2^+(\beta^+) 1/2^+$	$-0,033 \pm 0,002$	$-0,050 \pm 0,003$	52, 53
Ar <sup>35</sup>	$3/2^+(\beta^+) 3/2^+$	$+0,16 \pm 0,04$	$+0,40 \pm 0,10$	53

Если использовать эти данные, оценки величины  $A_{GT}$  из экспериментов в гамов-теллеровских переходах, а также данные по отношениям матричных элементов фермиевского и гамов-теллеровского типа из  $ft$  (табл. I), то можно экспериментально оценить величину

$$K = \text{Re}(C_V C_A'^* + C_V' C_A^* - C_S C_T'^* - C_S' C_T^*) / |G_F| \cdot |G_{GT}|.$$

При этом для нейтрона получим

$$K = -0,95 \pm 0,06, \quad (22)$$

считая, что  $M_{GT}/M_F = +\sqrt{3}$ . Для Ne<sup>19</sup> получится несколько менее точная величина:

$$K = -0,96 \pm 0,13,$$

если предполагать, что  $M_{GT}/M_F < 0$ , причем основная ошибка происходит от ошибки в  $ft_{\text{эксп}}$ .

В случае  $\text{Ar}^{35}$  ошибки в  $A_{\text{эксп}}$  и  $ft_{\text{эксп}}$  слишком велики, так что находить  $K$  из этих данных нерационально.

е) Опыты по измерению поляризации нейтрино.

В экспериментах этого типа измеряется угловая корреляция между поляризацией ядра в начальном (или конечном) состоянии и направлением вылета нейтрино и тем самым измеряется спиральность нейтрино (антинейтрино) в  $\beta$ -распаде. Опыты эти в настоящее время осуществлены для  $\text{Eu}^{152}$ , нейтрона и  $\text{Ne}^{19}$ . Они дают информацию о величине

$$B = [-\delta_{j_2 j_1} \sqrt{j_1(j_1+1)} 2 \operatorname{Re}(C_V C_A^* + C_V C_A^* + C_S C_T^* + C_S C_T^*) M_F M_{GT} \pm \\ \pm 2 \operatorname{Re}(C_A C_A^* + C_T C_T^*) |M_{GT}|^2 / |G_F|^2 |M_F|^2 + |G_{GT}|^2 |M_{GT}|^2, \\ B_{\text{эксп}} = B [j_1(j_1+1) + 2 - j_2(j_2+1)] / 2(j_1+1). \quad (23)$$

В случае  $\text{Eu}^{152}$  (переход  $0^- (K) 1^-$ ) происходит  $K$ -захват с испусканием нейтрино. Если нейтрино поляризовано, то образовавшееся ядро также оказывается поляризованным. Поляризация конечного состояния измеряется по поляризации последующих  $\gamma$ -квантов методом резонансного рассеяния на  $\text{Hg}^{152}$  с последующим детектированием их циркулярной поляризации<sup>54</sup>. Опыт дает

$$2 \operatorname{Re}(C_A C_A^* + C_T C_T^*) / |G_{GT}|^2 = 0,80 \pm 0,30, \quad (24)$$

т. е. нейтрино поляризовано против движения почти полностью. В случае нейтрона  $\beta$ -переход является смешанным. Эксперимент<sup>51</sup>, осуществленный группой Новея в Аргоннской лаборатории, дал

$$A = +0,88 \pm 0,15.$$

Используя значения матричных элементов (табл. I) и результат опытов с  $\text{Eu}^{152}$ , получим

$$L = \operatorname{Re}(C_V C_A^* + C_V C_A^* + C_S C_T^* + C_S C_T^*) / |G_F| \cdot |G_{GT}| = -1,01 \pm 0,69. \quad (25)$$

Недавно аналогичный опыт был осуществлен на  $\text{Ne}^{19}$ <sup>57</sup>. Он дал  $A = -0,90 \pm 0,13$ , что для величины  $L$  дает значение  $-1,02 \pm 0,72$ .

Опыты этого типа завершают круг простейших экспериментов  $\beta$ -распада, осуществленных в настоящее время и не содержащих более двух одновременно измеряемых величин. В совокупности они дают информацию об 11 независимых квадратичных комбинациях констант  $C_i$  и  $C_i'$  и, в частности, позволяют однозначно определить константы в предположении их действительности.

В случае комплексности констант  $C_i$  и  $C_i'$  этой информации, однако, недостаточно и требуется исследование более сложных тройных корреляций, в которых одновременно измеряется три величины, например два импульса и поляризация.

В настоящее время из этой группы опытов осуществлено только два: тройные корреляции типа  $j_1 j_2$  и типа  $j_1 j_2$  (см. табл. II).

ж)  $j_1 j_2$  корреляция.

Эксперименты этого типа осуществлены в настоящее время на нейтроне и  $\text{Ne}^{19}$ . Экспериментально исследовался коэффициент асимметрии при члене типа  $(v/c) (j_1 j_2) [\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu] / p_e |\mathbf{p}_\nu|$ :

$$D = \frac{2 \operatorname{Im}(C_S C_T^* - C_V C_A^* + C_S C_T^* - C_V C_A^*) |M_F| \cdot |M_{GT}| \sqrt{J(J+1)} \delta_{JJ'}}{|M_F|^2 |G_F|^2 + |M_{GT}|^2 |G_{GT}|^2}. \quad (26)$$

Результаты представлены в табл. IX. Из них может быть получена интересующая нас величина

$$\text{Im}(C_S C_T^* - C_V C_A^* + C_S^* C_T - C_V^* C_A^*) / |G_F| \cdot |G_{GT}| = 0,022 \pm 0,022. \quad (27)$$

В этом результате использованы экспериментальные данные по  $D$ , полученные недавно группой Б. Г. Ерозолимского<sup>56</sup>.

Таблица IX

Экспериментальные данные по  $j_e \nu$ -корреляции

Элемент	Переход	$D_{\text{эксп}}$	Литература
$n^1$	$1/2^+ (\beta^-) 1/2^+ \left\{ \right.$	$0,00 \pm 0,15$ $0,04 \pm 0,05$ $0,01 \pm 0,01$	51 51, 55 56
$\text{Ne}^{19}$	$1/2^+ (\beta^+) 1/2^+$	$0,002 \pm 0,014$	57

Если использовать данные по  $\text{Ne}^{19}$ , то получится несколько менее точное значение  $0,007 \pm 0,058$ , не противоречащее результатам по нейтрону.

з)  $j_e j_\nu$ -корреляция.

Для измерения такой корреляции в работе<sup>50</sup> была использована методика исследования углового распределения  $\gamma$ -квантов, сопровождающих  $\beta$ -распад поляризованного ядра, по отношению к направлению вылета  $\beta$ -электронов. Исследовался  $\beta$ -распад  $\text{Mn}^{52}$ :  $6^+ (\beta^+) 6^+ (\gamma_1) 4^+ \times (\gamma_2) 2^+ (\gamma_3) 0^+$ . Экспериментально определялся коэффициент корреляции при члене типа  $\mathbf{j} [\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu] (\mathbf{j} \mathbf{p}_\nu)$ , который содержит следующую комбинацию констант  $C_i$  и матричных элементов:

$$\begin{aligned} & \text{Im}(C_A^* C_V + C_A^* C_V - C_T^* C_S - \\ & - C_T^* C_S) M_{GT}^* M_F / |G_F| \cdot |M_F|^2 + \\ & + |G_{GT}|^2 |M_{GT}|^2. \end{aligned} \quad (28)$$

$\beta$ -переход  $\text{Mn}^{52}$  не является  $\beta$ -переходом аналогового типа, так что отношение матричных элементов  $M_{GT}/M_F$  не может быть найдено только из экспериментальных данных по  $ft$  и входит в опыт как параметр. Авторы формулируют результат измерений, вводя средний фазовый сдвиг констант фермиевского и гамов-теллеровского типа из соотношения, эквивалентного следующему:

$$(C_A^* C_V + C_A^* C_V - C_T^* C_S - C_T^* C_S) M_{GT}^* M_F = e^{i\theta} |G_F| \cdot |G_{GT}| \cdot |M_F| \cdot |M_{GT}|.$$

При этом совокупность экспериментов, проведенных авторами (опыт Ву,  $\beta\gamma$ -корреляция и  $\beta\gamma$ -корреляция от ориентированного ядра), дает область допустимых значений угла  $\theta$  в зависимости от  $|a|$  (см. рис. 2), где

$$|a| = |G_F| \cdot |M_F| / |G_{GT}| \cdot |M_{GT}|.$$

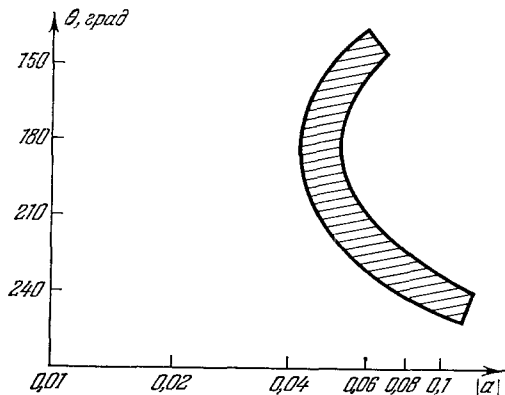


Рис. 2. Область допустимых значений параметров при анализе  $\beta\gamma$ -корреляции в  $\text{Mn}^{52}$ .

Предполагая, что матричные элементы  $M_F$  и  $M_{GT}$  действительные, получим, что величина

$$N = \text{Im} (C_A^* C_V' + C_A' C_V - C_T^* C_S' - C_T' C_S) / |G_F| \cdot |G_{GT}| = \\ = \sin \theta (M_F / |M_F|) (M_{GT} / |M_{GT}|)$$

находится в пределах, определяемых интервалом углов  $160^\circ \leq \theta \leq 240^\circ$ . Относительный знак матричных элементов из данных по  $\beta\gamma$ -корреляции положительный. Таким образом, указанная величина лежит в пределах

$$-0,85 \leq N \leq +0,65. \quad (29)$$

Набором экспериментов а) — з) исчерпываются эксперименты по полному опыту в  $\beta$ -распаде, осуществленные в настоящее время и не требующие для своего анализа каких-либо модельных оценок ядерных матричных элементов.

Однако для полноты общей картины необходимо упомянуть также о двух других важных типах экспериментов, существенно связанных с такими оценками, но дающих интересную информацию о гамильтониане  $\beta$ -взаимодействия. Это — исследование  $0^+ \rightarrow 0^-$ -переходов и исследование RaE.

Изучение  $0^+ \rightarrow 0^-$ -переходов (спектр, поляризация электронов) дает информацию о величине возможного вклада псевдоскалярного варианта в гамильтониан (1). В частности, в настоящее время из  $0^+ \rightarrow 0^-$ -перехода  $\text{Pr}^{144}$  получена оценка <sup>72</sup>

$$|C_P/C_A| < 5.$$

Изучение спектра и поляризации электронов RaE дает, по-видимому, интересную возможность оценить относительную фазу констант  $C$  и  $C'$ , используя эффект взаимной компенсации основных матричных элементов. Такая компенсация должна приводить к сильной чувствительности спектра и корреляционных характеристик RaE от малых изменений относительной фазы констант, причем экспериментальные характеристики будут зависеть от этой фазы и ядерных матричных элементов. Анализ данных по RaE позволяет сделать вывод о том, что в двухкомпонентной теории  $V, A$  относительная фаза констант  $C_V$  и  $C_A$  меньше  $6^\circ$ , что не противоречит данным по разрешенным переходам.

Как уже указывалось, оба эксперимента дают информацию, интерпретация которой требует использования определенных представлений о структуре ядра. Следуя общей тенденции настоящей статьи избегать использования модельных соображений, ограничимся указанием результатов этих экспериментов, однако при анализе полного опыта использовать их не будем. Подробнее они изложены, например, в обзорах <sup>32, 72</sup>. Ряд других экспериментов, не связанных с постановкой полного опыта, приведен в статье Ц. С. Ву <sup>74</sup> (см. также <sup>75</sup>).

## 2. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПОЛНОГО ОПЫТА

Как уже указывалось, общая постановка полного опыта по  $\beta$ -распаду должна принципиально дать возможность определить 15 из 16 параметров  $C_i$  и  $C'_i$ , входящих в гамильтониан (1). Такой полный опыт требует постановки 15 независимых экспериментов, из которых к настоящему времени осуществлено только 13, причем часть из них, как будет показано, требует значительного улучшения. Шестнадцатый параметр, не определяемый в чисто  $\beta$ -распадных опытах, соответствует общей фазе гамильтониана слабого взаимодействия, которая может быть определена только

по отношению к какому-либо другому типу взаимодействия и в таких опытах, где происходит интерференция слабого взаимодействия с выбранным. Примером такого опыта является исследование слабого рассеяния нуклонов, интерферирующего с их сильным взаимодействием.

Оставляя в стороне вопрос об относительной фазе слабого взаимодействия в целом, можно, однако, констатировать, что в настоящее время общая постановка полного опыта из 15 независимых экспериментов еще не осуществлена.

Помимо такой постановки полного опыта, ставящей своей задачей экспериментальное определение всех параметров  $C_i$  и  $C'_i$ , возможна также иная постановка вопроса, которую мы будем называть ограниченным полным опытом. В этом случае на константы  $C_i$  и  $C'_i$  априори накладывается дополнительное ограничение, являющееся следствием одной или нескольких дополнительных гипотез, не противоречающих полному опыту. Экспериментальный анализ полных опытов такого рода позволяет провести дополнительное уточнение экспериментальных границ величин  $C_i$  и  $C'_i$ . Естественно, что возникновение противоречий в интерпретации данных по ограниченному полному опыту с необходимостью потребовало бы пересмотра ограничивающей теоретической гипотезы.

Таким образом, возникают различные типы ограниченного полного опыта, принципиально зависящие от структуры предполагаемой теории  $\beta$ -взаимодействия.

Современная теория слабого взаимодействия рассматривает  $\beta$ -распад нуклонов как один из частных процессов лептон-адронного типа с сохранением странности ( $\Delta S = 0$ ). При построении эффективного гамильтониана такого процесса удобно исходить из простейших процессов лептон-лептонного типа, основным из которых является  $\mu - e$ -распад. Предполагается, что гамильтониан  $\mu - e$ -распада имеет форму  $V - A$ :

$$H = (G/\sqrt{2}) [\bar{\Psi}_4 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_3] [\bar{\Psi}_2 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_1], \quad (30)$$

с универсальной константой  $G = G^{(\mu)}$ . Если частицы 3 и 4 являются не лептонами, а адронами, сильное взаимодействие этих частиц может нарушить  $V - A$ -форму, изменяя относительный вес и фазу  $V$ - и  $A$ -вариантов, однако общая  $(V, A)$  форма гамильтониана сохраняется. Более того, абсолютная константа  $G$  для адрон-лептонных процессов уже не совпадает с универсальной константой  $G^{(\mu)}$ . Ее изменение определяется параметром Каббико  $\theta_0$ <sup>67</sup>, так что для процессов, идущих без изменения странности ( $\Delta S = 0$ ),

$$|G| = G^{(\mu)} \cos \theta_0, \quad (31)$$

а для процессов с изменением странности ( $\Delta S = 1$ )

$$G = G^{(\mu)} \sin \theta_0. \quad (32)$$

Таким образом, в случае  $\beta$ -распада предсказывается форма гамильтониана

$$H_\beta = (G^{(\mu)} \cos \theta_0 / \sqrt{2}) [\bar{\Psi}_4 \gamma_\mu (1 + \lambda \gamma_5) \Psi_3] [\bar{\Psi}_2 \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_1], \quad (33)$$

содержащая два экспериментальных параметра:  $G = G^{(\mu)} \cos \theta_0$  и  $\lambda = G_{GT}/G_F$ . (Отметим, что параметр  $\lambda$  также может быть найден теоретически<sup>68</sup>.) Полный опыт в таком случае сводится к двум экспериментам по нахождению этих параметров.

Можно, однако, получить гамильтониан (33) без непосредственного использования теории универсального слабого взаимодействия, накладывая на общую форму гамильтониана (1) дополнительные ограничения

по константам  $C_k$  и  $C'_k$ . Каждое из таких ограничений соответствует некоторой теоретической гипотезе, лежащей в основе универсальной теории слабого взаимодействия. Обычно предполагается три таких гипотезы:

- 1) гипотеза о  $V$ ,  $A$ -форме слабого взаимодействия;
- 2) гипотеза о двухкомпонентности нейтрино;
- 3) гипотеза о сохранении комбинированной ( $CP$ ) четности.

Каждая из этих гипотез может быть использована независимо от других и уменьшает количество свободных параметров гамильтониана (1) вдвое. Одновременное использование всех трех приводит его к форме (33).

Такое разбиение теории на три основные гипотезы позволяет получить различные типы ограниченного полного опыта. Так, используя первую гипотезу, можно прийти к полному опыту с семью параметрами  $C_k$  и  $C'_k$  (четыре модуля и три относительных фазы). Аналогично, семь параметров входит в ограниченный полный опыт с использованием второй гипотезы, и восемь — с использованием третьей. Возможны, естественно, и более сильные ограничения. В такой постановке полный опыт по  $\beta$ -распаду требует уже не пятнадцати экспериментов, а меньше и в ряде случаев оказывается в настоящее время выполненным. Вместе с тем можно проводить независимый анализ справедливости каждой из перечисленных гипотез.

Изложим подробнее каждую из этих гипотез, формулируя их в терминах параметров  $N$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  и  $\psi$ , вводимых соотношениями

$$C_k = N_k \cos \theta_k \exp[i\varphi_k], \quad C'_k = N_k \sin \theta_k \exp[i\psi_k], \quad (34)$$

$$N_k^2 = |C_k|^2 + |C'_k|^2, \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}, \quad 0 \leq \varphi, \quad \psi < 2\pi.$$

Такие параметры оказываются более удобными, чем  $C_k$  и  $C'_k$ , поскольку в них различные гипотезы описываются в терминах разных параметров.

#### 1. Гипотеза $V$ , $A$ -взаимодействия

Согласно этой гипотезе в слабом взаимодействии и, в частности, в  $\beta$ -распаде нуклонов реализуются только  $V$ - и  $A$ -варианты, так что

$$N_S = N_T = N_{PS} = 0. \quad (35)$$

Впервые она была сформулирована в работах <sup>61, 62</sup> и с точки зрения теории особенно привлекательна по причине аналогии, возникающей между слабым взаимодействием и электродинамикой. В настоящее время она принимается справедливой для любого слабого процесса.

Ввиду универсальности этой гипотезы экспериментальные границы ее выполнимости могут быть получены принципиально из любого слабого процесса путем постановки в нем такого же полного опыта, как в  $\beta$ -распаде.

В настоящей работе, однако, будет рассмотрен только случай  $\beta$ -распада. Что касается других слабых процессов, то следует отметить, что до настоящего времени при обработке различных экспериментов по  $V$ ,  $A$ -теории никаких противоречий не обнаруживалось, а оценки возможного вклада других вариантов дают результаты, близкие к  $\beta$ -распаду <sup>73</sup>.

Гипотеза  $V$ ,  $A$ -взаимодействия может быть проверена на двух группах экспериментов полного опыта. Это, прежде всего, совокупность экспериментов по определению констант  $\beta$ -распада и экспериментов по  $ev$ -корреляции (см. раздел 1, а, в). Эксперименты этой группы зависят только от параметров  $N_k^2$ , и их обработка, давая информацию о константах  $G^{(B)}$  и  $\lambda$ , дает одновременно информацию о параметрах  $N_S^2/N_V^2$  и  $N_T^2/N_A^2$ , что позволяет оценить справедливость рассматриваемой гипотезы. Другую группу составляют опыты по фирцевским членам (раздел 1, б). В отличие от первой группы, они линейно зависят от параметров  $N_S/N_V$

и  $N_T/N_A$  и дают отрицательный результат при обращении последних в нуль. Однако наряду с этими параметрами они содержат также другие параметры ( $\theta$ ,  $\varphi$  и  $\psi$ ), что делает их интерпретацию существенно неоднозначной.

2. Г и п о т е з а д в у х к о м п о н е н т н о с т и н е й т р и н о

Эта гипотеза была впервые введена в работах <sup>63, 64</sup> и в терминах (34') имеет вид

$$\varphi_k = \psi_k, \quad \theta_k = \frac{\pi}{4} \quad (k = S, V, T, A, PS). \quad (36)$$

Для констант  $C_k$  и  $C'_k$  она соответствует связи

$$C'_k = +C_k. \quad (37)$$

Следует обратить внимание на то, что практически она содержит два соотношения (36), первое из которых ( $\varphi = \psi$ ) является частью более общего требования сохранения комбинированной четности, т. е. гипотезы третьей, тогда как второе ( $\theta = \pi/4$ ) от него не зависит. В этом смысле предположение о справедливости гипотезы двухкомпонентности нейтрино включает в себя предположение о сохранении комбинированной четности в отдельном варианте  $\beta$ -взаимодействия. Отказ от двухкомпонентности нейтрино может быть осуществлен за счет отказа от условия  $\theta = \pi/4$  без нарушения  $CP$ -четности.

Представляется удобным объединить все эффекты, связанные с нарушением  $CP$ -четности, вместе и анализировать эксперименты полного опыта, выясняя прежде всего степень возможного нарушения условия  $\theta = \pi/4$  в предположении о сохранении  $CP$ -четности. Эта группа экспериментов объединяет опыты по измерению поляризации электронов, опыты типа Ву ( $je$ -корреляция) и опыты по измерению поляризации нейтрино (см. раздел 1, г, д, е). Как будет видно из анализа, оценки параметров  $\theta$  существенно зависят от того, рассматривается ли случай полного или ограниченного полного опыта, в смысле ограничения по первой гипотезе. Отметим также, что опыты не дают каких-либо ограничений на параметры  $\theta_S$  и  $\theta_T$ .

### 3. С о х р а н е н и е $CP$ -ч е т н о с т и

Эта гипотеза была предложена Л. Д. Ландау <sup>65</sup> сразу после открытия нарушения пространственной четности в слабом взаимодействии. Возможность введения такой гипотезы непосредственно следует из теоремы Людерса — Паули, согласно которой слабое взаимодействие должно быть инвариантно относительно произведения преобразований зарядового сопряжения ( $C$ ), пространственного отражения ( $P$ ) и отражения времени ( $T$ ). Если существует нарушение пространственной четности  $P$ , то в произведении преобразований  $CPT$  оно должно компенсироваться так, чтобы  $CPT$  сохранялось. Такая компенсация может быть получена за счет отказа от инвариантности теории по отношению к зарядовому сопряжению  $C$ , но при сохранении инвариантности ее по отношению к отражению времени. При этом теория становится инвариантной по отношению к произведению преобразований  $C$  и  $P$  (комбинированная четность).

Как уже отмечалось, в настоящее время обнаружен факт нарушения этой гипотезы в распаде  $K^0$ -мезонов <sup>69, 76</sup>. Абсолютная величина этого нарушения, правда, невелика ( $\sim 0,2\%$ ), однако этот факт, несомненно, требует исследования границ возможности такого нарушения также и в случае  $\beta$ -распада.

Условие сохранения комбинированной четности в  $\beta$ -распаде приводит к требованию действительности всех констант гамильтониана (4). В простейшем случае  $V - \lambda A$ -варианта теории это соответствует следующим соотношениям для фаз  $\varphi$  и  $\psi$ :

$$\varphi_V - \varphi_A = \pi, \quad \varphi_V = \psi_V, \quad \psi_V - \psi_A = \pi, \quad \varphi_A = \psi_A, \quad (38)$$

три из которых независимы. Нарушение сохранения  $CP$ -четности должно приводить к нарушению этих соотношений.

Если учесть малость ожидаемого эффекта ( $< 1\%$ ), то принципиально возможно два типа экспериментов, чувствительных к таким нарушениям.

В экспериментах первого типа результат линейно зависит от возможных нарушений. К таким экспериментам относятся опыты по тройным корреляциям  $j_e v$  и  $j_1 e j_2$  (см. раздел 1, ж, з). Практически необходимую для каких-либо выводов точность имеют только первые, обработка которых дает информацию о величине  $1/2 (\varphi_V - \varphi_A + \psi_V - \psi_A)$ , т. е. об одной линейной комбинации трех независимых параметров. Для исследования других приходится прибегать к менее точным экспериментам, которые зависят от возможных нарушений не линейно, а квадратично. К ним относятся эксперименты по поляризации электронов и опыты типа Ву в чисто фермиевских и гамов-теллеровских  $\beta$ -переходах (см. раздел 1, г, д), из которых, как указывалось, извлекаются также сведения о параметрах  $\theta$ .

Все эти эксперименты помимо параметров  $\varphi$  и  $\psi$  содержат также параметры  $N$  и  $\theta$ , оценки которых зависят, в частности, от справедливости предшествующих гипотез. Вследствие этого оценки справедливости гипотезы сохранения комбинированной четности меняются в различных постановках полного опыта.

Переходя теперь к конкретному анализу экспериментов полного опыта и оценкам параметров, извлекаемым из экспериментальных данных, заметим, что в соответствии с классификацией гипотез эксперименты полного опыта также распались на ряд групп.

К первой группе удобно отнести эксперименты по нахождению констант  $\beta$ -распада и  $e\nu$ -корреляции (см. раздел 1, а, в). Они зависят только от параметров  $N_k^2$  и позволяют проверить гипотезу о  $V$ ,  $A$ -варианте независимо от других гипотез.

Ко второй группе могут быть отнесены эксперименты по поляризации электронов, опытам типа  $j_e$  и поляризации нейтрино (см. раздел 1, г, д, е). Наряду с параметрами  $N_k$  они зависят от параметров  $\theta_k$  и позволяют проверить гипотезу о спиральности нейтрино. Кроме того, они квадратично зависят от возможных нарушений  $CP$ -четности и позволяют дать, хотя и слабые, оценки параметров  $\varphi_k - \psi_k$  для  $V$ - и  $A$ -вариантов.

К третьей группе удобно отнести эксперименты по тройным корреляциям  $j_e v$  и  $j_1 e j_2$ , линейно зависящие от нарушения  $CP$ -четности (см. раздел 1, ж, з).

Наконец, к четвертой группе относятся эксперименты по фирцевским членам, дающие информацию о вкладах  $S$ - и  $T$ -вариантов (см. раздел 1, б), т. е. о справедливости первой гипотезы, зависящую, однако, принципиально от предположений о других параметрах этих вариантов.

Перейдем теперь к конкретному анализу экспериментов полного опыта по указанным группам.

**А. Экспериментальные границы параметров  $N_k$ .** Оценки параметров  $N_k$  могут быть получены из экспериментов первой и четвертой групп.

В опытах первой группы, включающих, как указывалось, эксперименты по определению констант  $\beta$ -распада и  $e\nu$ -корреляции, может быть найдено значение константы  $\beta$ -распада  $G^{(\beta)}$  и параметры относительного веса вариантов  $N_k^2$ .

Абсолютное значение константы  $\beta$ -распада

$$G^{(\beta)} = (1,4016 \pm 0,0022) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \quad (39)$$

позволяет найти также значение параметра Каббиво:

$$\sin \theta_0 = 0,2095 \pm 0,0086, \quad (40)$$

близкое к данным из  $K_{l3}$ -распадов ( $\Delta S = 1$ ,  $V$ -вариант):

$$\sin \theta_0 = 0,218 \pm 0,002.$$

Необходимо, однако, отметить, что  $K_{l2}$ -распады ( $\Delta S = 1$ ,  $A$ -вариант) дают иное значение:  $\sin \theta_0 = 0,2655 \pm 0,006$ . Вопрос о причинах этого различия в настоящее время неясен. Частично оно может быть объяснено влиянием электромагнитных поправок<sup>70</sup>.

Параметры относительного веса вариантов удобно анализировать в единицах, где

$$N_S^2 + N_V^2 = 1, \quad (41)$$

что соответствует определению абсолютной константы  $G^{(\beta)}$  как константы фермиевского перехода. Тогда из экспериментов первой группы следует, что

$$N_T^2 + N_A^2 = \begin{cases} 1,40 \pm 0,06 & ^{12}, \\ 1,52 \pm 0,02 & ^{14}, \end{cases}$$

$$\frac{N_S^2}{N_T^2} = 0 \pm 0,17,$$

$$\frac{N_T^2}{N_A^2} = 0,002 \pm 0,004,$$

или

$$N_S/N_V = 0 \pm 0,41, \quad N_T/N_A = 0,04 \pm 0,06. \quad (42)$$

Оценки эти показывают, что гипотеза о  $V$ ,  $A$ -варианте теории в настоящее время проверена лучше для гамов-теллеровского, чем для фермиевского варианта. Эксперимент ограничивает возможную примесь тензорного варианта  $\sim 4\%$ , тогда как примесь скалярного к векторному может достигать в пределах ошибок  $40\%$ . Современная экспериментальная методика позволяет, по-видимому, улучшить оценку для фермиевских вариантов, так что с точки зрения прямой проверки гипотезы  $V$ ,  $A$ -варианта представляется интересным проведение новых опытов по  $e\nu$ -корреляции в  $\beta$ -переходах зеркального типа или типа  $0^+ \rightarrow 0^+$ .

Другую группу опытов, дающих информацию о параметрах  $N_S$  и  $N_T$ , составляют эксперименты, зависящие от комбинаций констант типа фирцевских членов. Таких экспериментов в настоящее время осуществлено два (см. раздел 1, б). В терминах параметров (34) они дают следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \{N_S N_V / (N_S^2 + N_V^2)\}^{1/2} \{ \cos(\theta_S - \theta_V) [\cos(\varphi_S - \varphi_V) + \cos(\psi_S - \psi_V)] + \\ + \cos(\theta_S + \theta_V) [\cos(\varphi_S - \varphi_V) - \cos(\psi_S - \psi_V)] \} = 0,01 \pm 0,02, \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} \{N_T N_A / (N_T^2 + N_A^2)\}^{1/2} \{ \cos(\theta_T - \theta_A) [\cos(\varphi_T - \varphi_A) + \cos(\psi_T - \psi_A)] + \\ + \cos(\theta_T + \theta_A) [\cos(\varphi_T - \varphi_A) - \cos(\psi_T - \psi_A)] \} = -0,02 \pm 0,01. \end{aligned}$$

Основной особенностью экспериментов этой группы является их линейная зависимость от параметров  $N_S$  и  $N_T$ . Однако поскольку помимо этих параметров в эти выражения входят также и другие параметры как  $V$ ,  $A$ -, так и  $S$ ,  $T$ -вариантов, то априори ясно, что выводы из экспериментов этой группы будут существенно неоднозначны. Основной причиной этой неоднозначности является отсутствие экспериментальных ограничений на параметры  $\theta$ ,  $\varphi$  и  $\psi$   $S$ - и  $T$ -вариантов. Единственным выходом из этой ситуации является введение дополнительных теоретических гипотез о них, т. е. переход к ограниченному полному опыту. Однако в отличие от  $V$ - и

$A$ -вариантов, где эти гипотезы экспериментально подтверждаются в опытах других групп, здесь априори возможны любые предположения.

Опыт исследования  $V$ - и  $A$ -вариантов указывает прежде всего на возможность гипотезы о сохранении  $CP$ -четности. Это условие сразу приводит к двум возможностям для  $S$ -( $T$ -) варианта, в каждом из которых возникает зависимость между параметрами  $N_S/N_V$  ( $N_T/N_A$ ) и  $\theta_S$  ( $\theta_T$ ):

$$\begin{aligned} \text{либо } \varphi_S = \psi_S, \quad N_S/N_V |\cos(\theta_S - \theta_V)| &= 0,01 \pm 0,02, \\ \text{либо } \varphi_S = \psi_S + \pi, \quad N_S/N_V |\cos(\theta_S + \theta_V)| &= 0,01 \pm 0,02. \end{aligned}$$

Аналогично для  $T$ -варианта:

$$\begin{aligned} \text{либо } \varphi_T = \psi_T, \quad N_T/N_A |\cos(\theta_T - \theta_A)| &= 0,02 \pm 0,01, \\ \text{либо } \varphi_T = \psi_T + \pi, \quad N_T/N_A |\cos(\theta_T + \theta_A)| &= 0,02 \pm 0,01. \end{aligned}$$

Если теперь добавить также предположение о спиральности нейтрино:

$$\theta_S = \theta_V = \theta_T = \theta_A = \pi/4,$$

то получается альтернатива:

$$\begin{aligned} \text{либо } \varphi_S = \psi_S \text{ и } N_S/N_V &= 0,01 \pm 0,02, \\ \text{либо } \varphi_S = \psi_S + \pi \text{ и ограничений на } N_S/N_V &\text{ нет.} \end{aligned} \quad (44)$$

Аналогично для  $T$ -варианта:

$$\begin{aligned} \text{либо } \varphi_T = \psi_T \text{ и } N_T/N_A &= 0,02 \pm 0,01, \\ \text{либо } \varphi_T = \psi_T + \pi \text{ и ограничений на } N_T/N_A &\text{ нет.} \end{aligned} \quad (45)$$

В терминах  $C_k$  и  $C'_k$  возникновение ограничений на параметры  $N_S/N_V$  и  $N_T/N_A$  соответствует случаю, когда

$$C'_S = +C_S, \quad C'_T = +C_T.$$

Наоборот, условие

$$C'_S = -C_S, \quad C'_T = -C_T$$

автоматически обращает в нуль фирцевские члены независимо от величины параметров  $N_S$  и  $N_T$ . При этом нейтрино в  $S$ - и  $T$ -вариантах должно быть поляризовано обратно тому, как оно поляризовано в  $V$ - и  $A$ -вариантах.

Таким образом, при условии сохранения  $CP$ -четности и спиральности нейтрино, одинаковой по знаку для всех вариантов, эксперименты по фирцевским членам дают дополнительные ограничения на параметры  $N_S$  и  $N_T$ :

$$N_S/N_V = 0,01 \pm 0,02, \quad N_T/N_A = 0,02 \pm 0,01. \quad (46)$$

Этот вывод, однако, нельзя считать однозначным, поскольку спиральность нейтрино в  $S$ - и  $T$ -вариантах проверена быть не может.

Рассмотренные эксперименты по обнаружению фирцевских членов не являются единственными возможными экспериментами, линейно зависящими от параметров  $N_S$  и  $N_T$ . Помимо них существуют также другие эксперименты этого класса корреляционного типа, которые, однако, до сих пор не осуществлены. К ним следует отнести эксперименты по  $\sigma j$ -корреляции, принципиально содержащие комбинации констант фирцевского типа (см. табл. II), а также по корреляции типа  $\sigma p_\nu$  и  $\sigma j p_e$ . Все эти эксперименты требуют измерения поляризации электронов  $\sigma$  относительно поляризации ядра  $j$  или импульса нейтрино  $p_\nu$ , что представляет в настоящее время технически сложную задачу. По этой причине, в частности, они до сих пор не реализовались.

Прежде чем перейти к следующим группам опытов, дающим ограничения на параметры  $\theta$ ,  $\varphi$  и  $\psi$ , сделаем следующее замечание.

Как указывалось, параметры  $N_k$  входят во все типы экспериментов, в особенности в случае полного опыта. Поскольку параметры  $N_k$  известны с определенными ошибками, то для того, чтобы из данного эксперимента можно было вообще получить какую-нибудь информацию о других параметрах, необходимо, чтобы его точность превышала ошибки в знании комбинации параметров  $N_k$ , входящих в формулы, определяющие экспериментальное значение. В противном случае ошибка в этих опытах может быть полностью отнесена за счет погрешностей в  $N_k$ .

Рассматривая эксперименты полного опыта, можно убедиться, что часть из них не удовлетворяет этому критерию и поэтому, при достигнутой экспериментальной точности, какой-либо новой информации о параметрах теории не дает.

Так, например, из-за низкой точности опыты по  $j\nu$ -корреляции в гамов-теллеровских переходах не дают никакой новой информации по сравнению с опытами по поляризации электронов, поскольку экспериментальная точность для величины

$$2 \operatorname{Re} C_T C_T^* / |G_{GT}|^2 = [N_T^2 / (N_T^2 + N_A^2)] \cos(\varphi_T - \psi_T) \sin 2\theta_T = -0,09 \pm 0,16$$

хуже, чем независимые оценки для величины

$$N_T^2 / (N_T^2 + N_A^2) = 0,002 \pm 0,004.$$

Аналогичным образом, вследствие недостаточной точности не дают новой информации, по сравнению с  $je$ -корреляцией, опыты по  $j\nu$ -корреляции в смешанных переходах (см. раздел 1, е), опыты по тройной корреляции  $j_1 j_2$  (см. раздел 1, з). Отметим, что здесь и в дальнейшем анализе используются более слабые оценки для параметров  $N_k$  (42), а не более сильные, но неоднозначные (46).

Таким образом, из семи оставшихся экспериментов полного опыта, не относящихся к рассмотренной группе, реально могут быть использованы для оценок оставшихся параметров  $\varphi$ ,  $\theta$  и  $\psi$  только четыре. Ясно, что в лучшем случае из них могут быть извлечены параметры  $A$ - и  $V$ -вариантов, а остальные не могут быть получены принципиально.

**Б. Экспериментальные границы параметров  $\theta_V$  и  $\theta_A$ .** Как уже указывалось, параметры  $\theta$  должны оцениваться из экспериментов второй группы. Среди них достаточную точность в настоящее время имеют только три: эксперименты по поляризации электронов в фермиевских и гамов-теллеровских переходах и опыты Ву для смешанных переходов. Опыт Ву в гамов-теллеровских переходах не дает чего-либо нового по сравнению с поляризацией электронов, а эксперименты по  $j\nu$ -корреляции имеют недостаточную точность, как было указано выше. Следует отметить, что основная неточность связана в последних с вкладом гамов-теллеровской части, которая существенным образом отражается и на обработке данных в смешанных  $\beta$ -переходах, несмотря на достигнутую в них экспериментальную точность.

В случае полного опыта обработка трех указанных экспериментов ведет к соотношениям

$$\left. \begin{aligned} \frac{N_A^2}{N_T^2 + N_A^2} \cos(\varphi_A - \psi_A) \sin 2\theta_A - \\ - \frac{N_T^2}{N_T^2 + N_A^2} \cos(\varphi_T - \psi_T) \sin 2\theta_T = 0,99 \pm 0,02, \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{N_V^2}{N_S^2 + N_V^2} \cos(\varphi_V - \psi_V) \sin 2\theta_V - \\
& \quad - \frac{N_S^2}{N_S^2 + N_V^2} \cos(\varphi_S - \psi_S) \sin 2\theta_S = 0,85 \pm 0,18, \\
& \frac{1}{2} \frac{N_A N_V}{\sqrt{N_S^2 + N_V^2} \sqrt{N_T^2 + N_A^2}} \{ \sin(\theta_V + \theta_A) [\cos(\varphi_V - \psi_A) + \\
& \quad + \cos(\psi_V - \varphi_A)] + \sin(\theta_V - \theta_A) [\cos(\varphi_V - \psi_A) - \cos(\psi_V - \varphi_A)] \} - \\
& \quad - \frac{1}{2} \frac{N_T N_S}{\sqrt{N_S^2 + N_V^2} \sqrt{N_T^2 + N_A^2}} \{ \sin(\theta_S + \theta_T) [\cos(\varphi_S - \psi_T) + \\
& \quad + \cos(\psi_S - \varphi_T)] + \sin(\theta_S - \theta_T) [\cos(\varphi_S - \psi_T) - \cos(\psi_S - \varphi_T)] \} = \\
& \quad = -0,95 \pm 0,14,
\end{aligned} \tag{47}$$

или, если использовать оценки параметров  $N_k$  (42),

$$\begin{aligned}
& \cos(\varphi_A - \psi_A) \sin 2\theta_A - (0,002 \pm 0,004) \cos(\varphi_T - \psi_T) \sin 2\theta_T = \\
& \quad = 1,00 \pm 0,02, \\
& \cos(\varphi_V - \psi_V) \sin 2\theta_V - (0 \pm 0,17) \cos(\varphi_S - \psi_S) \sin 2\theta_S = \\
& \quad = 0,85 \pm 0,38, \\
& \frac{1}{2} \{ \sin(\theta_V + \theta_A) [\cos(\varphi_V - \psi_A) + \cos(\psi_V - \varphi_A)] + \sin(\theta_V - \theta_A) \times \\
& \quad \times [\cos(\varphi_V - \psi_A) - \cos(\psi_V - \varphi_A)] \} - (0 \pm 0,09) \frac{1}{2} \{ \sin(\theta_S + \theta_T) \times \\
& \quad \times [\cos(\varphi_S - \psi_T) + \cos(\psi_S - \varphi_T)] + \sin(\theta_S - \theta_T) \times \\
& \quad \times [\cos(\varphi_S - \psi_T) - \cos(\psi_S - \varphi_T)] \} = -0,95 \pm 0,23.
\end{aligned} \tag{48}$$

Как видно из этих соотношений, эксперимент не позволяет сделать какие-либо выводы о членах, содержащих параметры  $S$ - и  $T$ -вариантов, поскольку они в любых случаях дают вклад, лежащий внутри экспериментальных ошибок. Таким образом, единственной информацией, которую можно получить из них, является информация о параметрах  $A$ - и  $V$ -вариантов.

Как отмечалось выше, удобно исследовать экспериментальные границы параметров  $\theta$  в предположении о сохранении  $CP$ -четности, т. е. переходя к полному опыту, ограниченному по гипотезе третьей, согласно которой выполняются равенства (38).

В этом предположении соотношения (48) приводятся к виду

$$\begin{aligned}
\sin 2\theta_A &= 1,00 \pm 0,03, \\
\sin 2\theta_V &= 0,85 \pm 0,55, \\
\sin(\theta_V + \theta_A) &= 0,95 \pm 0,32,
\end{aligned}$$

откуда для параметров  $\theta_{A,V}$  получаются границы

$$8,5^\circ \leq \theta_V \leq 81,5^\circ, \quad 37^\circ \leq \theta_A \leq 53^\circ. \tag{49}$$

Кроме ограничения полного опыта по гипотезе  $CP$ -четности возможно и более сильное дополнительное ограничение по гипотезе (35). Естественно, в этом случае ошибки уменьшаются и границы параметров будут следующие:

$$21^\circ \leq \theta_V \leq 69^\circ, \quad 38^\circ \leq \theta_A \leq 52^\circ. \tag{50}$$

Полученные оценки показывают, что в случае  $V$ -варианта ошибки (по фазе) в 2—3 раза больше, чем в случае  $A$ -варианта. Ошибки резко

уменьшаются при переходе от общей теории к  $V$ ,  $A$ -варианту. Гипотеза спиральности нейтрино, таким образом, выполняется с точностью (по фазе)  $\pm (24-36)^\circ$  для  $V$ - и  $\pm (7-8)^\circ$  для  $A$ -варианта. Видно, что дальнейшая проверка этой гипотезы требует уточнения опытов по поляризации электронов и прежде всего в случаях  $0^- \rightarrow 0^+$ - и смешанных зеркальных  $\beta$ -переходов.

**В. Экспериментальные оценки сохранения  $CP$ -четности.** Оценки возможных границ нарушения комбинированной четности требуют в общем случае проверки трех независимых соотношений типа (38) и могут быть принципиально получены либо в опытах третьей группы по тройным корреляциям (эффекты первого порядка), либо в опытах второй группы (эффекты второго порядка). Поскольку среди первых достаточную точность имеют только эксперименты по  $j\bar{\nu}\nu$ -корреляции, дающие только один параметр, использование эффектов второго порядка представляется пока неизбежным.

Рассмотрим прежде всего анализ эксперимента по  $j\bar{\nu}\nu$ -корреляции. Для него в случае полного опыта получается соотношение

$$\begin{aligned} & \frac{N_V N_A}{\sqrt{N_S^2 + N_V^2} \sqrt{N_T^2 + N_A^2}} \frac{1}{2} \{ \cos(\theta_V - \theta_A) [\sin(\varphi_V - \varphi_A) + \sin(\psi_V - \psi_A)] + \\ & + \cos(\theta_V + \theta_A) [\sin(\varphi_V - \varphi_A) - \sin(\psi_V - \psi_A)] \} - \\ & - \frac{N_S N_T}{\sqrt{N_S^2 + N_V^2} \sqrt{N_T^2 + N_A^2}} \frac{1}{2} \{ \cos(\theta_S - \theta_T) [\sin(\varphi_S - \varphi_T) + \sin(\psi_S - \psi_T)] + \\ & + \cos(\theta_S + \theta_T) [\sin(\varphi_S - \varphi_T) - \sin(\psi_S - \psi_T)] \} = 0,022 \pm 0,022 \quad (51) \end{aligned}$$

или, если оценивать вклад второго члена по соотношению (42),

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \{ \cos(\theta_V - \theta_A) [\sin(\varphi_V - \varphi_A) + \sin(\psi_V - \psi_A)] + \\ & + \cos(\theta_V + \theta_A) [\sin(\varphi_V - \varphi_A) - \sin(\psi_V - \psi_A)] \} = 0,022 \pm 0,11. \quad (52) \end{aligned}$$

Отсюда непосредственно видна особенность эффектов первого порядка по нарушению  $CP$ -четности. Действительно, полагая

$$\varphi_V - \varphi_A = \pi + \Delta\varphi, \quad \psi_V - \psi_A = \pi + \Delta\psi, \quad \Delta\varphi, \Delta\psi \ll \frac{\pi}{2},$$

легко получить предыдущее соотношение в виде

$$\Delta\varphi \cos \theta_V \cos \theta_A + \Delta\psi \sin \theta_V \sin \theta_A = 0,02 \pm 0,11,$$

что в случае выполнения гипотезы двухкомпонентности нейтрино переходит в соотношение

$$\frac{1}{2} (\Delta\varphi + \Delta\psi) = \frac{1}{2} (\varphi_V - \varphi_A + \psi_V - \psi_A) - \pi = 0,02 \pm 0,11. \quad (53)$$

Таким образом, исследование  $j\bar{\nu}\nu$ -корреляции позволяет дать оценки для величины типа  $\frac{1}{2} (\varphi_V - \varphi_A + \psi_V - \psi_A)$ . При этом в случае максимально ограниченного опыта может быть получено соотношение

$$\frac{1}{2} (\varphi_V - \varphi_A + \psi_V - \psi_A) = \pi + 1,4^\circ \pm 1,4^\circ. \quad (54)$$

В других, более слабых по ограничению, типах полного опыта эти оценки, естественно, ухудшаются, причем наиболее сильно они зависят от выполнимости гипотезы о  $V$ ,  $A$ -варианте. Удобно вести обработку эксперимента по  $j\bar{\nu}\nu$ -корреляции вместе с обработкой экспериментов по  $j\bar{\nu}\nu$ -корреляции в смешанных зеркальных  $\beta$ -переходах. Последняя относится к эффектам второго порядка и дает информацию о величине типа  $\frac{1}{2} (\varphi_V - \varphi_A + \psi_V - \psi_A)$ , так что в совокупности они позволяют

определить по отдельности обе относительные фазы  $\varphi_V - \varphi_A$  и  $\psi_V - \psi_A$ . Результаты такого анализа в различных типах полного опыта представлены в табл. X, причем слева в ней указываются ограничивающие теоретические гипотезы опыта данного типа.

Т а б л и ц а X

Анализ опытов третьей группы

Гипотеза \ Параметр	$1/2 [\varphi_V - \varphi_A - \psi_V + \psi_A], \text{ град}$	$1/2 [\varphi_V - \varphi_A + \psi_V - \psi_A], \text{ град}$
$S, T \neq 0$ Нет $\varphi = \psi$ $\theta = \pi/4$ $\left\{ \begin{array}{l} \varphi = \psi \\ \theta = \pi/4 \end{array} \right\}$	$\pi \pm 67$ $\pi$ $\pi \pm 52$ $\pi$	$5 \pm 37$ $4 \pm 36$ $2,5 \pm 10$ $2 \pm 9,5$
$S, T = 0$ Нет $\varphi = \psi$ $\theta = \pi/4$ $\left\{ \begin{array}{l} \varphi = \psi \\ \theta = \pi/4 \end{array} \right\}$	$\pi \pm 56$ $\pi$ $\pi \pm 36$ $\pi$	$3,7 \pm 3,7$ $3,5 \pm 3,5$ $1,5 \pm 1,5$ $1,5 \pm 1,5$

Перейдем к экспериментам второй группы. В них могут быть найдены границы параметров  $\varphi_V - \psi_V$  и  $\varphi_A - \psi_A$ . Точность нахождения этих параметров мала, поскольку эффект квадратичен по отклонению этих величин от нуля. Действительно, в полном опыте поляризация электронов определяется формулами (48), которые дают соотношения

$$\sin 2\theta_A \cos (\varphi_A - \psi_A) = 1,00 \pm 0,03,$$

$$\sin 2\theta_V \cos (\varphi_V - \psi_V) = 0,85 \pm 0,55,$$

квадратично зависящие от  $\varphi - \psi$ . Аналогичное положение и в случае эксперимента по  $je$ -корреляции в смешанных переходах, который упоминался выше в связи с анализом  $jev$ -корреляции. Из формул (47) видно, что он также содержит только косинусы относительных фаз.

Легко теперь получить оценки для самих величин  $\varphi - \psi$ :

$$-73^\circ \leq \varphi_V - \psi_V \leq 73^\circ, \quad -15^\circ \leq \varphi_A - \psi_A \leq 15^\circ. \quad (55)$$

Эти оценки соответствуют случаю полного опыта.

В случае максимального ограничения ( $V, A$ -теория с двухкомпонентным нейтрино) получим

$$-48^\circ \leq \varphi_V - \psi_V \leq 48^\circ, \quad -13^\circ \leq \varphi_A - \psi_A \leq 13^\circ. \quad (56)$$

Другие возможные случаи использования ограниченного полного опыта для оценки параметров  $\varphi - \psi$  собраны в табл. XI вместе с оценками границ параметров  $\theta_V$  и  $\theta_A$ , извлекаемыми, как указывалось, из анализа тех же экспериментов второй группы. Как следует из таблицы, отклонения в относительных фазах  $C_k$  и  $C'_k$  могут, в пределах экспериментальных ошибок, достигать  $10^\circ$  для  $A$ - и  $40^\circ$  для  $V$ -варианта.

Таблица XI

Анализ опытов второй группы

<div>Параметр</div> <div>Гипотеза</div>	$\theta_V$ , град	$\varphi_V - \psi_V$ , град	$\theta_A$ , град	$\varphi_A - \psi_A$ , град
<div>Нет</div> <div><math>S, T \neq 0</math> CP</div> <div><math>\theta = \pi/4</math></div>	$\pi/4 \pm 26$ $\pi/4 \pm 36$ $\pi/4$	$0 \pm 49$ $0$ $0 \pm 73$	$\pi/4 \pm 8$ $\pi/4 \pm 8$ $\pi/4$	$0 \pm 19$ $0$ $0 \pm 15$
<div>Нет</div> <div><math>S, T = 0</math> CP</div> <div><math>\theta = \pi/4</math></div>	$\pi/4 \pm 24$ $\pi/4 \pm 24$ $\pi/4$	$0 \pm 48$ $0$ $0 \pm 48$	$\pi/4 \pm 6,5$ $\pi/4 \pm 6,5$ $\pi/4$	$0 \pm 13$ $0$ $0 \pm 13$

В целом, объединяя данные экспериментов обеих групп, получим, что даже в случае максимально ограниченного полного опыта современные оценки дают

$\varphi_V - \psi_V = 0 \pm 48^\circ$ ,  $\varphi_A - \psi_A = 0 \pm 13^\circ$ ,  $1/2(\varphi_V - \varphi_A + \psi_V - \psi_A) = \pi \pm 2^\circ$ , (57) так что для наиболее интересных с точки зрения теории относительных фаз V- и A-вариантов получим

$$\varphi_V - \varphi_A = \pi \pm 31^\circ, \quad \psi_V - \psi_A = \pi \pm 31^\circ. \quad (58)$$

Такое положение целиком обусловлено тем фактом, что для вывода об относительных фазах V- и A-вариантов приходится использовать не только эффекты первого порядка по нарушению CP-четности, но также оказалось неизбежным использование эффектов второго порядка. При этом экспериментальная точность параметров резко занижается за счет влияния ошибок «плохих» опытов \*).

Таким образом, в связи с проблемой CP-четности в  $\beta$ -распаде возникает вопрос о постановке новых типов опытов, линейных по такому нарушению, а также о принципиальном уточнении границ относительных фаз констант  $C_k$  и  $C'_k$  в опытах второго порядка.

В первом случае представляет несомненный интерес исследование корреляции типа  $j_1 e j_2$  в зеркальных или аналоговых смешанных переходах. В такую корреляцию входит иная комбинация констант, нежели в  $j e v$ -корреляцию, что должно позволить получить новую информацию об относительных фазах V- и A-вариантов.

Во втором подходе, оставаясь в рамках изложенных экспериментов, необходимо прежде всего резкое уточнение экспериментов по поляризации электронов, и особенно в  $0^+ - 0^+$ -переходах. Необходимо отметить, однако, что поскольку ожидаемые эффекты по нарушению комбинированной четности меньше  $10^{-2}$ , то трудно ожидать каких-либо эффектов в экспериментах этого типа вплоть до точности  $10^{-4} - 10^{-5}$ , которая вряд ли сегодня может быть достигнута. Гораздо больший интерес, по-видимому, представляют поиски эффектов, линейно зависящих от  $\varphi_k - \psi_k$ .

Подводя итог по анализу полного опыта, кратко резюмируем выводы:

1. Эксперименты первых трех групп (8 из 13) позволяют в рамках полного опыта, без введения каких-либо ограничивающих теоретических

\*) Подобная ситуация отмечена в работе <sup>71</sup> для  $\mu - e$ -распада, где в ограниченном варианте V, A-теории с двухкомпонентным нейтрино ( $\varphi_A = \psi_A$ ,  $\varphi_V = \psi_V$ ) получена оценка  $|\varphi_A - \varphi_A| \leq 16^\circ$ .

гипотез, оценить все параметры  $V$ - и  $A$ -вариантов взаимодействия. В случае  $S$ - и  $T$ -вариантов они дают только ограничения на параметры  $N_S$  и  $N_T$ , не накладывая никаких ограничений на остальные параметры этих вариантов.

2. Анализ экспериментальных данных подтверждает три основные теоретические гипотезы: 1) гипотезу о  $V$ ,  $A$ -форме взаимодействия; 2) гипотезу двухкомпонентности нейтрино; 3) гипотезу о сохранении комбинированной четности в слабом взаимодействии.

Приведем экспериментальные оценки выполнимости каждой из гипотез.

3. Гипотеза о  $V$ ,  $A$ -форме взаимодействия подтверждается оценками вклада  $S$ - и  $T$ -вариантов. Эксперименты первой группы показывают, что

$$N_S/N_V = 0 \pm 0,41, \quad N_T/N_A = 0,04 \pm 0,06.$$

Для улучшения этих оценок следует в первую очередь провести новые эксперименты по  $e\nu$ -корреляции в  $0^+ \rightarrow 0^+$  или смешанных зеркальных или аналоговых  $\beta$ -переходах.

Другим, но неоднозначным путем анализа этих параметров является исследование фирцевских членов или изучение принципиально новых типов корреляций:  $\sigma j$ ,  $\sigma v$  и т. п., содержащих спин электрона  $\sigma$ . Анализ этих типов опытов на основе предположения  $C'_S = +C_S$ ,  $C'_T = +C_T$  позволяет уточнить оценки вклада  $S$ - и  $T$ -вариантов:  $N_S/N_V = 0,01 \pm 0,02$ ,  $N_T/N_A = 0,02 \pm 0,01$ . В случае, если  $C'_S = -C_S$ ,  $C'_T = -C_T$ , эксперименты этого типа будут давать отрицательный результат независимо от величины вкладов  $S$ - и  $T$ -вариантов.

С точки зрения исследования фирцевских членов интересно исследование  $ft$  в  $Al^{26}$  и  $C^{10}$ , а также уточнение опытов в гамов-теллеровских  $\beta$ -переходах.

4. Анализ выполнимости гипотезы о двухкомпонентности нейтрино существенно зависит от дополнительных теоретических предположений. Экспериментальные оценки в лучшем случае дают для параметров значения

$$\theta_V = \frac{\pi}{4} \pm 24^\circ, \quad \theta_V = \frac{\pi}{4} \pm 7^\circ.$$

Дальнейшее уточнение необходимо прежде всего для  $V$ -варианта и требует улучшения опытов по поляризации электронов (позитронов) в  $0^+ \rightarrow 0^+$  или зеркальных  $\beta$ -переходах. В гамов-теллеровских переходах наряду с поляризацией электронов может изучаться  $j_e$ -,  $j_\nu$ - или  $\beta\gamma$ - (циркулярная) корреляция.

5. Гипотеза о сохранении комбинированной ( $CP$ ) четности в слабом взаимодействии требует проверки как минимум трех параметров в опытах второй и третьей групп, квадратичных или линейных по отклонениям. Анализ экспериментов существенно зависит от дополнительных теоретических предположений и в лучшем случае дает

$$\begin{aligned} \varphi_V - \psi_V &= 0 \pm 48^\circ, & \varphi_A - \psi_A &= 0 \pm 13^\circ, \\ \varphi_V - \varphi_A &= \pi + 31,5^\circ, & \psi_V - \psi_A &= \pi + 31,5^\circ. \end{aligned}$$

Существующие оценки, таким образом, не позволяют проверить возможное нарушение  $CP$ -четности и требуют значительного улучшения. Такое улучшение может быть достигнуто, во-первых, за счет постановки новых типов экспериментов по тройным корреляциям, например  $j_1 j_2$ -корреляции в аналоговых или зеркальных  $\beta$ -переходах.

Представляет также интерес улучшение опытов по поляризации электронов в  $0^+ \rightarrow 0^+$  или зеркальных  $\beta$ -переходах, а также поиски новых экспериментов, линейных по параметру  $\Phi - \psi$  — относительной фазе констант  $C_h$  и  $C'_h$  одного и того же варианта взаимодействия.

6. В настоящее время в  $\beta$ -распаде в действительности осуществлен только ограниченный полный опыт с дополнительным предположением о  $V, A$ -варианте взаимодействия, зависящий от семи параметров: четырех модулей констант  $C_V, C'_V, C_A$  и  $C'_A$  и трех их относительных фаз, а также ограниченный полный опыт с предположением о сохранении  $CP$ -четности, зависящий от восьми действительных параметров  $C_h$  и  $C'_h$ . Реализация классического полного опыта потребовала бы не только уточнения всех уже осуществленных экспериментов, но и постановки новых типов экспериментов, например  $\sigma j, \sigma v, j_1 e j_2$  или  $\sigma j e$ .

В этом смысле общая ситуация с реализацией полного опыта в  $\beta$ -распаде оказывается аналогичной положению в  $\mu - e$ -распаде, где, согласно анализу И. И. Гуревича и Б. А. Никольского, в настоящее время принципиально может быть реализован только ограниченный полный опыт, например типа  $V, A$ <sup>71</sup>. Осуществление полного опыта в  $\mu - e$ -распаде также требует постановки новых типов экспериментов — экспериментов с детектированием распадных нейтрино.

Автор искренне благодарен Д. П. Гречухину, И. И. Гуревичу и И. С. Шапиро за ценные замечания.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
2. W. M. MacDonald, Phys. Rev. **101**, 51 (1955).
3. Л. А. Слив, Ю. И. Харитонов, ЯФ **1**, 1129 (1965).
4. R. V. Wallace, J. A. Welch, Phys. Rev. **117**, 1297 (1960).
5. W. L. Talbert, M. G. Stewart, Phys. Rev. **119**, 272 (1960).
6. Ю. В. Гапонов, ЖЭТФ **36**, 193 (1958).
7. J. D. Jackson, S. B. Treiman, H. W. W y l d, Nucl. Phys. **4**, 206 (1957).
8. Ю. П. Сулов, ЯФ **4**, 1187 (1966).
9. J. M. Freeman, J. G. Jenkin, G. Murray, W. E. Burcham, Phys. Rev. Lett. **16**, 959 (1966).
10. B. Chern, T. A. Helpern, L. Logue, Phys. Rev. **161**, 1116 (1967).
11. R. E. Bardin, C. A. Barnes, W. A. Fowler, P. A. Seeger, Phys. Rev. **127**, 583 (1962).
12. А. Н. Сосновский, П. Е. Спивак, Ю. А. Прокофьев, И. Е. Кутников, Ю. П. Добрынин, ЖЭТФ **36**, 1012 (1959).
13. C. P. Bhalla, Phys. Lett. **19**, 691 (1966).
14. C. J. Christensen, A. Nielsen, A. Bahnsen, W. K. Brown, B. M. Rustad, Phys. Lett. **26B**, 11 (1967).
15. R. Quivy, Congr. Inter. de Phys. Nucl., Paris, 1964.
16. B. Persson, J. Reynolds, Nucl. Phys. **66**, 439 (1965).
17. M. J. Canty, W. F. Davidson, R. D. Connor, Nucl. Phys. **85**, 317 (1966).
18. H. Daniel, G. T. Kaschl, H. Schmitt, K. Springer, Phys. Rev. **136**, B, 1240 (1964).
19. M. K. Ramaswamy, Ind. J. Phys. **33**, 285 (1959).
20. A. Williams, Nucl. Phys. **52**, 324 (1964).
21. Е. И. Бирюков, Н. С. Шиманская, Материалы XVIII ежегодн. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Рига, 1968.
22. J. B. Gerhart, Phys. Rev. **109**, 897 (1958).
23. H. Daniel, V. Schmidt-Rohr, Nucl. Phys. **7**, 516 (1958).
24. J. M. Robson Phys. Rev. **100**, 933 (1955); Canad. J. Phys. **36**, 1450 (1958).
25. Ю. В. Требуховский, В. В. Владимирский, В. А. Ергаков, В. К. Григорьев, ЖЭТФ **36**, 1314 (1959).
26. В. К. Григорьев, А. П. Гришин, В. В. Владимирский, Е. С. Никольский, Д. П. Жарков, ЯФ **6**, 329 (1967).
27. C. H. Johnson, F. Pleasonton, T. A. Carlson, Phys. Rev. **132**, 1149 (1963).
28. J. B. Vise B. M. Rustad, Phys. Rev. **132**, 2573 (1963).
29. J. S. Allen, R. L. Burman, W. B. Herrmannsfeldt, P. Stähelin, T. H. Braid, Phys. Rev. **116**, 134 (1959).
30. Г. В. Карташов, Н. А. Бургов, А. В. Давыдов, ЯФ **1**, 733 (1965).
31. Н. А. Бургов, Ю. В. Терехов, ЖЭТФ **35**, 932 (1958).

32. А. И. Алиханов, Слабые взаимодействия, новейшие исследования  $\beta$ -распада, М., Физматгиз, 1960.
33. J. von Klitzingen, Nucl. Phys. **75**, 145 (1966).
34. H. Wenzinger, J. Stiewe, H. Muusz, H. Leutz, Nucl. Phys. **A96**, 177 (1967).
35. П. Е. Спивак, Л. А. Микаэлян, И. Е. Кутиков, В. Ф. Апалин. ЖЭТФ **37**, 1168 (1959); **39**, 1479 (1960); Nucl. Phys. **23**, 169 (1961).
36. A. R. Brosi, A. I. Galonsky, B. H. Ketelle, H. B. Willard, Nucl. Phys. **33**, 353 (1962).
37. J. D. Ullman, H. Frauenfelder, H. J. Lipkin, A. Rossi, Phys. Rev. **122**, 536 (1961).
38. V. Eckardt, A. Ladage, U. V. Moellendorff, Phys. Lett. **13**, 53 (1964).
39. H. Bienlein, G. Felsner, K. Guthner, H. V. Issendorf, Z. Phys. **154**, 376 (1959).
40. R. Lonken, H. Rebel, Z. Phys. **194**, 234 (1966).
41. Д. М. Каминкер, В. М. Лобашов, В. А. Назаренко, Л. Ф. Саенко, Г. И. Харкевич, А. И. Егоров, ЖЭТФ **47**, 1668 (1964).
42. J. C. Hopkins, J. B. Gerhart, F. H. Schmidt, J. E. Stroth, Phys. Rev. **121**, 1185 (1961).
43. J. B. Gerhart, F. H. Schmidt, H. Bichsel, J. C. Hopkins, Phys. Rev. **114**, 1095 (1959).
44. M. Deutsch, B. Gittelman, R. W. Bauer, L. Grodzins, A. W. Sunyar, Phys. Rev. **107**, 1733 (1957).
45. A. Lundby, A. P. Patro, J. P. Stroot. Nuovo Cim. **6**, 745 (1957).
46. А. А. Петушков, И. В. Эстулин, УФН **82**, 253 (1964).
47. В. М. Лобашов, В. А. Назаренко, ЖЭТФ **42**, 370 (1962).
48. H. Appel, H. Schopper, Phys. Rev. **109**, 2211 (1958).
49. L. G. Mann, S. D. Bloom, R. J. Nagle, Nucl. Phys. **30**, 636 (1962).
50. H. Appel, H. Schopper, R. Blatter, Nucl. Phys. **30**, 688 (1962).
51. M. T. Burgu, V. E. Krohn, T. B. Novey, G. R. Ringo, V. L. Tegledi, Phys. Rev. **120**, 1829 (1960); Phys. Rev. **110**, 1214 (1958); Phys. Rev. Lett. **1**, 324 (1958).
52. E. D. Commins, D. A. Dobson, Phys. Rev. Lett. **10**, 347 (1963).
53. F. P. Calaprise, E. D. Commins, D. A. Dobson, Phys. Rev. **137B**, 1453 (1965).
54. M. Goldhaber, L. Grodzins, A. W. Sunyar, Phys. Rev. **109**, 1015 (1958); Nucl. Phys. **9**, 88 (1958/59).
55. M. A. Clark, J. M. Robson, Canad. J. Phys. **38**, 693 (1960); **39**, 13, 1 (1961).
56. Б. Г. Ерозолимский, Л. Н. Бондаренко, Ю. А. Мостовой, В. А. Обиняков, В. П. Захаров, В. Л. Титов, ЯФ **8**, 176 (1968).
57. F. P. Calaprise, E. D. Commins, H. H. Gibbs, L. Wick, Phys. Rev. Lett. **18**, 918 (1967).
58. E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, Phys. Rev. **110**, 787 (1958).
59. M. Morita, R. S. Morita, Phys. Rev. **107**, 1316 (1957).
60. H. Daniel, O. Mehling, O. Muller, K. Subudhi, Phys. Rev. **128**, 261 (1962).
61. R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
62. R. E. Marshak, E. C. G. Sudarshan, Phys. Rev. **109**, 1860 (1958).
63. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 405 (1957).
64. A. Salam, Nuovo Cim. **5**, 299 (1957).
65. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 407 (1957).
66. С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **29**, 698 (1955).
67. N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
68. S. L. Adler, Phys. Rev. Lett. **14**, 1051 (1965); W. I. Weisberger, Phys. Rev. Lett. **14**, 1047 (1965).
69. J. H. Christensen, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).
70. S. Matsuda, S. Oneda, P. Desai, Phys. Rev. **178**, 2129 (1969).
71. И. И. Гуревич, Б. А. Никольский, УФН **95**, 476 (1968).
72. Б. Г. Ерозолимский, УФН **95**, 521 (1968).
73. И. С. Цукерман, УФН **95**, 512 (1968).
74. C. S. Wu, Rev. Mod. Phys. **36**, 618 (1964).
75. Л. Б. Окунь, Слабое взаимодействие элементарных частиц, М., Физматгиз, 1963.
76. Проблемы нарушения  $CP$ -инвариантности, УФН **95**, 401 (1968).
77. Ю. С. Лютоостанский, ЯФ **10**, 198 (1969).