Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 8, стр. 361 – 362 *25 апреля 1985 г.*

МЕХАНИЗМ ХИГГСА И ГРАВИТАЦИЯ

В.К.Мальцев

Показано, что лагранжиан типа хиггсовского естественным образом возникает при учете гравитационных взаимодействий, связанных со скалярным полем.

1. Известно, что уравнение Клейна – Гордона строится на основании принципа лоренц-ковариантности. С другой стороны, лагранжиан Хиггса вводится *ad hoc* и оправдывается только удачным результатом (механизм Хиггса). Цель настоящей статьи – показать, что лагранжиан типа хиггсовского естественным образом (без привлечения дополнительных гипотез) возникает при учете гравитационных взаимодействий, связанных со скалярным полем.

2. Рассмотрим скалярное поле φ, подчиняющееся уравнению

$$\Box\varphi + m^2\varphi - (R/6)\varphi = 0; \tag{1}$$

сигнатуру и кривизну берем согласно [1], так что m^2 имеет "правильный" (не "тахионный") знак. Для определения кривизны имеем уравнения Эйнштейна

$$R_{ik} - {}^1/_2 g_{ik} R = kT_{ik}, \tag{2}$$

где T_{ik} – тензор энергии-импульса *всех* полей, присутствующих в данной модели. Это обстоятельство чрезвычайно существенно: по смыслу (2) тензор T_{ik} должен описывать *всю* материю, присутствующую в окрестности данной точки; соответствующая кривизна заведомо на много порядков больше средней космологической кривизны, которая иногда подставляется в (1) в качестве R (тогда как R имеет смысл локальной величины). Итак, положим в (2) $T_{ik} = T_{ik}(\varphi) + T_{ik}^{(0)}$, где первый член соответствует полю φ, а второй – всей остальной материи. Тогда $R = -kT(\varphi) - K$, где $T(\varphi) = \text{след}\, T_{ik}(\varphi)$, а $K/k = \text{след}\, T_{ik}^{(0)}$. Вычисляя $T_{ik}(\varphi)$ варьированием по метрике лагранжиана, соответствующего (1), получаем $T(\varphi) = 2m^2\varphi^*\varphi$, так что (1) принимает вид

$$\Box\varphi + (m^2 - K/6)\varphi + (km^2/3)(\varphi^*\varphi)\varphi = 0. \tag{1'}$$

Соответствующий лагранжиан имеет вид хиггсовского

$$\mathcal{L} = \sqrt{-g}\,[\varphi^*_{,n}\varphi^{,n} - (m^2 - K/6)\varphi^*\varphi - (km^2/6)(\varphi^*\varphi)^2], \tag{3}$$

и при $K > 6m^2$ получаем спонтанное нарушение симметрии: гамильтониан имеет минимум при $\varphi_0^*\varphi_0 = (3/k)[(K/6m^2) - 1]$, будучи равен при этом $\mathcal{H}_0 = -(km^2/6)(\varphi_0^*\varphi_0)^2$.

3. Введем теперь в рассмотрение векторное безмассовое поле A_i; прибавляя к лагранжиану, соответствующему (1) лагранжиан поля A_i, равный $-{}^1/_4(A_{i,k} - A_{k,i})^2$ и заменяя $\varphi_{,k} \to \varphi_{,k} - ieA_k\varphi \equiv D_k\varphi$, находим, что след $T_{ik}(\varphi, A) = 2m^2\varphi^*\varphi$, так что вместо (3) получаем

$$\mathcal{L} = \sqrt{-g}\,[D^n\varphi(D_n\varphi)^* - (m^2 - K/6)\varphi^*\varphi - (km^2/6)(\varphi^*\varphi)^2 - {}^1/_4(A_{i,k} - A_{k,i})^2]. \tag{4}$$

Сдвигая поле φ на величину φ_0 (см. п. 2), получаем обычным образом, что скалярное и векторное поля приобретают массы $m_s^2 = (2/3)(K - 6m^2)$ и $m_v^2 = (e^2/2k)(m_s/m)^2$ соответственно.

4. Итак, исходя только из уравнения (1) (рассматриваемого в настоящее время как стандартное уравнение для скалярного поля), мы получили механизм Хиггса как следствие гравитационного самодействия скалярного поля φ и наличия неисчезающей фоновой кривиз-

ны, соответствующей всем остальным полям. Параметры K и m остаются, разумеется, неопределенными. Относительно параметра K, соответствующего фоновой кривизне можно сказать только, что он может быть чрезвычайно большой величиной; действительно, согласно прямому смыслу (2) K следует брать в точке (что может привести, очевидно, к расходимости), но если ограничиться областью диаметром порядка планковского, то в этом случае для K следует ожидать планковское значение 10^{66} см$^{-2}$. Впрочем, может оказаться более целесообразным усреднять (2) по области, характерной для рассматриваемых ь имодействий (например, по фермиевской области диаметром 10^{-17} см), но о средней кривизне в таких областях в настоящее время нельзя сказать ничего определенного. Ясно, однако, что K может в этом случае зависеть от состояния фоновой материи. Выражая K через давление и плотность этой материи: $K = k(\epsilon - 3p)$, видим, что при увеличении давления условие $K > 6m^2$ может нарушиться, что приведет к восстановлению симметрии.

5. Вводя спинорное поле ψ с массой μ, взаимодействующее только с A_i (и с метрикой), но не с φ, так что след T_{ik} получает добавку $\mu\bar{\psi}\psi - e\bar{\psi}\gamma^k\psi A_k$, получаем в результате сдвига поля φ, что заряд и масса поля ψ изменяются согласно $e \to e(1 - k\varphi_0^2/6)$, $\mu \to \mu(1 + k\varphi_0^2/6)$ и возникает юкавская связь со скалярным полем с константой связи $k\mu\varphi_0/6$. Разумеется, если юкавская связь с полем φ вводится с самого начала, то указанная величина представляет собой поправку к константе связи.

Автор благодарен М.А.Маркову за руководство его работой. Автору приятно поблагодарить А.А.Комара и участников руководимого им семинара за полезное обсуждение.

Литература

1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1973.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 февраля 1985 г