Доклады Академии наук СССР
1955. Том 104, № 2

ФИЗИКА

В. В. ЧАВЧАНИДЗЕ

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ БОЗОН-ФЕРМИОННЫХ ПОЛЕЙ

(Представлено академиком Н. Н. Боголюбовым 8 IV 1955)

Как известно, обычный способ написания лагранжиана взаимодействия сводится к умножению друг на друга таких комбинаций полевых функций или производных полевых функций взаимодействующих полей, которые образуют инвариант. Каждый инвариант наделяется определенной константой связи (1).

При построении системы уравнений для взаимодействующих полей бозон-фермионного типа мы будем исходить из следующих предположений:

1. Фермионы являются частицами, способными порождать бозоны.
2. Фермионы взаимодействуют между собой при помощи обмена бозонами. Переносчиками взаимодействия являются бозоны.
3. Фермионы обладают специфическим зарядом, характеризующим их связь с бозонным полем.
4. Бозоны обладают специфическим зарядом, характеризующим их связь с фермионным полем.

Для определенности дальнейшие рассуждения будем проводить на примере взаимодействия нуклонов с π-мезонами. Прежде всего заметим, что укоренившийся подход к нуклону как источнику мезонного поля мы считаем неверным. Источником мезонного поля является тяжелый фермион, который мы будем называть нуклоидом. Нуклоид способен виртуально излучать и поглощать π-мезоны. Нуклоид, стационарно взаимодействующий с пионным полем, нам представляется в виде сложной по структуре частицы —в виде нуклона. Нуклоны, как известно, не описываются уравнением Дирака. Свободные нуклоиды описываются уравнением Дирака. Нуклоид, стационарно связанный с пионным полем, есть сложная система (нуклон), описываемая системой уравнений для полевых функций пиона и нуклоида. Нуклоид может быть отождествлен с одной из нестабильных частиц, испытывающей распад на μ-мезон и бозонного типа мезоны. Предварительно в качестве такой частицы можно было бы назвать $\varkappa$-мезон. Экспериментальные данные по столкновениям нуклон — ядро показывают, что $\varkappa$-частицы рождаются в количестве, сравнимом с количеством π-мезонов. Может оказаться, что $\varkappa$-частицы суть «оголенные» нуклоны, лишенные пионной «атмосферы».

Далее, представляется лишенным смысла приписывать связанному нуклоиду определенную массу покоя. Определенной массой покоя может обладать лишь «ионизованный» нуклоид. Поглощение и испускание пионного поля нуклоидом ведет к «переливанию» энергии поля фермиона в связанное с ним мезонное поле. Развитые представления не противоречат гипотезе о сложном строении самих пионов (например, в виде виртуальной пары нуклоидов). Для дальнейшего самым решающим предположением будет следующее: пион может обладать зарядом g и $-g$ по

отношению к нуклоиду любого электромагнитного заряда. Электромагнитный заряд π-мезонов не играет главной роли в определении свойств взаимодействующих нуклоидов и пионов.

Мы предположим, что поле пиона (независимо от электромагнитного заряда) описывается двумя комплексно-сопряженными полевыми функциями φ^+ и φ. Это сопряжение ничего общего не имеет с сопряжением полевых функций мезонов, связанных с наличием мезонов с положительными и отрицательными электромагнитными зарядами.

Мнимый орт сопряжения в «g-зарядовом» смысле также обладает свойством $j^2 = -1$. Этот новый орт, обладающий свойством $j^2 = -1$, мы будем обозначать через i, поскольку не будем наряду с «g-зарядовым сопряжением» вводить «e-зарядовое сопряжение». В таком случае все известные формулы для заряженных π-мезонных полей могут быть нами свободно использованы, поскольку «g-зарядовое сопряжение» не будет смешано с «e-зарядовым сопряжением».

Это означает, что полевую функцию, имеющую 4 составляющие в кватернионном пространстве, мы проектируем на плоскость $(1, j)$, а не $(1, i)$. В общем случае волновая функция может быть представлена кватернионом*. Поскольку мы интересуемся «g-зарядами», можно ограничиться плоскостью $(1, j)$, считая, что инвариантность относительно g-зарядово-сопряженного преобразования отвечает закону сохранения g-заряда.

При таком подходе становится очевидным, что программа введения взаимодействия между нуклоидами и пионами может быть проведена наподобие введения взаимодействия между мезонным и электромагнитным полем, между электронно-позитронным и электромагнитным полем.

Воздействие поля нуклоида на поле мезона учтем путем замены оператора $\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ на

$$\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial x_\mu} + g\Gamma_\mu = \frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial x_\mu} + g\left((\bar{\psi}\gamma_\mu\psi) - (\psi\bar{\gamma}_\mu)\bar{\psi}\right)$$

или

$$P_\mu + g\Gamma_\mu,$$

где P_μ — обобщенный импульс связанной частицы, ψ — би-спинор нуклоида, $\bar{\psi} = \psi^+\beta\gamma_\mu$ — 4-матрица с компонентами $(\beta\vec{\alpha},\ \beta)$, $\vec{\alpha}$ и β — обычные матрицы релятивистской теории электрона.

Воздействие поля мезона на поле нуклоида учтем путем замены оператора $\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ на

$$\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial x_\mu} + fS_\mu = \frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial x_\mu} + f\left(\frac{\partial\varphi^+}{\partial x_\mu}\varphi - \varphi^+\frac{\partial\varphi}{\partial x_\mu}\right),$$

где fS_μ имеет размерность $m_0c/\hbar$. Вопрос о связи константы f с константой g будет обсуждаться отдельно.

Возникает вопрос об однозначности операции введения связи. Нам представляется, что этот вопрос может быть решен лишь на основе сравнения теоретических данных с экспериментальными. Единственный вектор, который можно составить из двух би-спиноров $\bar{\psi}$ и ψ, есть

---

* Как нам стало известно, независимо от нас к таким же выводам о природе полевой функции пришел М. М. Мирианашвили, которого автор благодарит за ценные дискуссии.

$(\bar{\psi}\gamma_\mu\psi)$, который задает поток вероятности и плотность вероятности фермионной частицы.

Если принять гипотезу о том, что воздействие одного источника на другой определяется интенсивностью потока и плотностью вероятности воздействующей частицы в точке нахождения воздействуемой частицы, то не представится необоснованным сложение величин одинаковой вариантности и одинаковой физической размерности.

Построим лагранжианы взаимодействующих нуклоид-пионных полей в случае, когда:

1. «Пионный 4-поток» воздействует на нуклоидное поле. Нуклоидное поле меняется. Непосредственного действия нуклоидного потока на пионное поле не учитываем.

2. «Нуклоидный 4-поток» воздействует на пионное поле. Пионное поле меняется. Непосредственного действия пионного потока на нуклоид не учитываем.

3. «Нуклоидный 4-поток» непосредственно воздействует на пионное поле. «Пионный 4-поток» непосредственно воздействует на нуклоидное поле. Оба поля существенно меняются. В случае, если нет внешних полей, может установиться состояние стационарного взаимодействия. В этом случае имеется определенная связь между 4-потоками.

Начнем с построения лагранжиана I рода в соответствии с первым случаем:

$$L_{\mathrm{I}} = -\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\varphi^+}{\partial x_\mu}\frac{\partial\varphi}{\partial x_\mu} + k_0^2\varphi^+\varphi\right) - \frac{1}{2}\bar{\psi}\left(\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + ifS_\mu\right) + k\right)\psi -$$

$$-\frac{1}{2}\psi\left(\tilde{\gamma}_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ifS_\mu\right) - k\right)\bar{\psi}. \qquad (1)$$

Считая φ^+, φ, ψ, $\bar{\psi}$ независимыми переменными варьирования, находим следующую систему уравнений:

$$\Box\varphi - k_0^2\varphi = -if\left(\Gamma_\mu\frac{\partial\varphi}{\partial x_\mu} + \frac{\partial}{\partial x_\mu}\left(\Gamma_\mu\varphi\right)\right); \qquad (2)$$

$$\Box\varphi^+ - k_0^2\varphi^+ = +if\left(\Gamma_\mu\frac{\partial\varphi^+}{\partial x_\mu} + \frac{\partial}{\partial x_\mu}\left(\Gamma_\mu\varphi^+\right)\right); \qquad (3)$$

$$\left\{\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + ifS_\mu\right) + k\right\}\psi = 0; \qquad (4)$$

$$\left\{\tilde{\gamma}_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ifS_\mu\right) - k\right\}\bar{\psi} = 0; \qquad (5)$$

$$\bar{\psi}\left\{\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + ifS_\mu\right) + k\right\} = 0; \qquad (6)$$

$$\psi\left\{\tilde{\gamma}_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ifS_\mu\right) - k\right\} = 0. \qquad (7)$$

Мы видим, что φ- и φ^+-поля определяются одновременно ψ- и $\bar{\psi}$-полями. φ-поле не связано непосредственно с φ^+-полем. Если поток Γ_μ задан, то φ-поле совершенно не связано с φ^+-полем. ψ- и $\bar{\psi}$-поля зависят одновременно как от φ-, так и от φ^+-поля.

Построим лангранжиан II рода в соответствии со вторым случаем:

$$L_{\mathrm{II}} = -\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + ig\Gamma_\mu\right)\varphi^+\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ig\Gamma_\mu\right)\varphi + k_0^2\varphi^+\varphi\right\} -$$

$$-\frac{1}{2}\bar{\psi}\left(\gamma_\mu\frac{\partial}{\partial x_\mu} + k\right)\psi - \frac{1}{2}\psi\left(\tilde{\gamma}_\mu\frac{\partial}{\partial x_\mu} - k\right)\bar{\psi}. \qquad (8)$$

Варьируя по φ, φ^+, ψ и $\bar{\psi}$, получим:

$$\Box\varphi - k_0^2\varphi = ig\left(\Gamma_\mu \frac{\partial\varphi}{\partial x_\mu} + \frac{\partial}{\partial x_\mu}(\Gamma_\mu\varphi)\right) + g^2\Gamma_\mu^2\varphi, \tag{9}$$

$$\Box\varphi^+ - k_0^2\varphi^+ = -ig\left(\Gamma_\mu \frac{\partial\varphi^+}{\partial x_\mu} + \frac{\partial}{\partial x_\mu}(\Gamma_\mu\varphi^+)\right) + g^2\Gamma_\mu^2\varphi^+, \tag{10}$$

$$\left\{\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + 2g^2\Gamma_\mu\varphi^+\varphi - igS_\mu\right) + k\right\}\psi = 0; \tag{11}$$

$$\psi\left\{\tilde{\gamma}_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - 2g^2\Gamma_\mu\varphi^+\varphi + igS_\mu\right) - k\right\} = 0; \tag{12}$$

$$\bar{\psi}\left\{\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + 2g^2\,\Gamma_\mu\varphi^+\varphi - igS_\mu\right) + k\right\} = 0; \tag{13}$$

$$\left\{\tilde{\gamma}_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - 2g^2\,\Gamma_\mu\varphi^+\varphi + igS_\mu\right) - k\right\}\bar{\psi} = 0. \tag{14}$$

Мы видим, что уравнение Клейна — Гордона весьма усложнилось.

Построим лагранжиан III рода в соответствии с третьим случаем. Положим:

$$L_{\text{III}} = -\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + ig\,\Gamma_\mu\right)\varphi^+\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ig\Gamma_\mu\right)\varphi + k_0^2\,\varphi^+\varphi\right\} -$$

$$-\frac{1}{2}\bar{\psi}\left(\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + ifS_\mu\right) + k\right)\psi - \frac{1}{2}\psi\left(\tilde{\gamma}_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ifS_\mu\right) - k\right)\bar{\psi}. \tag{15}$$

Варьируя по φ, φ^+, ψ и $\bar{\psi}$, получим уравнения для системы нуклоид—пион:

$$\Box\varphi - k_0^2\varphi = i(g-f)\left(\Gamma_\mu\frac{\partial\varphi}{\partial x_\mu} + \frac{\partial}{\partial x_\mu}(\Gamma_\mu\varphi)\right) + g^2\Gamma_\mu^2\varphi; \tag{16}$$

$$\Box\varphi^+ - k_0^2\varphi^+ = -i(g-f)\left(\Gamma_\mu\frac{\partial\varphi^+}{\partial x_\mu} + \frac{\partial}{\partial x_\mu}(\Gamma_\mu\varphi^+)\right) + g^2\Gamma_\mu^2\varphi^+; \tag{17}$$

$$\left\{\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + i(f-g)\,S_\mu + 2g^2\Gamma_\mu\varphi^+\varphi\right) + k\right\}\psi = 0; \tag{18}$$

$$\left\{\tilde{\gamma}_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - i(f-g)\,S_\mu - 2g^2\,\Gamma_\mu\varphi^+\varphi\right) - k\right\}\bar{\psi} = 0; \tag{19}$$

$$\bar{\psi}\left\{\gamma_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} + i(f-g)\,S_\mu + 2g^2\Gamma_\mu\varphi^+\varphi\right) + k\right\} = 0; \tag{20}$$

$$\psi\left\{\tilde{\gamma}_\mu\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - i(f-g)\,S_\mu - 2g^2\Gamma_\mu\varphi^+\varphi\right) - k\right\} = 0. \tag{21}$$

Эти уравнения мы будем называть основными уравнениями нукло-мезодинамики.

Институт физики
Академии наук ГрузССР

Поступило
7 IV 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Г. Вентцель, Введение в квантовую теорию волновых полей, 1947. [2] А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, 1953.