Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.1

Н. С. ДЕМИДОВА, А. И. НАУМОВ

ПРИЧИННАЯ ФУНКЦИЯ В ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННОЙ МОДЕЛИ С ИНДЕФИНИТНОЙ МЕТРИКОЙ

В работе [1] рассмотрена полевая модель с индефинитной метрикой, основанная на лагранжиане

$$L = L_0 + L_i = L_0 + \frac{1}{2} g \sum_n C_n : (\bar{\psi}\Gamma_n \psi)(\bar{\psi}\Gamma_n \psi): \tag{1}$$

Здесь Γ_n — пять ковариантных наборов матриц Дирака, C_n — действительные числа, g — константа самодействия,

$$\psi(x) = f(x) + \alpha_1 z(x) + \alpha_2 d(x), \tag{2}$$

а свободный лагранжиан определяется формулой

$$L_0 = \left\{\frac{1}{2}\bar{f}\gamma_\mu \overleftrightarrow{\partial_\mu} f + m\bar{f}f\right\} +$$
$$+ \left\{\frac{1}{2}\bar{z}\gamma_\mu \overleftrightarrow{\partial_\mu} d + \frac{1}{2}\bar{d}\gamma_\mu \overleftrightarrow{\partial_\mu} z + \mu(\bar{z}d + \bar{d}z) + \lambda\bar{z}z\right\}. \tag{3}$$

Эта модель является одним из вариантов нелинейной спинорной теории [2], базирующейся на уравнении типа Гейзенберга—Иваненко [2—3], которому соответствует лагранжиан

$$L = \frac{1}{2}\bar{\psi}\gamma_\mu \overleftrightarrow{\partial_\mu}\psi + \frac{1}{2} g \sum_n C_n : (\bar{\psi}\Gamma_n \psi)(\bar{\psi}\Gamma_n \psi): . \tag{4}$$

Она обладает теми преимуществами, что позволяет эффективно строить физические состояния частиц, призрачные состояния нулевой нормы и призрачные дипольные состояния. Константы λ, α_1 и α_2 удается подобрать так, что свободная причинная функция принимает вид

$$G(p) = -\frac{\hat{p} + im}{p^2 + m^2 - i\varepsilon} + \frac{\hat{p} + im}{p^2 + \mu^2 - i\varepsilon} + \frac{2\mu(\mu - m)(\hat{p} + i\mu)}{(p^2 + \mu^2 - i\varepsilon)^2} \quad (\mu > m), \tag{5}$$

т. е. при $|p| \to \infty$ убывает как $|p|^{-3}$, что обеспечивает конечность диаграмм во всех порядках теории возмущений. Модель, по-видимому, допускает вероятностную интерпретацию, причем роль физической унитарной матрицы рассеяния играет оператор $\tilde{S} = PSP$, где P — проекционный оператор на физическое подпространство полного пространства состояний, а

$$S = T\exp\left\{i \int L_i(x)\,dx\right\}.$$

Причинная функция (5) пока содержит два неизвестных параметра m и μ, которые и определяются в данной работе. Они фиксируются требованием, чтобы модель содержала в себе обычную электродинамику. Для этого амплитуда фермион-фермионного рассеяния должна иметь полюс при нулевом значении квадрата переданного импульса с вычетом, равным постоянной тонкой структуры $\alpha=1/137$. После определения параметров причинной функции и включения в модель внутренних характеристик типа изоспина и гиперзаряда, ее можно будет использовать, например, для расчета масс и констант связи адронов, как это делается в нелинейной спинорной теории. В дальнейшем мы ограничимся анализом векторного варианта самодействия, когда в (1) $C_n=\delta_{nV}$; причины этого обсуждались в наших предыдущих работах.

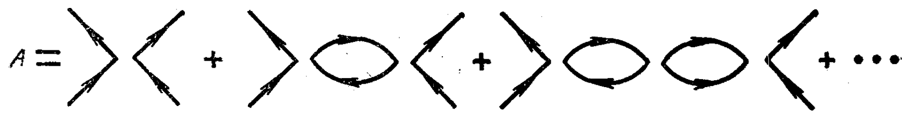

Рис.

Для нахождения амплитуды фермион-фермионного рассеяния выберем обычное приближение, в котором суммируется цепочка диаграмм, изображенная на рисунке. Для суммы этой геометрической прогрессии имеем

$$A=\frac{\frac{ig}{8\pi^2}\,[\bar{u}(p')\,\gamma_\mu\,u(p)]\,[\bar{u}(q')\,\gamma_\mu\,u(q)]}{1+\frac{ig}{2\,(2\pi)^4}\,Q\,(f^2)} \tag{6}$$

(обменные члены не выписываются). Здесь p, q и p', q' — импульсы фермионов соответственно до и после рассеяния, $f\equiv p'-p=q-q'$ — переданный импульс, а

$$Q\,(f^2)=\frac{1}{(2\pi)^4}\int \mathrm{Sp}\,[\gamma_\mu\,G\,(k)\,\gamma_\mu\,G\,(f+k)]\,dk \tag{7}$$

является аналитическим выражением для одной «петли».

Интеграл (7), в который входит причинная функция (5), вычислялся обычными методами, которые ранее использовались в работе [4]. Для него получено громоздкое явное выражение, занимающее около двух страниц, которое мы, естественно, приводить не будем. К счастью, нас интересует лишь асимптотическое поведение амплитуды при малых f^2. Разлагая соответствующие члены в ряд в окрестности этой точки, для знаменателя формулы (6) получим следующее выражение:

$$1+\frac{g}{8\pi^2}\,[B\,(m,\,\mu)+f^2\,C\,(m,\,\mu)],$$

где

$$B\,(m,\,\mu)=\frac{2m^2\mu\,(\mu-2m)}{m^2-\mu^2}\,\ln\frac{m^2}{\mu^2}+\frac{2}{3}\,(7m^2+\mu^2-5m\mu)$$

и

$$C\,(m,\,\mu)=\left\{\frac{m^2}{2\,(\mu^2-m^2)^2}\,(3\mu^2-m^2-4m\mu)-\frac{\mu\,(\mu-m)}{(\mu^2-m^2)^4}\,\times\right.$$

$$\left.\times\,[2\,(m^2+\mu^2)\,(\mu^4-6m^2\mu^2+m^4)+(2\mu^2+m\mu)\,(3m^4-\mu^4+6m^2\mu^2)]\right\}\ln\frac{m^2}{\mu^2}-$$

$$-\frac{\mu^4+m^4}{4m^2\mu^2}-\frac{(\mu-m)\,(\mu^3-m^3-2\mu m^2)}{m^2\,(\mu^2-m^2)}-\frac{5\mu\,(\mu-m)}{3\,(\mu^2-m^2)}-\frac{7}{6}+$$

$$+\frac{2\mu\,(\mu-m)}{3\,(m^2-\mu^2)^3}\,[10\,(m^4+\mu^4)+(m^2+\mu^2)^2+3\,(2\mu^2+m\mu)\,(3m^2+\mu^2)]+$$

$$+\frac{1}{3\mu^2}\left[m\,(\mu-m)+\frac{199}{50}\,(\mu-m)^2\right].$$

Потребуем, чтобы амплитуда имела полюс при $f^2=0$. Это дает уравнение

$$1+\frac{g}{8\pi^2}B(m, \mu)=0, \tag{8}$$

и формула (6) превращается в

$$A=-\frac{i}{C(m, \mu)}\;\frac{[\bar{u}(p')\gamma_\mu u(p)]\,[\bar{u}(q')\gamma_\mu u(q)]}{f^2}.$$

Сравнивая ее с амплитудой меллеровского рассеяния

$$A_M=-\frac{i\alpha}{\pi}\;\frac{[\bar{u}(p')\gamma_\mu u(p)]\,[\bar{u}(q')\gamma_\mu u(q)]}{f^2},$$

получим второе уравнение для определения параметров m и μ:

$$\frac{\pi}{C(\mu, m)}=\alpha=\frac{1}{137}. \tag{9}$$

Уравнения (8) и (9) при условии $\mu>m$ имеют единственное решение, которое было найдено численными методами:

$$m\sqrt{g}\cong 4{,}7, \quad \frac{\mu}{m}\cong 1{,}11. \tag{10}$$

Любопытным образом значение безразмерной комбинации $m\sqrt{g}$ примерно совпадает с тем, которое получается в теории Гейзенберга (в разных работах оно колеблется примерно от 5 до 6).

Проверкой самосогласованности теории является расчет массы фермиона с полученным отношением $\mu/m\cong 1{,}11$ путем рассмотрения его собственно энергетической диаграммы. Но соответствующие вычисления весьма сложны и требуют применения счетной машины, поэтому они пока не проведены.

Авторы благодарны проф. Д. Д. Иваненко за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Наумов А. И. «Ядерная физика», 7, 664, 1968.
2. Гейзенберг В. Введение в единую полевую теорию элементарных частиц. М., «Мир», 1968.
3. Иваненко Д. Д., Бродский А. М. ДАН СССР, 84, 683, 1952.
4. Наумов А. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 2, 1967; № 2, 1968.

Поступила в редакцию
26.5 1969 г.

Кафедра
химической механики мехмата

УДК 577.3:539.19

А. К. КУКУШКИН

УЧЕТ ПОЛЯРНЫХ СОСТОЯНИЙ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ БЕЛКА

Впервые предположение о полупроводниковых свойствах белковых систем было высказано Иорданом [1] и Сент-Джорджи [2, 3]. К настоящему времени обнаружилось противоречие между значением запрещенного энергетического промежутка, полученным из опыта (2,7—3,5 *эв*) [7—11, 20—22] и вычисленными теоретическими значениями (5—6 *эв*) в работах Пульман [4] и других исследованиях (10 *эв*) [5, 6]. Обычно такое положение объясняли недостаточно чистой постановкой опыта: влиянием влаги, примесей и т. д. Однако последняя известная нам работа [9], выполненная на достаточно высоком экспериментальном уровне, дала такие же результаты. По-видимому, причина указанного противоречия состоит в том, что авторы теоретических работ не учитывали полярной ветви возбуждения в рассматриваемых системах, т. е. энергети-