Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 2, стр. 141 – 144 *20 января 1975 г.*

АДРОНЫ ИЗ ЛЕПТОНОВ?

Л.Д.Фаддеев

Обсуждается возможность появления сильно взаимодействующих частиц в качестве возбуждений системы слабо взаимодействующих полей.

В настоящей статье обсуждаются возможные физические следствия, к которым приводит рассмотрение простой модели теории поля в двумерном пространстве-времени. Модель описывает самодействие кирального поля $\chi(x) = \exp\{iu(x)\}$, ассоциированного с группой $U(1)$. Соответствующий лагранжиан

$$L = \frac{1}{\gamma}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{1}{2}(u_t^2 - u_x^2) - (1-\cos u)\right]dx$$

в системе единиц $h = m = c = 1$, где m – масса поля u, содержит один безразмерный параметр γ, играющий роль константы связи. В работе [1] при помощи метода обратной задачи было дано полное описание классических решений уравнений движения для этого лагранжиана и найдено выражение для гамильтониана через переменные типа "число частиц" – "фаза". Из этих результатов в полуклассическом приближении следует, что при квантовании выписанного лагранжиана возникает целый спектр частиц; помимо частицы массы 1, которая соответствует приближению слабого поля, этот спектр содержит: а)частицу массы $8/\gamma$, обладающую зарядом ± 1 ассоциированным с тривиально сохраняющимся током $I_\mu = \frac{1}{2\pi}\epsilon_{\mu\nu}\delta_\nu u$ (солитон); б)серии частиц с нулевым зарядом и массами $M_n = \frac{16}{\gamma}\sin\theta_n$, $\theta_n = \frac{\pi}{4N}(2n+1)$, $n = 0,\ldots, N-1$; $N = \left[\frac{8\pi}{\gamma}\right]$ (связанные состояния солитонов). Точное решение задачи о классическом рассеянии солитонов [2] позволяет также вычислить квазиклассическое приближение для соответствующих матричных элементов S-матрицы. Например, для двух солитонов

$$S(s) = \exp\left\{\frac{16i}{\gamma}\int_1^{\xi}\frac{dx}{x}\ln\frac{x-1}{x+1}\right\}; \quad \xi = \frac{s - 2m^2 + \sqrt{s(s-4m^2)}}{2m^2}; \quad m = \frac{8}{\gamma}.$$

Уточнение квазиклассического приближения можно получить, например, с помощью континуального интегрирования. При этом выясняется, что квантовые поправки к массе и фазе рассеяния солитонов представляются рядом по неотрицательным степеням γ. Другими словами, при малых γ квазиклассические ответы остаются качественно верными и показывают, в частности, что массы солитонов могут быть сделаны большими, а их взаимодействие – сильным.

Таким образом, рассматриваемый пример показывает, что существует механизм, позволяющий описывать и сильно взаимодействующие частицы как коллективные возбуждения в системе слабо взаимодействующих полей. При этом новые частицы могут иметь целочисленные характеристики типа заряда, которые равны нулю для частиц, соответствующих исходным полям в теории возмущений. Этот механизм является в высшей степени привлекательным. Действительно, представим себе, что мы серьезно верим в квантовую теорию поля как фундаментальную основу теории элементарных частиц. В этом случае должен существовать лагранжиан, содержащий несколько основных полей и такой, что соответствующие им частицеподобные возбуждения описывают всю спектроскопию наблюдаемых частиц и иерархию их взаимодействий. Будет крайне некрасиво, если в число основных полей войдут спинорные поля как для лептонов, так и для барионов (кварки), и таким образом, удвоится число однотипных полей. Описанный механизм дает возможность надеяться, что в качестве фундаментальных полей достаточно взять поля лептонов и векторных полей, переносящих их взаимодействие. Адроны при этом должны появиться как солитоны или их связанные состояния, причем заряд солитонов должен играть роль барионного числа.

Обсудим теперь, какие черты модельной системы должны остаться в реальном случае четырехмерного пространства-времени для того, чтобы действовал этот механизм. Во-первых, соответствующие классические уравнения движения должны иметь решения типа солитонов — т. е. стационарные или периодические по времени локализованные решения с конечной энергией. Во-вторых, должен существовать сохраняющийся ток, такой, что солитонные решения имеют нетривиальный соответствующий заряд, который равен нулю для слабых полей. Это условие будет выполнено, если в число фундаментальных полей входит киральное поле, связанное, например, с группой $SO(3)$ или однородным пространством $SO(3)/SO(2)$. Так, в первом случае сохраняющийся ток имеет вид $I_\mu = (2\pi^2)^{-1}(1+u^2)^{-3}\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}\epsilon^{abc}\partial_\nu u^a\,\partial_\lambda u^b\,\partial_\sigma u^c$, где мы используем параметризацию Вейнберга для кирального поля. Отметим, что оба упомянутых выше тока сохраняются независимо от вида уравнений движения, а целочисленный характер соответствующих зарядов связан с их топологическим смыслом — эти заряды определяют так называемые числа вращений отображений, осуществляющихся киральными полями (ср. [3 – 5]). Целочисленные законы сохранения, появляющиеся в [6 – 8] и связанные с нетривиальной асимптотикой рассматриваемых стационарных решений на пространственной бесконечности, имеют схожую, но не совпадающую интерпретацию. В частности, в двумерном случае [6] возникающий заряд не обладает свойством аддитивности.

Оба условия предыдущего абзаца реализуются в объединенной модели электромагнитных и слабых взаимодействий лептонов, предложенной в [9]. В список полей модели, помимо триплета лептонов и триплета полей Янга – Миллса – электромагнитного поля и заряженных промежуточных бозонов – входит киральное поле направлений $n = (n_1, n_2, n_3)$, $n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = 1$, которое имеет геометрический смысл электрически нейтрального направления во внутреннем пространстве лептонов. В [10] показано, что в случае трехмерного пространства-времени классические уравнения движения модели допускают стационарные решения с конечной энергией и нетривиальным топологическим зарядом.

Энергия этих решений обратно пропорциональна константе слабого взаимодействия. В реальном четырехмерном случае существование таких решений влечет существование решений, сосредоточенных вокруг конечного замкнутого контура (струна), испытывающего периодические нелинейные колебания [11,12]. Такое движение при квантовании должно приводить к бесконечной серии дискретных значений для массы соответствующих возбуждений. Все это показывает, что в теории лептонов возможны возбуждения, обладающие большими массами, нетривиальными квантовыми числами и сильным взаимодействием. Сравнение их свойств с реальными адронами можно провести лишь после того, как мы научимся решать задачу о квантовании замкнутой струны в четырехмерном пространстве.

Математический иститут
им. В.А.Стеклова

Поступила в редакцию
13 декабря 1974 г.

Литература

[1] L.D.Faddeev, L.A.Takchtajan. JINR preprint E2 – 7998, 1974.

[2] Л.А.Тахтаджян. ЖЭТФ, **66**, 476, 1974.

[3] D.Finkelstein, C.Misner. Ann. Phys., **6**, 230, 1959.

[4] D.Finkelstein. J.Math. Phys., **7**, 1218, 1966.

[5] T.H.R.Skyrme. Proc. Roy. Soc., **A262**, 237, 1961.

[6] А.М.Поляков. Препринт ИТФ им. Л.Д.Ландау, 1974.

[7] G't Hooft. CERN preprint, TH 1876, 1974.

[8] H.B.Nielsen, P.Olesen. Nucl. Phys., **B61**, 45, 1973.

[9] Л.Д.Фаддеев. ДАНСССР, **210**, 807, 1973.

[10] L.D.Faddeev. Max-Planck Institute preprint. MPI – PAE/Pth 16, 1974.

[11] Förster. Nils Bohr Institute preprint NBI– HE– 74–6

[12] Б.М.Барбашов, Н.А.Черников. Препринт ОИЯИ Р2–7852, 1974.