ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.Г.СОЛОВЬЕВ

ГИПОТЕЗА СОХРАНЕНИЯ ТОЛЬКО КОМБИНИРОВАННОЙ ЧЕТНОСТИ В СИЛЬНЫХ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Nucl. Phys., 1958, v6, n4, p 618-624.

1957 год

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.Г.СОЛОВЬЕВ

ГИПОТЕЗА СОХРАНЕНИЯ ТОЛЬКО КОМБИНИРОВАННОЙ ЧЕТНОСТИ В СИЛЬНЫХ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

1957 год

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрены следствия, вытекающие из гипотезы сохранения только комбинированной четности IC в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях. Показано, что гипотеза не противоречит существующим экспериментальным данным, для подтверждения же правильности ее следует провести более точные поляризационные эксперименты. Получены ренормируемые лагранжианы взаимодействия нуклонов, гиперонов, K и π -мезонов, инвариантные относительно операции IC . Показано, что ренормируемые сильные взаимодействия π -мезонов с нуклонами, каскадными гиперонами и K-мезонами, не инвариантные относительно операции пространственного отражения I , но инвариантные относительно IC , не могут быть записаны в зарядово-инвариантном виде.

I. Инвариантность лагранжиана относительно операций отражения пространственных координат I, времени T и зарядового сопряжения C связана с фундаментальными свойствами пространства-времени и заряда. Экспериментальное доказательство несохранения четности I в слабых взаимодействиях является весьма существенным шагом в изучении основных свойств пространства-времени. Поскольку инвариантность относительно операции пространственного отражения связана с весьма общими свойствами пространства-времени, то создавшееся в настоящее время положение кажется весьма неестественным, так как с одной стороны доказано, что четность I не сохраняется в слабых взаимодействиях, и с другой стороны считается, что четность I строго сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

Поэтому была выдвинута следующая гипотеза[I]: в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях элементарных частиц локальных и нелокальных теорий должен выполняться закон сохранения только комбинированной четности IC, введенной Л.Д.Ландау[2] и Ли и Янгом[3]. Следует заметить, что в одних случаях сохранение комбинированной четности ведет к сохранению пространственной четности, в других же случаях пространственная четность не будет сохраняться.

В настоящей работе рассмотрены следствия, вытекающие из этой гипотезы.

2. Рассмотрим преобразование IC, аналогично тому, как это сделано в [4], т.е. преобразование пространственных координат $x_k = -x_k$ (K=I,2,3) и преобразование частицы в античастицу.

Оператор электрического заряда

$$Q = (-i)\int j_4(x)\,dx \qquad (I)$$

при преобразовании IC изменит знак. Известно, что оператор энергии импульса P_μ удовлетворяет следующему коммутативному соотношению

$$i\left[P_\mu, f\right] = -\frac{\partial f}{\partial x_\mu}, \quad (\mu = 1, 2, 3, 4) \qquad (2)$$

где f - оператор поля.

При операции IC $x'_k = -x_k,\ x'_4 = x_4$ поэтому для сохранения (2) P_μ должен преобразоваться так:

$$P'_k = -P_k, \quad P'_4 = P_4, \qquad (3)$$

инверсии операторов поля при IC нет.

Известно, что операторы поля f при градиентном преобразовании умножаются на $e^{i\alpha}$, а эрмитовски сопряженные f^+ на $e^{-i\alpha}$, в соответствии с этим имеются два вида коммутационных соотношений.

$$[Q, f] = -f, \quad [Q, f^+] = f^+. \qquad (4)$$

При операции IC $Q' = -Q$, поэтому для сохранения (4) f должно переходить в f^+ и обратно.

Таким образом, при операции IC операторы поля должны преобразоваться следующим образом:

а) спинорное поле (нуклон, гиперон)

$$\psi'(x) = \mathcal{S}^{-1}\psi^{+}(-\vec{x}, x_4) ,$$

$$\psi'^{+}(x) = \psi(-\vec{x}, x_4)\,\mathcal{S} , \qquad (5)$$

причем $\mathcal{S}\gamma_\mu\mathcal{S}^{-1} = -\gamma_\mu^{T}$, $\gamma_4 = \beta$, $\gamma_k = \beta\alpha_k$,

б) псевдоскалярное поле / $\mathcal{P}$ -мезон/

$$\phi_0'(x) = -\phi_0(-\vec{x}, x_4)$$

$$\phi'(x) = -\phi^{*}(-\vec{x}, x_4) \qquad (6)$$

в) псевдоскалярное поле / К-мезон/

$$K_0'(x) = -K_0^{*}(-\vec{x}, x_4) ,$$

$$K'(x) = -K^{*}(-\vec{x}, x_4) \qquad (7)$$

г) электромагнитное поле

$$A_k'(x) = A_k(-\vec{x}, x_4) ,$$

$$A_4'(x) = -A_4(-\vec{x}, x_4) . \qquad (8)$$

В дальнейшем считаем связь спина со статистикой уже установленной, а операторы кинематически независимых спинор-полей - антикоммутирующими.

3. Найдем уравнения для операторов поля, инвариантные относительно операции IC и посмотрим, будут ли они отличаться от уравнений Дирака. Лагранжиан свободного спинорного поля, инвариантный относительно операции IC, запишем в следующем виде:

$$L_0(x) = \frac{i}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \frac{\partial \psi(x)}{\partial x_\mu} - \frac{\partial \bar{\psi}(x)}{\partial x_\mu} \gamma_\mu \psi(x) \right\} +$$

$$+ \frac{1}{2} \left\{ \bar{\psi}(x) \gamma_5 \gamma_\mu \frac{\partial \psi(x)}{\partial x_\mu} - \frac{\partial \bar{\psi}(x)}{\partial x_\mu} \gamma_5 \gamma_\mu \psi(x) \right\} - m \bar{\psi}(x) \psi(x). \tag{9}$$

Численные коэффициенты в (9) подобраны так, чтобы операторы ψ, $\bar{\psi}$ удовлетворяли уравнениям

$$(\Box - m^2)\psi = 0 \quad , \quad (\Box - m^2)\bar{\psi} = 0.$$

Заметим, что слагаемой в (9), содержащее матрицу γ_5, не инвариантно относительно операции пространственного отражения I. Уравнения для операторов поля найдем в виде

$$\left\{ -i \Gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m \right\} \psi(x) = 0 ,$$

$$\bar{\psi}(x) \left\{ i \Gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m \right\} = 0 , \tag{10}$$

где

$$\Gamma_\mu = (\sqrt{2} - i \gamma_5) \gamma_\mu .$$

Так как матрицы Γ_μ удовлетворяют соотношению

$$\Gamma_\mu \Gamma_\nu + \Gamma_\nu \Gamma_\mu = \delta_{\mu\nu} , \tag{II}$$

то отсюда следует, что уравнения (I0) являются уравнениями Дирака с другим представлением матриц γ_μ. Действительно, проведем унитарное преобразование

$$\psi' = S\psi , \quad S\Gamma_\mu S^{-1} = \gamma_\mu ;$$

где

$$S = \frac{1}{2}\left\{\left(\sqrt{\sqrt{2}+1} + \sqrt{\sqrt{2}-1}\right) + i\gamma_5\left(\sqrt{\sqrt{2}+1} - \sqrt{\sqrt{2}-1}\right)\right\} . \tag{I2}$$

Тогда уравнение

$$\left\{-i\Gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m\right\}\psi(x) = 0$$

перейдем в уравнение

$$\left\{-i\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m\right\}\psi(x) = 0 .$$

Таким образом, наша гипотеза о сохранении только комбинированной четности не изменяет уравнения Дирака для частицы с массой m, отличной от нуля и, как показано ранее, в случае $m = 0$ ведет к возможности теории двухкомпонентного нейтрино.

4. Как показано в[2], в случае сохранения комбинированной четности частицы не могут иметь электрических дипольных моментов. Поэтому весьма точные эксперименты, установившие верхний предел величины электрического дипольного момента, например, нейтрона, не противоречат выдвинутой гипотезе.

Известно, что с довольно большой точностью выполняется правило отбора по четности в атомной спектроскопии. Поэтому рассмотрим подробнее, не противоречат ли эти данные нашей гипотезе. Лагранжиан спинорного поля, взаимодействующего с электромагнитным полем, инвариантный относительно операции IC, можно записать в следующем виде:

$$L_1'(x) = \bar{\Psi}(x)\left[-i\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ieA_\mu\right) + m + e'\gamma_5\gamma_\mu A_\mu\right]\Psi(x) + \text{э. с.} \qquad (13)$$

Дополнительный член взаимодействия e' градиентно-неинвариантен, поэтому его следует отбросить.

Таким образом, в случае квантовой электродинамики вследствие условия градиентной инвариантности, требование инвариантности относительно операции IC автоматически приводит к инвариантности по отношению к операции пространственного отражения I. Поэтому экспериментальные данные из области атомной спектроскопии не могут также противоречить нашей гипотезе.

5. Рассмотрим взаимодействие π -мезонного поля с нуклонным. Ренормируемый лагранжиан взаимодействия нуклонного поля с π -мезонным, инвариантный относительно операции IC, получим в следующем виде:

$$L = g\left(\bar{\Psi}_p\gamma_5\Psi_n\phi + \bar{\Psi}_n\gamma_5\Psi_p\phi^*\right) + g_0'\bar{\Psi}_p\gamma_5\Psi_p\phi_0 + g_0''\left(\bar{\Psi}_n\gamma_5\Psi_n\right)\phi_0 + ig'\left(\bar{\Psi}_p\Psi_n\phi - \bar{\Psi}_n\Psi_p\phi^*\right), \qquad (14)$$

причем g, g_0', g_5'', g' – действительные величины. Последний член g' не инвариантен относительно операции пространственного отражения, он дает принципиальную возможность проверки выдвинутой выше гипотезы. Известно, что взаимодействие π-мезонов с нуклонами, где четность I сохраняется, может быть записано в изотопически-инвариантном виде. Из (I4) видно, что член g'' не может быть записан в зарядово-инвариантной форме. Таким образом дополнительный член g' в лагранжиане (I4) ведет не только к несохранению четности, но также к нарушению гипотезы зарядовой инвариантности. Не исключена возможность того, что из-за нарушения зарядовой инвариантности, член g' может быть отброшен.

6. На сохранение пространственной четности I в сильных взаимодействиях при предположении сохранения комбинированной четности IC во всех взаимодействиях указывают данные ядерной спектроскопии и поляризационные эксперименты. На основании поляризационных экспериментов [5] можно сказать, что вклад членов, ответственных за нарушение четности, повидимому, невелик. Для проверки выдвинутой нами гипотезы следует провести точные эксперименты по измерению во втором рассеянии асимметрии относительно плоскости первого рассеяния при взаимодействии нуклонов с нуклонами и ядрами. Матричные элементы упругого рассеяния частиц спина I/2 на частицах спина 0 и I/2, инвариантные относительно операции IC, имеют следующий вид:

$$M\left(\tfrac{1}{2},0\right)=\bar{\Psi}(p_2')\left[A+B\gamma_\mu k_\mu+C\gamma_5\gamma_\mu k_\mu\right]\Psi(p_2)\,\Phi(p_1)\,\Phi^*(p_1'),\qquad (15)$$

$$\mathcal{M}\left(\tfrac{1}{2},\tfrac{1}{2}\right)=\bar{\psi}(p_2')\,\bar{\psi}(p_1')\Big[a_1 a_2 + b_1 b_2 (\gamma_\mu k_{1\mu})_2 (\gamma_\nu k_{2\nu})_1 +$$

$$+ c_1 c_2 (\gamma_5 \gamma_\mu k_{1\mu})_2 (\gamma_5 \gamma_\nu k_{2\nu})_1 + d\,(\gamma_5)_2 (\gamma_5)_1 + a_2 b_1 (\gamma_\mu k_{2\mu})_1 +$$

$$+ a_1 b_2 (\gamma_\mu k_{1\mu})_2 + a_2 c_1 (\gamma_5 \gamma_\mu k_{2\mu})_1 + a_1 c_2 (\gamma_5 \gamma_\mu k_{1\mu})_2 +$$

$$+ b_2 c_1 (\gamma_\mu k_{1\mu})_2 (\gamma_5 \gamma_\nu k_{2\nu})_1 + b_1 c_2 (\gamma_\mu k_{2\mu})_1 (\gamma_5 \gamma_\nu k_{1\nu})_2 \Big] \psi(p_1)\,\psi(p_2)\,, \qquad (16)$$

где $k_1=\dfrac{p_1+p_1'}{2}$, $k_2=\dfrac{p_2+p_2'}{2}$.

Члены, содержащие $C\gamma_5\gamma_\mu k_{1\mu}$ в (I5) и $a_1 c_2 (\gamma_5\gamma_\mu k_{1\mu})_2$, $a_2 c_1 (\gamma_5 \gamma_\mu k_{2\mu})_1$, $b_1 c_2 (\gamma_\mu k_{2\mu})_1 (\gamma_5\gamma_\nu k_{1\nu})_2$; $b_2 c_1 (\gamma_\mu k_{1\mu})_2 (\gamma_5 \gamma_\nu k_{2\nu})_1$ в (16) ответственны за нарушение пространственной четности I. Если пучок протонов поляризован при первом рассеянии, то вышеуказанные члены должны приводить к асимметрии во втором рассеянии относительно плоскости первого рассеяния. Известно,(6) что если четность I сохраняется, то такой асимметрии не возникает.

7. Перейдем к рассмотрению К-мезонов и гиперонов. Как известно, К-мезон распадается как на два, так и на три π-мезона. Эти распады при сохранении пространственной четности I нельзя объяснить, не вводя или частиц с неопределенной четностью (7), или дуплетов по четности (8). При предположении сохранения только комбинированной четности IC К-мезон может распадаться как на два, так и на три π-мезона. Считая, что К-мезон - псевдоскаляр, получим лагранжиан, ответственный за распад К-мезона на 2 и 3 π-мезона, в следующем

виде:

$$\begin{aligned} L(x) = & \, i C_1 (K \phi^* \phi_0 - K^* \phi \phi_0) + \\ & + i C_2 (K_0 - K_0^*) \phi^* \phi + \\ & + i C_3 (K_0 - K_0^*) \phi_0 \phi_0 + \\ & + C_4 (K \phi^* \phi \phi^* + K^* \phi \phi^* \phi) + \\ & + C_5 (K_0 \phi^* \phi_0 \phi_0 + K^* \phi \phi_0 \phi_0) + \\ & + C_6 (K_0 + K_0^*) \phi_0 \phi \phi^* + \\ & + C_7 (K_0 + K_0^*) \phi_0 \phi_0 \phi_0 . \end{aligned} \qquad (17)$$

Заметим, что слагаемые (17) C_1, C_2, C_3 не инвариантны относительно операции пространственного отражения, константы взаимодействия их - мнимые. Из (17) видно, что θ_1^0 -частица распадается на 3π, а θ_2^0 - на 2π -мезона. Если же К-мезон - скалярная частица, то четность I не будет сохраняться в тех членах (17), которые соответствуют распаду К-мезона на 3π -мезона. В этом случае θ_1^0 -частица будет распадаться на 2π -мезона, а θ_2^0 -частица - на 3π -мезона.

8. Для объяснения экспериментальных данных Ю.Швингер [7] предположил существование сильного К-π - взаимодействия. Лагранжиан этого взаимодействия ему удалось построить, считая, что К-мезоны не обладают определенной четностью. Гипотеза о сохранении комбинированной четности позволяет написать лагранжиан сильного К-π - взаимодействия в следующем виде:

$$L_{K\pi} = i g_{K\pi} \{ K^* K_0 \phi - K K_0^* \phi^* \} . \qquad (18)$$

Этот лагранжиан не инвариантен относительно вращений в простран‑

стве изотопического спина. Таким образом, локальный лагранжиан прямого K - π - взаимодействия, инвариантный относительно операции IC , не может быть записан в зарядово-инвариантной форме. Заметим, что нелокальный лагранжиан взаимодействия (например, лагранжиан, где разделены положительно и отрицательно-частотные части волновых функций) может быть записан в зарядово-инвариантной форме.

9. А.Салам(9) нашел лагранжиан сильного взаимодействия нуклонов и гиперонов с K и π - мезонами, инвариантный относительно операций I , C , T . Построим добавку $\mathcal{L}'$ к этому лагранжиану, инвариантную относительно операции IC , но в которой I и C не сохраняются порознь. Сохраняя, в основном, обозначения (9) и предполагая, что K-мезон - скаляр, получим $\mathcal{L}'$ в следующем виде(10):

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}' = {} & i g_1' (\bar\psi_p \psi_n \phi - \bar\psi_n \psi_p \phi^*) + \\
& + i g_2' (\bar\Lambda \phi^\lambda \Sigma^\lambda - \bar\Sigma^\lambda \phi^\lambda \Lambda) + \\
& + g_3' \frac{1}{2i} Sp(\tau^\lambda \tau^{\lambda'} \tau^{\lambda''}) \bar\Sigma^\lambda \phi^{\lambda'} \Sigma^{\lambda''} + \\
& + i g_4' (\bar\Xi^- \Xi^0 \phi^* - \bar\Xi^0 \Xi^- \phi) + \\
& + i g_5' (\bar N \gamma_5 \Lambda \theta - \bar\Lambda \theta^* \gamma_5 N) + \\
& + i g_6' (\bar N \gamma_5 \tau^\lambda \Sigma^\lambda \theta - \theta^* \bar\Sigma^\lambda \tau^\lambda N) + \\
& + g_7' (\bar\Xi \gamma_5 \tau^2 \theta^* \Lambda + \bar\Lambda \theta \gamma_5 \tau_2 \Xi) + \\
& + g_8' (\bar\Xi \gamma_5 \tau^2 \tau^\lambda \Sigma^\lambda \theta^* + \theta \tau^\lambda \bar\Sigma^\lambda \tau^2 \gamma_5 \Xi),
\end{aligned}
\qquad (19)
$$

причем $g_1', \ldots, g_2'$ - действительные величины. Если K-мезон имеет отрицательную внутреннюю четность (псевдоскаляр), то в слагаемых g_5', g_6', g_7', g_8' матрицу γ_5 следует заметить на 1. Их (I9) видно, что кроме членов взаимодействия нуклонов и каскадных гиперонов с π -мезонами все остальные взаимодействия можно записать в виде, инвариантном относительно вращений в пространстве изотопического спина.

Таким образом, ренормируемые взаимодействия, где I и C не сохраняются порознь, могут быть записаны в зарядово-инвариантном виде, если они содержат только такие вершины, где фермион изменяет хотя бы одну из своих основных характеристик: массу, электрический заряд, странность. Это относится к взаимодействию K-мезонов с барионами и π -мезонов с Λ и Σ -гиперонами. Так же часть лагранжиана взаимодействия, которая содержит такие вершины, где начальный и конечный фермион отличается только по импульсу, не может быть записана в изотопически-инвариантном виде. Это относится к взаимодействию нуклонов и каскадных гиперонов с π -мезонами.

Заметим, что взаимодействия, инвариантные относительно IC, сохраняют J_z - компоненту изотопического спина и соотношение, связывающее J_z число нуклонов минус число антинуклонов n и странность S с электрическим зарядом, т.е.

$$\frac{Q}{e} = J_z + \frac{n+S}{2} .$$

Таким образом, гипотеза сохранения только комбинированной четности приводит как к простому объяснению распадов, так и к возможности построения прямого и сильного $K - \pi$ - взаимодействия. Но появляется новая трудность: невозможно написать все ренормирруемые и локальные лагранжианы взаимодействия, инвариантные относительно IC, в зарядово-инвариантной форме.

10. Мы ограничим свое рассмотрение только перенормируемыми лагранжианами взаимодействия. Следует заметить, что разделение лагранжиана взаимодействия на ренормируемые и неренормируемые части проведено на основании разложения S-матрицы в ряд по степеням константы связи. Однако, как показано в [11], между ренормируемыми и неренормируемыми теориями имеется существенное физическое различие. Лагранжианы взаимодействия неренормируемых теорий представляют собой "обломки" нелокализованных взаимодействий, представленных как бы в локализованном виде. Мы не касаемся в настоящей работе нелокальных теорий, но заметим, что гипотеза сохранения только комбинированной четности может оказаться существенной при построении теории нелокального взаимодействия.

Далее, не исключена возможность того, что существующие в природе сильн~~ого~~ые взаимодействия должны быть зарядово-инвариантными. В этом случае в матричных элементах (15),(16) слагаемые, неинвариантные относительно операции пространственного отражения I, должны появляться как вследствие участия виртуальных К-мезонов и гиперонов, так и нелокальных взаимодействий. Поэтому эффект асимметрии во втором рассеянии относительно плоскости первого рассеяния должен проявляться, вероятно, при достаточно высоких энергиях.

В заключение выражаю глубокую благодарность Н.Н.Боголюбову, А.А.Логунову и М.А.Маркову за интересные обсуждения.

Литература

I. В.Г.Соловьев, ЖЭТФ (в печати).

2. Л.Д.Ландау, ЖЭТФ 32, 405 (I957).

3. T.D. Lee a. C.N. Yang Phys.Rev. 105, 1671 (1957).

4. W. Pauli Niels Behr and the Development of Physics, Pergamon Press, London, 1955.

5. O. Chamberlam, E. Segre, Tripp, C Wiegand a. T. Ypselantis Phys.Rev. 93, 1430 (1954).

5.

6. L. Wolfenstein a. T Ashkin Phys. 85, 947 (1952)

7. T. Schwinger Phys. Rev. 104, 1164 (1956).

8. T.D. Lee a. C.N. Yang Phys. Rev., 102, 290, 104, 822 (1956).

9. A. Salam Nuclear Phys. 2, 173 (1956).

IO. В.Г.Соловьев, ЖЭТФ (в печати)

II. Н.Н.Боголюбов и Д.В.Ширков, УФН, 57, 3, (I955).