

А. И. НАУМОВ

ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ И ИНДЕФИНИТНАЯ МЕТРИКА

Данная статья является естественным продолжением работ [1—2]. Она посвящена обоснованию возможности применения теории возмущений в гейзенберговском варианте единой нелинейной теории элементарных частиц. Показывается, что теорию возмущений применять можно, но в качестве сверток следует использовать пропагаторы, включающие вклады дипольных призрачных состояний. Тогда теория становится перенормируемой (даже конечной), причем вырождение вакуума по спиральности снимается автоматически. С помощью такого метода рассчитывается масса основного фермиона (нуклона), для которой получается вполне определенное конечное значение, зависящее от вида нелинейного лагранжиана.

В работе используется естественная система единиц $c = \hbar = 1$ и пространство Минковского $x = (\vec{x}, x_4) = (\vec{r}, it)$. Для γ -матриц выбирается представление Вейля, в котором диагональная γ_5 :

$$\gamma_\mu = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_\mu^L \\ \sigma_\mu^R & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Матрицы

$$\sigma_\mu^R = (-i\sigma_n, I); \quad \sigma_\mu^L = (i\sigma_n, I)$$

(σ_n — матрицы Паули) обладают следующими свойствами:

$$\sigma_\mu^R \sigma_\nu^L + \sigma_\nu^R \sigma_\mu^L = 2\delta_{\mu\nu},$$

$$(\sigma_\mu^R)_{\alpha\beta} (\sigma_\mu^L)_{\gamma\lambda} = (\sigma_\mu^L)_{\alpha\beta} (\sigma_\mu^R)_{\gamma\lambda} = 2\delta_{\alpha\lambda} \delta_{\beta\gamma},$$

$$Sp(\sigma_\mu^R) = Sp(\sigma_\mu^L) = 2\delta_{\mu 4}; \quad Sp(\sigma_\mu^L \sigma_\nu^R) = Sp(\sigma_\mu^R \sigma_\nu^L) = 2\delta_{\mu\nu}. \quad (2)$$

Четырехкомпонентный спинор ψ часто будет представляться в виде $\begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix}$, где $\begin{pmatrix} \varphi \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} 0 \\ \chi \end{pmatrix}$ — двухкомпонентные поля, являющиеся собственными функциями оператора спиральности (точнее, киральности) γ_5 с собственными значениями $+1$ и -1 соответственно.

Цель нелинейной теории — дать адекватное описание мира элементарных частиц, т. е. объяснить существование именно наблюдаемых частиц, получить их спектр масс и константы взаимодействия, сформу-

лизовать правила отбора и т. д. Основным ее объектом является первичное спинорное поле ψ , динамика которого фиксируется лагранжианом типа Гейзенберга—Иваненко [3—4]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \lambda \mathcal{L}_i = \frac{1}{2} (\bar{\psi} \gamma_\mu \partial_\mu \psi - \partial_\mu \bar{\psi} \gamma_\mu \psi) + \frac{\lambda}{2} \sum_n C_n (\bar{\psi} \Gamma_n \psi) (\bar{\psi} \Gamma_n \psi).$$

Здесь λ — константа самодействия, Γ_n — пять ковариантных эрмитовых комбинаций, составленных из независимых матриц Дирака

$$(\Gamma_S = I, \Gamma_V = \gamma_\mu, \Gamma_T = \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu], \Gamma_A = i \gamma_\mu \gamma_5, \Gamma_P = \gamma_5).$$

В силу явной неаналитической зависимости точных решений основного уравнения от константы λ теория возмущений в ее обычном варианте здесь принципиально неприменима. Приходится работать с плохо контролируемым «новым методом Тамма—Данкова», сама правомерность применения которого в данном случае является весьма проблематичной. Если же мы хотим использовать ясную и привычную теорию возмущений, то ее следует соответствующим образом модифицировать.

Упомянутая неаналитичность имеет двоякую природу. Она связана, во-первых, с вырождением вакуума поля ψ по некоторым квантовым числам. Эта проблема на примере простой модели, не учитывающей изотопических свойств частиц, обсуждалась в работе [1] (программа включения в теорию изоспина и гиперзаряда кратко обсуждалась в [2]). Там было показано, что для ее решения необходимо вводить «аномальные» спаривания полей ψ и χ , несущих противоположную спиральность. Но при таком рассмотрении не принимается во внимание вторая причина грубой неаналитичности, связанная со структурой лагранжиана самодействия.

Ведь последнее является четырехфермионным и поэтому перенормируемым (если использовать фейнмановскую функцию Грина), а в перенормируемой локальной теории неаналитичность по константе связи действительно имеет место, что в настоящий момент является почти достоверным фактом (см., например, [5—7]). Поэтому нужно позаботиться о такой переформулировке теории, чтобы она стала перенормируемой. Так как структуру лагранжиана мы трогать не вправе, приходится обращаться к модификации свободного пропагатора. Возможность этого и следует в первую очередь обосновать. Для этого посмотрим на исследуемую проблему с иной точки зрения.

Прежде чем пытаться применять теорию возмущений, нужно убедиться в том, что справедлива адиабатическая гипотеза, т. е. что свойства гильбертова пространства H физических состояний согласованы со свойствами пространства H_0 свободных состояний. В данном случае при использовании обычной техники это условие явно не выполняется. Действительно, H_0 несет обычную положительно-определенную метрику. С другой стороны, точное решение нелинейного уравнения указывает, что в функцию Грина спинорного поля дают вклад не только физические, но и призрачные состояния, обладающие отрицательной нормой [3]. Таким образом, H несет индефинитную метрику. Если говорить конкретнее, то в этом пространстве имеется три типа одночастичных состояний: физическое с массой m , физическое с массой 0 и призрачное с массой 0 — точнее, два последних состояния образуют призрачный диполь нулевой массы. Поэтому, если вычислить спектральную плотность пропагатора в одночастичном приближении, то она будет иметь вид

$$\rho(k) = \delta(k - m^2) - \delta(k - \varepsilon) + m^2 \delta'(k - \varepsilon), \quad (\varepsilon \rightarrow 0),$$

что соответствует следующей причинной функции:

$$S(p) = -\frac{\hat{p} + im}{p^2 + m^2 - i\varepsilon} + \frac{\hat{p} + im}{p^2 - i\varepsilon} - \frac{m^2 \hat{p}}{(p^2 - i\varepsilon)^2}. \quad (3)$$

В том, что этот пропагатор имеет верную структуру, легко убедиться, если переписать его следующим образом:

$$S(p) = -\frac{\hat{p} + im}{p^2 + m^2 - i\varepsilon} + \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{\hat{p} m^2}{\delta} \left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{p^2 + \delta} \right) \left(1 - \frac{i\hat{p}}{m} - \frac{p^2}{m^2} \right).$$

Гейзенберг [3] выкидывает вклад непрерывного спектра в $\rho(x)$ и работает с пропагатором (3), как с точным, что, конечно, является грубым приближением. Правомерность его оправдывается самосогласованностью теории в целом и тем, что при таком подходе получаются вполне приемлемые результаты.

Учтем изложенные факты и потребуем, чтобы и пространство H_0 обладало указанной структурой. Это можно мыслить так, что в качестве невозмущенного гильбертова пространства применяется H_{in} в предположении полноты асимптотических состояний: $H_{in} = H$. Если потребовать, чтобы существовали операторы ψ_{in} , относительно которых вакуум $|0\rangle_{in}$ является циклическим вектором, то они будут иметь следующую приближенную структуру:

$$\psi_{in} = \psi_m + C_1 \psi_0 + C_2 \psi'_0,$$

где ψ_m — физическое поле массы m , ψ_0 — физическое, а ψ'_0 — призрачное поля нулевой массы, образующие в совокупности диполь. Коммутационные соотношения для ψ_m и ψ_0 — обычные, а для ψ'_0 перестановочная функция отличается знаком, так что

$$\{\psi_{in}(x), \bar{\psi}_{in}(y)\}_+ = -iS_m(x-y) - iC_1^2 S_0(x-y) + iC_2^2 S_0(x-y).$$

Так как сингулярности на конусе должны быть сглажены, нужно потребовать выполнения условий, аналогичных условиям Паули—Вилларса. В данном случае $1 + C_1^2 - C_2^2 = 0$.

Если теперь учесть, что в вакуумное среднее Т-произведения двух операторов ψ дают вклад лишь одночастичные состояния, то мы сразу приходим к тому, что свободный пропагатор спинорного поля тождествен гейзенберговскому выражению (3), причем оно является теперь точным в том смысле, что вклад непрерывного спектра в нем учитывать не нужно.

Формально проведенное рассмотрение сводится к отщеплению от лагранжиана самодействия бесконечно малого члена и к включению его в $\mathcal{L}_0$:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \lambda \mathcal{L}_i = \mathcal{L}'_0 + \lambda \mathcal{L}'_i \equiv \lim_{\delta\lambda \rightarrow 0} \{ (\mathcal{L}_0 + \delta\lambda \mathcal{L}_i) + (\lambda - \delta\lambda) \mathcal{L}_i \}. \quad (4)$$

Неаналитичность задачи в окрестности значения $\delta\lambda = 0$ и приводит к описанным эффектам.

Полученные результаты делают правдоподобной применимость теории возмущений (свойства H и H_0 теперь согласованы), если в качестве свертки использовать выражение (3).

Чтобы окончательно решить этот вопрос, вернемся к проблеме перенормируемости теории, которая упоминалась выше. Если обычным способом вычислить индекс сходимости данной диаграммы, то в теории с четырехфермионным взаимодействием он окажется равным

$$D = \frac{n-4}{2} F_e + (4-2n)V + 4.$$

Здесь F_e — число внешних линий, V — число вершин, а n — степень убывания свободной причинной функции при $|p| \rightarrow \infty$. В обычной теории, когда $n=1$, $D = -\frac{3}{2}F_e + 2V + 4$. При данном числе внешних линий в каждом следующем порядке степень расходимости растет, что и соответствует неперенормируемости. Если же использовать гейзенберговский пропагатор (3), для которого $n=4$, то получим

$$D = -4(V-1). \quad (5)$$

При числе вершин, большем единицы, всегда $D < 0$, и все диаграммы конечны. Случай же $V=1$ тривиален — здесь сходимость очевидна. Таким образом, модификация свободного пропагатора приводит не только к согласованию свойств гильбертовых пространств H и H_0 , но и к перенормируемости теории.

Резюмируем полученные результаты и сделаем несколько дополнительных замечаний. Можно сказать, что переход в $\mathcal{L}_0$ к асимптотическим полям и выбор в качестве «свободного» гильбертова пространства пространства H_{in} приводит к следующим обстоятельствам.

1. H_0 несет индефинитную метрику.
2. Свободное поле представляет суперпозицию физического поля ψ_m и призрачного дипольного образования.
3. Функция свертки тождественна гейзенберговскому пропагатору (3), причем это утверждение является гораздо более точным, чем в [3], где не учитывается вклад непрерывного спектра.

4. Если в качестве начальных состояний выбирать векторы из физической части гильбертова пространства (из H_1), то, согласно приближенному анализу Гейзенберга [3], призраки проявятся лишь в виртуальных процессах, а конечные состояния будут опять физическими. Доказательство этого факта является, вообще говоря, самым слабым местом всей нелинейной теории, так как строго оно пока не проведено. Мы примем его как правдоподобную гипотезу. Это позволяет сохранить вероятностную интерпретацию теории, макропричинность и унитарность матрицы рассеяния.

5. Теория становится полностью перенормируемой. Это говорит о том, что если при таком подходе полная аналитичность по константе самодействия и не имеет места, то она по крайней мере не хуже, чем в обычной квантовой электродинамике. Таким образом, грубую неаналитичность удастся изгнать. Исключение могут составить лишь массы частиц, так как эти величины следует определять с помощью самосогласованной процедуры. Тот факт, что аналитические свойства матричных элементов по константе связи в неперенормируемой (в обычном смысле слова) теории резко улучшились, не следует считать неожиданным. Ведь введение индефинитной метрики эквивалентно включению в схему некоторой нелокальности [3], и поэтому выводы работ [5—7] теперь становятся неприменимыми.

6. В такой ситуации можно надеяться на возможность использования диаграммной техники. При этом, согласно сказанному выше, последнюю можно применять обычным способом, считая концы диаграмм соответствующими реальному полю ψ_m (дипольная часть оператора ψ_{in} , действуя на физические *in*- и *out*-состояния, даст нуль). Но в качестве функции свертки теперь нужно использовать выражение (3).

7. Вырождение вакуума по спиральности [1—2] будет сниматься автоматически, на что указывает наличие конечной массы в свободной причинной функции. Поэтому о нем можно не заботиться.

8. Как видно из (5), теория стала не только перенормируемой, но и конечной (хотя вопрос о сходимости рядов метода возмущений, конечно, далеко не ясен). Этот факт подтверждает неоднократно высказывавшуюся мысль, что расходимости возникают лишь благодаря некорректному применению диаграммной техники.

9. Наконец, заметим, что при конкретных расчетах в качестве лагранжиана взаимодействия можно брать обычный $\mathcal{L}_i$, а не $\mathcal{L}'_i$, входящий в (4). Это связано с тем очевидным фактом, что бесконечно малое изменение константы λ в окрестности ее конечного значения роли не играет. Учитывая еще, что в конфигурационном пространстве $S(0) = 0$, всегда будем записывать лагранжиан самодействия в нормальной форме, так как эти два факта эквивалентны:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \frac{\lambda}{2} \sum_n C_n : (\bar{\psi} \Gamma_n \psi) (\bar{\psi} \Gamma_n \psi) : \quad (6)$$

Применим изложенные соображения для расчета массы основного одночастичного возбуждения спинорного поля (массы «нуклона»). Вычисления будут проведены в различных «чистых» вариантах нелинейной теории, когда в лагранжиане (6) $C_n = \delta_{nn'}$.

Массу нуклона, так же как и в работах [8] и [1—2], будем интерпретировать как константу взаимодействия, вызывающего переходы между вейлевскими полями φ и χ , которые обладают соответственно правой и левой спиральностью. В [1—2] она определялась из условия компенсации определенных диаграмм, которое следовало из идеологии, связанной со снятием вырождения вакуума по спиральности. Так как теперь вакуум не вырожден, процедуру отыскания массы следует несколько видоизменить: рассчитаем вклад в процесс $\varphi \rightarrow \chi$, даваемый членом $\mathcal{L}_i$ из (6), и приравняем его вкладу, который дает в этот переход массовый член обычного дираковского лагранжиана, т. е. выражение $\mathcal{L}_D = m(\varphi^+ \chi + \chi^+ \varphi)$. Так как $\mathcal{L}_i$ записан в виде нормального произведения, в первом порядке теории возмущений процесс $\varphi \rightarrow \chi$ не идет. Отличное от нуля значение для массы нуклона получится лишь во втором члене разложения по λ , который мы и рассмотрим.

В случае скалярного нелинейного взаимодействия:

$$\mathcal{L}_i^s = \frac{\lambda}{2} : (\bar{\psi} \psi) (\bar{\psi} \psi) : = \frac{\lambda}{2} : \{ (\varphi^+ \chi) (\varphi^+ \chi) + (\chi^+ \varphi) (\chi^+ \varphi) + 2(\varphi^+ \chi) (\chi^+ \varphi) \} :$$

В указанном приближении диаграммы с одной входящей φ -линией и одной выходящей χ -линией имеют вид, показанный на диаграмме. (Имеется также аналогичный набор диаграмм, отличающихся перестановкой точек x и y .) Здесь сплошная внутренняя линия соответствует функции $S^{RL}(x-y)$ (спаривание полей $\varphi(x)$ и $\chi^+(y)$) или равной ей $S^{LR}(x-y)$, волнистая — функции $S^{RR}(x-y)$ (свертка $\varphi(x)$ и $\varphi^+(y)$), пунктирная — функции $S^{LL}(x-y)$ (свертка $\chi(x)$ и $\chi^+(y)$), а заштрихованные петли означают взятие шпура. При этом явный вид причинных функций следует из (3) и (1):

$$\begin{aligned} S^{RL}(p) &= S^{LR}(p) = im \left(-\frac{1}{p^2 + m^2 - i\varepsilon} + \frac{1}{p^2 - i\varepsilon} \right), \\ S^{RR}(p) &= \sigma_\mu^L p_\mu \left[-\frac{1}{p^2 + m^2 - i\varepsilon} + \frac{1}{p^2 - i\varepsilon} - \frac{m^2}{(p^2 - i\varepsilon)^2} \right], \\ S^{LL}(p) &= \sigma_\mu^R p_\mu \left[-\frac{1}{p^2 + m^2 - i\varepsilon} + \frac{1}{p^2 - i\varepsilon} - \frac{m^2}{(p^2 - i\varepsilon)^2} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Учитывая (2), свойства четности причинных функций

$$S_{(LR)}^{RL}(x) = S_{(LR)}^{RL}(-x); \quad S_{(LL)}^{RR}(x) = -S_{(LL)}^{RR}(-x),$$

переходя в импульсное пространство и отбрасывая тривиальное решение $m=0$, получим следующее уравнение:

$$\begin{aligned} & -\frac{3\lambda^2}{(2\pi)^8} \int dk dq \left\{ m^2 \left[-\frac{1}{(-p+k+q)^2 + m^2} + \frac{1}{(-p+k+q)^2} \right] \times \right. \\ & \times \left[-\frac{1}{k^2 + m^2} + \frac{1}{k^2} \right] \left[-\frac{1}{q^2 + m^2} + \frac{1}{q^2} \right] + (kq) \left[-\frac{1}{(-p+k+q)^2 + m^2} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{(-p+k+q)^2} \right] \left[-\frac{1}{k^2 + m^2} + \frac{1}{k^2} - \frac{m^2}{k^4} \right] \left[-\frac{1}{q^2 + m^2} + \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{q^2} - \frac{m^2}{q^4} \right] \right\} = 1 \end{aligned}$$

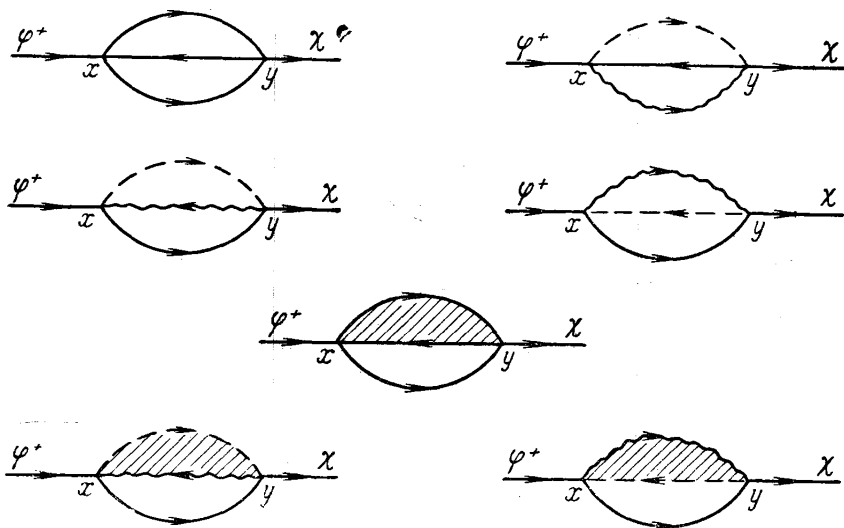


Рис. 1

(мнимая добавка $-i\epsilon$ к квадрату массы подразумевается). Если первое и второе слагаемые без предынтегрального множителя обозначить соответственно через $A(p)$ и $B(p)$ и перейти к безразмерным инвариантным интегралам a и b

$$A(p) \equiv -\pi^4 m^2 a \left(-\frac{p^2}{m^2} \right), \quad B(p) \equiv -\pi^4 m^4 b \left(-\frac{p^2}{m^2} \right),$$

то с учетом того, что все частицы следует брать на массовой оболочке ($p^2 = -m^2$), получим окончательное уравнение для определения массы нуклона в скалярном варианте нелинейной теории:

$$3 \left(-\frac{m_s l}{4\pi} \right)^4 [a(1) + b(1)] = 1.$$

Здесь l — константа нелинейности, имеющая смысл фундаментальной длины. Она определяется соотношением $l^4 = \lambda^2$.

Совершенно аналогично, но путем несколько более громоздких выкладок, с учетом свойств σ_μ -матриц, получаются уравнения в остальных вариантах нелинейной теории. Все они имеют вид

$$\varepsilon_n \left(\frac{m_n l}{4\pi} \right)^4 = 1.$$

При этом

$$\varepsilon_V = 12 [2a(1) - b(1)]; \quad \varepsilon_T = 12a(1);$$

$$\varepsilon_A = 4 [6a(1) + 5b(1)]; \quad \varepsilon_P = 3a(1) - b(1).$$

Таким образом, масса нуклона во всех вариантах нелинейного взаимодействия выражается через два параметра $a(1)$ и $b(1)$.

Для вычисления соответствующих интегралов применялся метод, описанный в [9]. Импульсные интегралы параметризовались с помощью формулы

$$\frac{1}{x} = -i \int_0^\infty e^{i\alpha x} d\alpha.$$

Затем проводилась интеграция по промежуточным импульсам. При этом использовалось равенство

$$\int \exp \{ -i [ap^2 + (bp)] \} d^4p = \frac{i\pi^2}{a^2} \exp \left(-\frac{ib^2}{4a} \right), \quad (a > 0)$$

и соотношения, получающиеся из него дифференцированием по параметру b_μ . После этого делалась замена переменных

$$\alpha = \lambda x; \quad \beta = \lambda y; \quad \gamma = \lambda (1 - x - y);$$

$$0 \leq \lambda < \infty; \quad 0 \leq x \leq 1; \quad 0 \leq y \leq 1 - x$$

и выполнялось интегрирование по $d\lambda$ путем предварительного дифференцирования по параметру ε . Чтобы вычислить интегралы, в которые входят члены с четвертой степенью импульса в знаменателе, применялось соотношение, аналогичное следующему:

$$\frac{p_\mu}{p^4} = - \frac{\partial}{\partial a_\mu} \left[\frac{1}{p^2 + (ap)} \right]_{a_\mu=0}.$$

В результате описанных выкладок $a(1)$ и $b(1)$ приняли вид двойных несобственных интегралов

$$a(1) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{\alpha^2} I_2(x, y)$$

$$b(1) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \left[\frac{x}{\alpha^3} I_1 + \frac{x\beta}{\alpha^4} I_2 + \frac{2\beta}{y\alpha^3} I_3 + \frac{\beta^2}{y\alpha^4} I_4 + \frac{2\beta}{\alpha^3} I_5 + \frac{\beta^2}{\alpha^4} I_6 \right].$$

Здесь

$$I_1 = \gamma_1^2 \ln |\gamma_1| - \gamma_2^2 \ln |\gamma_2| - \gamma_3^2 \ln |\gamma_3| + \gamma_4^2 \ln |\gamma_4| - \gamma_5^2 \ln |\gamma_5| + \gamma_6^2 \ln |\gamma_6| + \\ + \gamma_7^2 \ln |\gamma_7| - \gamma_8^2 \ln |\gamma_8|,$$

$$I_2 = \gamma_1 \ln |\gamma_1| - \gamma_2 \ln |\gamma_2| - \gamma_3 \ln |\gamma_3| + \gamma_4 \ln |\gamma_4| - \gamma_5 \ln |\gamma_5| + \gamma_6 \ln |\gamma_6| + \\ + \gamma_7 \ln |\gamma_7| - \gamma_8 \ln |\gamma_8|,$$

$$I_3 = \gamma_5 \ln |\gamma_5| - \gamma_6 \ln |\gamma_6| - \gamma_7 \ln |\gamma_7| + \gamma_8 \ln |\gamma_8|,$$

$$I_4 = \ln |\gamma_5| - \ln |\gamma_6| - \ln |\gamma_7| + \ln |\gamma_8|,$$

$$I_5 = \ln |\gamma_6| - \ln |\gamma_8|,$$

$$I_6 = \frac{1}{\gamma_6} - \frac{1}{\gamma_8},$$

причем

$$\gamma_1 = \frac{\beta}{\alpha} - 1; \quad \gamma_2 = \frac{\beta}{\alpha} + x - 1; \quad \gamma_3 = \frac{\beta}{\alpha} + y - 1; \quad \gamma_4 = \frac{\beta}{\alpha} + x + y - 1;$$

$$\gamma_5 = \frac{\beta}{\alpha} - x - y; \quad \gamma_6 = \frac{\beta}{\alpha} - x; \quad \gamma_7 = \frac{\beta}{\alpha} - y; \quad \gamma_8 = \frac{\beta}{\alpha}.$$

Везде

$$\alpha = x + y - x^2 - xy - y^2; \quad \beta = xy(1 - x - y).$$

Расчеты, выполненные на электронной машине Е. М. Воробьевым (за что автор ему чрезвычайно признателен), дали: $a(1)=1,700$, $b(1)=1,796$. Это приводит к следующим значениям для величины m в различных вариантах нелинейной теории: $S=7,0$, $V=5,94$, $T=5,9$, $A=4,25$, $P=9,3$. Эти значения почти не отличаются от результатов, полученных по методу Гейзенберга (Грановский): 7,4, 5,6, 5,8, 4,5 и 9,7 соответственно.

Автор благодарен проф. Д. Д. Иваненко за постоянное внимание к работе и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Наумов А. И. ЖЭТФ, 47, 914, 1964.
2. Наумов А. И. «Изв. вузов», физика, № 5, 137, 1965.
3. Нелинейная квантовая теория поля. Под ред. проф. Д. Д. Иваненко. М., ИЛ, 1959.
4. Ivanenko D. Phys. Zs. Sowjetunion, 13, 141, 1938; Иваненко Д. Д., Бродский А. М. ЖЭТФ, 24, 384, 1953.
5. Логунов А. А. Общие принципы локальной теории поля и их экспериментальные следствия. Доклад на международной конференции 1964 года по физике высоких энергий. Дубна, 1964.
6. Хрусталева О. А., Филиппов А. Т., Арбузов Б. А. О квазипотенциальных уравнениях в теории поля. Доклад на Международной конференции 1964 года по физике высоких энергий. Дубна, 1964.
7. Schroeer B. The Concept of Nonlocalizable Field theory, preprint, 1964.
8. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 40, 637, 1961.
9. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. М., Гостехиздат, 1957.

Поступила в редакцию
22. 12 1965 г.

Кафедра
теоретической физики