КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.12

ОТСУТСТВИЕ СТОХАСТИЧНОСТИ ДЛЯ ПОЛЕЙ ЯНГА—МИЛЛСА, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С ХИГГСОВСКИМ ПОЛЕМ

А. С. Вшивцев, В. К. Перес-Фернандес

(кафедра математики)

Изложены результаты численного исследования условий возникновения стохастичности в системе взаимодействующих полей Янга—Миллса и Хиггса.

Исследованию систем нелинейных дифференциальных уравнений на стохастичность посвящено много работ. С соответствующих позиций обсуждалась и система уравнений Янга—Миллса [1], для которых была показана возможность возникновения этого явления. Наличие стохастической компоненты авторы работы [2] связывали с возможностью объяснения конфайнмента цвета. В работе [3] продемонстрирована возможность устранения стохастичности на основе механизма Хиггса, начиная с некоторого критического значения вакуумного среднего скалярного поля $(0{,}78\sqrt{E}/g$, где E — сохраняющаяся энергия). Ранее, при рассмотрении классических уравнений движения калибровочных полей (в группе $SU(2)$), взаимодействующих с изодублетом хиггсовских бозонов, нами были найдены точные решения для соответствующей самосогласованной задачи [4].

В настоящей заметке приведены результаты численных экспериментов по проверке этой системы на наличие стохастичности в большом диапазоне изменения параметра связи $4\lambda/g^2$, что позволяет установить область значений параметра связи, в которой возможно использование понятия классического поля.

Как и в работе [4], выберем лагранжиан, описывающий систему взаимодействующих полей в виде

$$\mathscr{L} = -0{,}25\mathscr{F}^a_{\mu\nu}\mathscr{F}^{\mu\nu}_a + 0{,}5\,(\mathscr{D}_\mu\varphi)^+\,(\mathscr{D}^\mu\varphi) - U(\varphi). \tag{1}$$

Неабелев тензор поля в группе $SU(2)$ определяется обычным соотношением $\mathscr{F}^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + g\varepsilon^{abc}A^b_\mu A^c_\nu$, ковариантная производная $\mathscr{D}_\mu = \partial_\mu - igA_\mu$, вектор-потенциал задан следующим образом: $A_\mu = A_\mu{}^a\sigma^a/2$, явное выражение потенциала хиггсовского поля такое: $U(\varphi) = -0{,}5m^2|\varphi|^2 + 0{,}25\lambda|\varphi|^4$. Используя подстановку

$$A^a_0 = 0;\quad A^a_i = \varepsilon^{aik}n_k\frac{\sqrt{2}\,m}{g}\,\Phi(px);\quad \varphi = \frac{2m}{g}\,u\chi(px), \tag{2}$$

а также принимая во внимание обозначения: $\mathbf{n} = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|$, $\theta = \varepsilon px$, $\varepsilon^2 = (p/m)^2 \geqslant 0$, $\nu^2 = 4\lambda/g^2$ — параметр связи, u — вектор-столбец, нормированный на единицу: $uu^+ = 1$, придем к системе нелинейных дифференциальных уравнений

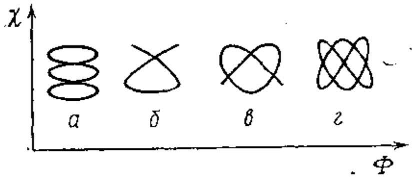
$$\Phi'' + \chi^2\Phi + 2\Phi^3 = 0, \tag{3}$$

$$\chi'' + (\Phi^2 - 1)\,\chi + \nu^2\chi^3 = 0. \tag{4}$$

Полная энергия системы $\mathscr{E} = 0{,}5\,[\Phi'^2 + \chi'^2 + \Phi^4 + 0{,}5\nu^2\chi^4 + \chi^2(\Phi^2 - 1)]$ — интеграл движения сложной системы взаимодействующих нелинейных полей. Система уравнений (3), (4) имеет точные решения, приведенные в работе [4].

Численное решение этой системы нелинейных дифференциальных уравнений проводилось на персональном компьютере методом Хемминга 4-го порядка. При вычислениях значения параметра связи ν^2 на сегменте $[10^{-2}; 10]$ выбирались таким образом, чтобы было возможно проследить соответствующие перестройки картин в фазовых плоскостях полей Φ и χ. Шаг по «времени» θ полагался равным 10^{-2}. В процессе вычислений энергия системы сохранялась с точностью $\delta = 10^{-5}$. На экран дисплея выводились фазовые портреты (χ, χ') и (Φ, Φ'), кроме этого были получены различные картины в плоскости (Φ, χ); некоторые из них, при значении $\nu^2=0{,}3$; 1; 5; 10 изображены на рисунке: отношение частот равно 1:3 (*а*), 2:3 (*б*), 3:4 (*в*) и 3:2 при разности фаз 90° (*г*). Анализ этих результатов может привести к выводу, что в исследуемой системе при различных значениях параметра связи ν^2 доминируют (при заданных начальных условиях) различные гармоники для полей Хиггса и Янга—Миллса.

Заметим, что точное аналитическое выражение решения системы (3), (4) для полей Φ и χ в работе [4] было получено при отношении частот, равном единице. Если $\nu^2\to 0$, то кратность отношения частот колебаний поля Φ и χ возрастает. В предельном случае $\nu^2=0$, как указано в работе [5], система перестает быть интегрируемой (для (3), (4) этот результат получается при $\nu^2=10^{-2}$ и $\mathcal{E}\sim 10^{-2}$). При изменении параметра ν^2 в области (10^{-2}; ∞)система (3), (4) является близкой к интегрируемой. Более того, по-видимому, в различных областях значений параметра связи ν^2 можно искать соответствующие решения нелинейной системы, которые в основном определяют ее поведение. Если переписать область изменения параметра связи следующим образом: $2{,}5\cdot 10^{-3}\leqslant\lambda/g^2\leqslant 2{,}5$, то отсюда, зная параметр g^2, характеризующий сильное взаимодействие, можно оценить массу хиггсовских бозонов, при которой в системе отсутствует стохастичность и соответственно получить оценки характерной частоты колебаний цветового поля.



Наряду с приведенными результатами сформулируем еще один, имеющий большое значение для использования классических полей Янга—Миллса при описании различных моделей: классические решения уравнений движения поля Янга—Миллса в присутствии хиггсовских полей не обнаруживают явления стохастичности в довольно большом диапазоне изменения констант связи λ и g^2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Матинян С. Г., Саввиди Г. К., Тер-Арутюнян-Саввиди Н. Г.// //ЖЭТФ. 1981. **80**, № 3. С. 830. [2] Матинян С. Г.//ЭЧАЯ. 1985. **16**, № 3. С. 522. [3] Матинян С. Г., Саввиди Г. К., Тер-Арутюнян-Саввиди Н. Г.// //Письма в ЖЭТФ. 1981. **34**, № 1. С. 613. [4] Вшивцев А. С., Татаринцев А. В.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. **28**, № 1. С. 82. [5] Вирченко Ю. П., Мазманишвили А. С.//Укр. физ. журн. 1986. **31**, № 2. С. 168.

Поступила в редакцию
31.03.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

УДК 537.8:530.145

СТРУНЫ И АНТИСИММЕТРИЧНЫЕ ТЕНЗОРНЫЕ ПОЛЯ

С. Н. Солодухин

(кафедра теоретической физики)

Предложена новая суперструнная модель с использованием антисимметричных тензорных полей. Показано, что критическая размерность модели оказывается произвольной: $D=4N$, $N=1, 2, \ldots$.

Теория струн является сейчас одним из наиболее перспективных подходов к построению единой теории взаимодействий, включая квантовую гравитацию. В существующих моделях, однако, имеется ряд трудностей, связанных, в частности, с появлением высоких значений критических размерностей. Поэтому актуальна задача построения новых, более совершенных суперструнных моделей.

Здесь предлагается для этих целей использовать формализм неоднородных дифференциальных форм или антисимметричных тензорных полей. При этом фермионный сектор струнной модели будем описывать уравнением, впервые предложенным Д. Д. Иваненко и Л. Д. Ландау [1].