

С 324

Л-614



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ВОЛГОГРАДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
ИМ. А.С. СЕРАФИМОВИЧА

Э.М. Липманов

2113

**ИССЛЕДОВАНИЯ
ПО ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1965

Э.М. Липманов

2113

ИССЛЕДОВАНИЯ
ПО ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1.

В работе изучаются вопросы теории слабых взаимодействий элементарных частиц, касающиеся двух основных тем:

1) Симметрия слабых взаимодействий в связи с проблемой двух нейтрино и $(V-A)$ - типом связи.

2) Изотопические свойства слабых взаимодействий в связи с правилами $|\Delta T| = \frac{1}{2}$ и $|\Delta S| < 2$ для нелептонных процессов, проблемой двух нейтрино и отсутствием нейтральных лептонных токов - для лептонных процессов.

Первой теме посвящена часть 1 (§§ 1-5).

В части 2 (§§ 1-6) исследуются вопросы, относящиеся ко второй теме.

2.

Представление о том, что в природе существуют четыре нейтринных состояния (два вида нейтрино) существенно основано на предположении о наличии у лептонов сохраняющегося квантового числа, лептонного заряда, независимого от спиральности. Определенная необходимость введения в физику строго сохраняющегося лептонного квантового числа впервые появилась только в связи с экстраполяцией возрастающей точности экспериментальных указаний об отсутствии безнейтринного перехода электрон-мюон, $\mu \rightarrow e + \gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, $e + Z \rightarrow Z + \mu$. Определение лептонного заряда, согласно первоначальному предложению Зельдовича, Конопинского-Махмуда и Маркса (1953 г.), при котором электрон и мюон при одинаковых электрических зарядах различаются знаком лептонного заряда, является при этом наиболее естественным.

Указанное определение лептонного заряда в теории универсального четырехфермионного $(V-A)$ - взаимодействия, развитого Фейнманом и Гелл-Манном, Маршаком и Сударшаном, и Сакураи, приводит к противоречию с экспериментальными данными в отношении параметра Мишеля ($\rho = 0$) и поляризации частиц в μ -распаде. Разрешение этого противоречия (работа автора 1959 г.) достигается путем естественного

обобщения (V-A)-схемы слабых взаимодействий для лептонов и введения представления о двух зеркальных нейтрино, что наглядно отражено в форме матричного элемента для μ -распада

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\nu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \mu) (\bar{e} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu). \quad (1)$$

Здесь e , μ и ν — суть четырехкомпонентные дираковские волновые функции электрона, мюона и безмассового нейтрино, знак $-$ указывает на античастицу. Эквивалентом одного четырехкомпонентного нейтрино ν в [1] являются два двухкомпонентных нейтрино ν_e и $\bar{\nu}_{\mu}$, различающихся знаком спиральности при одинаковых значениях лептонного заряда.

Схема слабых взаимодействий с двумя нейтрино, одним лептонным зарядом и γ_5 -симметрией лептонов, предложенная автором в 1959 г., основана на следующих основных положениях:

1) Четыре осуществляющихся в природе нейтринных состояния следуют из классификации нейтральных безмассовых лептонов по знаку лептонного заряда и киральности (собственных значений оператора γ_5)

$$\begin{array}{cccc} & \nu_e & \nu_{\mu} & \bar{\nu}_e & \bar{\nu}_{\mu} \\ \ell & +1 & -1 & -1 & +1 \\ \gamma_5 & +1 & +1 & -1 & -1 \end{array} \quad (2)$$

2) Лагранжиан слабых взаимодействий инвариантен относительно следующих калибровочных γ_5 -преобразований:

$$e^{\pm} \rightarrow \pm \gamma_5 e^{\pm}, \quad \mu^{\pm} \rightarrow \mp \gamma_5 \mu^{\pm}. \quad (3)$$

3) Лептонные заряды электрона и мюона определены в виде (4)

$$\begin{array}{cccc} & e^- & \mu^- & e^+ & \mu^+ \\ \ell & +1 & -1 & -1 & +1 \\ Q & -1 & -1 & +1 & +1 \end{array} \quad (4)$$

В терминах двух нейтрино в этой схеме все лептоны обладают определенными киральностями в слабых взаимодействиях, но первоначальная (V-A) — схема обобщена таким образом, что киральности массивных лептонов привязаны не к лептонному заряду (определяющему "частицу"), а к их электрическому заряду.

Схема слабых взаимодействий с одним лептонным зарядом (2)-(4) является в настоящее время минимальной, наиболее экономной схемой с двумя нейтрино, хотя в случае тождественного равенства нулю нейтринной массы и токовой (V-A)-формы слабого взаимодействия не видно опытов, которые могли бы отличить ее от схемы с двумя различными, строго сохраняющимися лептонными зарядами.

В §§ 3, 4 части 1 обсуждается различие между схемой слабых взаимодействий с одним лептонным зарядом (2)-(4) и схемой слабых взаимодействий с двумя лептонными зарядами Швингера, Нишиджимы и Каваками и указаны возможные экспериментальные проявления различия этих схем в случае нарушения предположений Фейнмана-Гелл-Манна о V-связи или ток-токовой структуры взаимодействия в каких-то слабых процессах на каком-то уровне точности, а также в случае наличия конечной (малой) массы нейтрино. Предсказания в отношении возможности порождения слабыми взаимодействиями затравочной массы нейтрино или заряженных лептонов являются также принципиально различными в двух обсуждаемых схемах. Описание двух видов нейтрино одной четырехкомпонентной дираковской волновой функцией ν может иметь нетривиальный физический смысл (имеют смысл, в принципе, опыты типа, указанного Окунем на 11-й Женевской конференции по физике высоких энергий 1962 г.) только в схеме с одним лептонным зарядом.

В заключении части 1 работы обсуждается γ_5 -классификация ферми-части в слабых взаимодействиях как возможное (но не обязательное) далеко идущее обобщение лептонной схемы (2)-(4), обладающее спин-зарядовой симметрией.

3.

Сильные взаимодействия адронов обладают точной изотопической симметрией SU_2 . Более же высокая, унитарная симметрия SU_3 является сильно нарушенной для этих взаимодействий, но несмотря на такое нарушение, эта симметрия, по-видимому, имеет смысл и оказывается весьма плодотворной при изучении свойств адронов. Во второй части настоящей работы изучается возможность формулировки изотопической симметрии как своего рода высшей, сильно нарушенной симметрии слабых взаимодействий адронов, а также предпринята попытка формулировки нарушенных изотопических свойств лептонов.

Рассматривается модель с промежуточными векторными бозонами и предполагается одно общее изотопическое пространство для адронов, промежуточных бозонов и лептонов. При таком подходе эмпирические правила $|\Delta T| = \frac{1}{2}$ и $|\Delta S| < 2$ для нелептонных процессов, а также правила $|\Delta T| = 1$, $|\Delta T| = \frac{1}{2}$ и отсутствие нейтральных лептонных токов, экспериментально установленные для лептонных процессов, приобретают смысл "простых правил" нарушения изотопической симметрии слабых взаимодействий.

В § 2 решается задача о включении лептонов в шизонную модель слабых взаимодействий Ли и Янга. С этой целью предполагается новая формулировка аналогии между слабыми и электромагнитными взаимодействиями элементарных частиц, согласно которой

в слабые взаимодействия входит нейтральный ток без изменения странности, изотопическая структура которого ($T_3 - Y/2$, Y - гиперзаряд) является "дополнительной" по отношению к изотопической структуре электрического тока. Развивается представление о том, что отсутствие лептонных членов в этом токе является проявлением не отсутствия универсальности слабых взаимодействий, а существования у лептонов нарушенных изотопических свойств, подобных соответствующим свойствам промежуточных бозонов (смешивание частиц из различных изотопических мультиплетов). Реализация такого представления связывается с гипотезой о том, что в природе существуют еще не обнаруженные на опыте два новых тяжелых заряженных лептона e'^{+} и μ'^{+} , которые участвуют в слабых взаимодействиях соответственно в паре с теми же нейтрино ν_e и ν_μ , что и электрон и мюон.

В § 3 обсуждается возможность детектирования "каскадного мюона" μ'^{+} с массой $m > m_\mu$ в опытах с нейтрино высоких энергий, которые проводятся в настоящее время в Брукхейвене и ЦЕРНе. Получены формулы для спектров и полных вероятностей лептонных распадов μ'^{+} по каналам

$$\mu'^{+} \rightarrow \mu^{+} + 2\nu_\mu, \quad e^{+} + \nu_e + \nu_\mu, \quad (5)$$

которые характеризуются параметром Мишеля $\rho = 0$, а также для пионного распада,

$$\mu'^{+} \rightarrow \pi^{+} + \nu_\mu, \quad (6)$$

в предположении тождественности формфактора этого распада с формфактором $\pi_{\mu 2}$ -распада. В области масс $m \approx 5-10 m_\mu$ основным распадом μ'^{+} является однопионный распад (6), а при еще больших массах основными становятся лептонные распады (5). Идеальным прибором для детектирования μ'^{+} в опыте с ν_μ (от π^{+} или K^{+} -распадов) является водородная пузырьковая камеры, в которой реакция $\nu_\mu + p \rightarrow p + \mu'^{+}$ является единственно возможным "упругим" процессом. Весьма эффективными также могут оказаться поиски μ'^{+} среди положительно заряженных частиц, сопровождающих появление одиночных странных частиц в опыте с ν_μ .

Обсуждается также гипотеза о существовании тяжелого нейтрального лептона μ^0 , обладающего теми же квантовыми числами, что и мюон и мюонное нейтрино. Такое обсуждение представляется своевременным, поскольку нейтринные эксперименты представляют единственную возможность порождения таких лептонов, если они действительно существуют. Получены формулы для вероятностей лептонных и пионных распадов μ^0 . Имеющиеся экспериментальные данные (основным здесь является число наблюдавшихся лептонных пар в нейтринных опытах) позволяют заключить, что $m_0 > 1-1,5$ Гэв.

В §§ 4, 5 обсуждается возможный более глубокий смысл нарушенной изотопической симметрии слабых взаимодействий в связи с идеей Гелл-Манна и Захаряна о возможном восстановлении "нарушенной симметрии" в пределе больших переданных

4-импульсов взаимодействующих частиц. Шизонная модель слабых взаимодействий Ли и Янга несовместима с такой возможностью.

Показано, что условие "минимального" нарушения изотопической симметрии полуслабых взаимодействий адронных токов с промежуточными бозонами, при котором единственной причиной нарушения симметрии "предварительного" изотопически инвариантного лагранжиана взаимодействия является смешение промежуточных бозонов с одинаковыми строго сохраняющимися в слабых взаимодействиях квантовыми числами, весьма естественным образом приводит к правилам отбора $|\Delta T| = \frac{1}{2}$ и $|\Delta S| < 2$ и позволяет объяснить нарушение универсальности константы связи слабых четырехфермионных процессов с изменением странности исходя из полной универсальности на уровне полуслабых взаимодействий. В рамках такой схемы минимального нарушения изотопической симметрии слабых взаимодействий появляется также конкретный "механизм" нарушения CP-инвариантности нелептонных слабых взаимодействий таким образом, что в приближении отсутствия смешения бозонов должны были бы восстанавливаться одновременно как изотопическая симметрия, так и CP-инвариантность.

"Предварительный" изотопически и CP-инвариантный лагранжиан взаимодействия слабых токов с промежуточными векторными бозонами записывается в виде:

$$L_{ax} = \frac{g}{\sqrt{2}} [j_a^V X_a^V + j_a^D X_a^D + f j_a^{U(0)} X_a^{U(0)}], \quad (7)$$

где X_a^V есть изотопически векторный бозон, X_a^D - изоспинорный, $X_a^{U(0)}$ - нейтральный изоскалярный бозон, а j_a^V , j_a^D , $j_a^{U(0)}$ - соответствующие нормированные адронные токи. Ввиду отсутствия нейтральных лептонных токов лептонные члены включены только в заряженный изовекторный ток $j_a^{V(\pm)}$. Массы всех X-бозонов считаются равными, $M_V = M_D = M_U = M$. Смешение бозонов из различных изомультиплетов достигается включением в лагранжиан свободных полей недиагонального массового члена,

$$\Delta L = -\left(\frac{M}{2}\right)^2 [X^{V(+)} X^{D(-)} + X^{V(-)} X^{D(+)} + X^{U(0)} X_1^{D(0)} + X^{U(0)} X_2^{D(0)}], \quad (8)$$

где $X_1^{D(0)}$ и $X_2^{D(0)}$ - суть действительная и мнимая части комплексного $X^{D(0)}$ -поля. "Недиагональная масса" в некотором смысле является динамической основой "шизонов" Ли и Янга.

Результирующее выражение для лагранжиана полуслабых взаимодействий заряженных адронных и лептонных токов имеет вид:

$$L_w^{(\pm)} = \frac{g}{2} [(l^{(+)} + j^{V(+)} + j^{D(+)} W^{(+)} + (l^{(+)} + j^{V(+)} - j^{D(+)} W^{(+)} + k.c.)], \quad (9)$$

где $l^{(\pm)}$ - суть заряженные лептонные токи, а W - бозоны, суть симметричные суперпозиции X-полей.

Лагранжиан (9) описывает универсальное полуслабое взаимодействие в том смысле, что имеется только одна константа связи для лептонных токов и адронных токов без изменения и с изменением странности и входят обе возможные линейно-независимые комбинации последних, $(j^V + j^D)$ и $(j^V - j^D)$. Слабые процессы с виртуальными W и W' -бозонами всегда являются когерентными и интерферируют между собой, так что они могут быть охарактеризованы общим эффективным пропагатором. При этом появляются только два типа эффективных пропагаторов - для процессов без изменения странности (конструктивная интерференция) и для процессов с изменением странности (деструктивная интерференция). По этой причине при малых переданных 4-импульсах, $q^2 \rightarrow 0$, константа слабых взаимодействий с изменением адронной странности оказывается подавленной. Подавление процессов с изменением странности должно усиливаться с ростом q^2 , что могло бы в принципе быть замечено в опытах с антинейтрино высоких энергий (измерение отношения сечений реакций $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \Lambda + \mu^+$ и $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$), если бы были достижимы столь большие переданные импульсы, что $q^2 \approx M^2$.

Для лагранжиана полуслабых взаимодействий нейтральных адронных токов получено следующее результирующее выражение:

$$L_W^{(0)} = 2^{-3/2} g^2 \{ [\sqrt{2} j^{V(0)} - j^{D(0)} - j^{D(0)*}] W_1^{(0)} + [\sqrt{2} j^{V(0)} + j^{D(0)} + j^{D(0)*}] W_2^{(0)} + [-i(j^{D(0)} - j^{D(0)*}) + \sqrt{2} f j^{U(0)}] W_3^{(0)} + [i(j^{D(0)} - j^{D(0)*}) + \sqrt{2} f j^{U(0)}] W_4^{(0)} \} \quad (10)$$

В приближении g^2 лагранжианы (9) и (10) обеспечивают строгое выполнение правил $|\Delta T| = \frac{1}{2}$ и $|\Delta S| < 2$ для лептонных и нелептонных процессов.

Лагранжиан (10) приводит к нарушению CP-инвариантности слабых взаимодействий которое обсуждается в § 6. За нарушение сохранения комбинированной четности в (10) ответственны $W_3^{(0)}$ и $W_4^{(0)}$ -бозоны, которые связаны одновременно с токами, обладающими различными CP-четностями, $j^{U(0)}$ и $(j^{D(0)} - j^{D(0)*})$, $CP j^{U(0)} = +j^{U(0)}$, $CP j^{D(0)} = +j^{D(0)}$. В этом смысле нарушение CP, в отличие от несохранения пространственной четности, является "локализованным". Если ток $j^{U(0)}$ действительно является изоскаляром, то в нелептонных CP-неинвариантных процессах с изменением странности должно выполняться правило $|\Delta T| = \frac{1}{2}$, т.е. должно быть

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- / K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 = 2. \quad (11)$$

Из сравнения с экспериментальными данными принстонской группы о нарушении CP-четности в K_2^0 -распаде следует оценка

$$f = 2 \cdot 10^{-3}. \quad (12)$$

В § 6 обсуждается также гипотеза о том, что симметричные нейтральные лептонные токи, которые отсутствуют в CP-инвариантных слабых взаимодействиях, входят в CP-четный изоскалярный нейтральный ток $j_a^{U(0)}$ и поэтому могут обнаружиться в меняющих адронную странность слабых процессах, описываемых CP-нечетными амплитудами, например, в следующих распадах

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-, \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu}, \\ K^+ \rightarrow \pi^+ + \mu^+ + \mu^-, \quad K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \ell + \bar{\ell}. \quad (13)$$

Распад $K_2^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, описываемый CP-четной амплитудой, должен отсутствовать.

С помощью (12) получена оценка

$$\Gamma_+ (\pi^+ \ell \bar{\ell}) / \Gamma_+ = 10^{-7}, \quad (14)$$

где $\ell = e$ или ν , что на порядок меньше экспериментального предела $1,1 \cdot 10^{-6}$, найденного беркли-висконсинской группой. Отличить первичные лептонные пары от электромагнитно индуцированных лептонных пар возможно при измерении продольной или поперечной (последняя - от интерференции слабого и электромагнитного вкладов) поляризации заряженных лептонов.

Эффекты несохранения четности в электромагнитных взаимодействиях, согласно (12), очень малы $\approx \alpha f^2 G$.

Если масса промежуточных бозонов не очень велика по сравнению с нуклонной массой, то в опытах со встречными электронно-позитронными пучками, возможно, недалекого будущего, появится интересная возможность резонансного рождения одиночных странных частиц ($K^+ \pi^+$ и др.). При $M_W \approx 2$ Гэв и экспериментальной ширине спектра $\Delta E \approx 1$ Мэв усредненное резонансное сечение,

$$\bar{\sigma}_R = 2\pi^2 \lambda^2 (2j+1) \frac{\Gamma_i}{\Gamma} \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \frac{\Gamma}{\Delta E}, \quad (15)$$

где $\Gamma_i = 4 \cdot 10^{-6} \Gamma$ есть парциальная ширина распада промежуточного бозона на электронно-позитронную пару $W^{(0)} \rightarrow e^+ + e^-$, $\Gamma_f = \Gamma = 10^{-2}$ Мэв - парциальная ширина относительно нелептонных распадов, j - спин бозона, а Γ - полная ширина $W^{(0)}$ -бозона, равно $\bar{\sigma}_R \approx 10^{-34}$ см². Согласно (10), должны существовать два очень высоких узких резонанса в сечении образования одиночных странных частиц встречными электронно-позитронными пучками, расстояние между которыми равно $E_{2R} - E_{1R} \approx M/4$.

Возможно, что в пределе больших переданных 4-импульсов роль недиагональных массовых членов (8) станет пренебрежимо малой и слабые взаимодействия будут точно описываться симметричным лагранжианом (7). Такая возможность тесно связана с гипотезой о том, что в указанном пределе все слабые токи сохраняются $q_\nu, j_\nu \rightarrow 0$ при $q^2 \rightarrow \infty$.

Высказывается предположение, что "предварительный" лагранжиан обладает также симметрией, более высокой, чем изотопическая, возможно, унитарной симметрией восьмичленного пути. Существенное нарушение универсальности константы связи для $X^{U(0)}$ -бозона в лагранжиане (7), (12), следует тогда рассматривать как указание на то, что бозон $X^{U(0)}$ и нейтральный изоскалярный ток $j^{U(0)}$, включающий симметричные лептонные пары, являются синглетами в смысле такой "высшей симметрии".

Основное содержание диссертации опубликовано в следующих статьях:

1. Э.М.Липманов. ЖЭТФ, 37, 1054, 1959.
2. Э.М.Липманов. ЖЭТФ, 38, 1233, 1960.
3. Э.М.Липманов. Известия Вузов, Физика, 3, 140, 1961.
4. Э.М.Липманов. ЖЭТФ, 43, 893, 1962.
5. Э.М.Липманов. ЖЭТФ, 44, 1396, 1963.
6. Э.М.Липманов. Nucl. Phys., 53, 350 (1964).
7. Э.М.Липманов. ЖЭТФ, 46, 1917, 1964.
8. Э.М.Липманов. ЖЭТФ, 47, 360, 1964.
9. Э.М.Липманов. ЖЭТФ, 48, № 2, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 апреля 1965 г.