УДК 530.12:531.51;539.12.17

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ НЕЙТРАЛЬНЫЙ ВЕКТОРНЫЙ БОЗОН В 7-МЕРНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИ-ЭЛЕКТРО-СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

В. Р. Гаврилов

(кафедра теоретической физики)

Рассмотрен процесс рассеяния мюонного нейтрино на мюоне с учетом наличия дополнительного нейтрального векторного бозона, предсказанного 7-мерной теорией грави-электро-слабых взаимодействий.

Недавно предложенная 7-мерная теория грави-электро-слабых взаимодействий [1] обладает рядом существенных черт, позволяющих сделать новые экспериментальные предсказания. Основные идеи, положенные в ее основу, заключаются в следующем: 1) использование 7-мерной геометрии с кручением и внешней спинорной материей; 2) получение нейтральных векторных полей из компонент 7-мерной метрики; 3) получение полей заряженных W-бозонов из компонент тензора кручения; 4) введение хиггсовских скалярных полей с помощью конформного фактора; 5) использование гармоник циклической зависимости волновых функций от дополнительных координат x^5, x^6, x^7 для вычисления электрического заряда, изоспина и других квантовых характеристик частиц.

Настоящая работа посвящена анализу возможности проявления дополнительного нейтрального векторного бозона. Все нейтральные векторные поля, в том числе и дополнительное к стандартным (электромагнитному и полю Z_1-бозона), появляются в теории из компонент 7-мерного метрического тензора после процедуры 1+1+1+4 расщепления [2], когда метрика представляется в виде

$$^7G_{MN}=g_{MN}-\lambda_M\lambda_N-\sigma_M\sigma_N-\omega_M\omega_N, \tag{1}$$

где g_{MN} — метрика локального 4-мерного пространственно-временного сечения, а λ_M, σ_M, ω_M — ортонормированные пространственноподобные векторы, компоненты которых в виде некоторых линейных комбинаций и образуют нейтральные 4-мерные поля.

Осуществление указанных выше пяти основных идей позволяет получить как лагранжиан стандартной электрослабой модели (см., напр., [3]) и теории гравитации, так и члены взаимодействия и соответствующую кинетическую часть, которая сопоставляется дополнительному нейтральному бозону. После некоторых естественных предположений взаимодействие фермионов с Z_2-бозоном полностью определяется следующей постоянной взаимодействия:

$$g^*=g\,(\varepsilon_5-\varepsilon_6)/3\equiv gQ_2, \tag{2}$$

где g — обычная постоянная модели Вайнберга—Салама, ε_5 и ε_6 — гармоники циклической зависимости волновой функции фермиона от дополнительных координат x^5 и x^6.

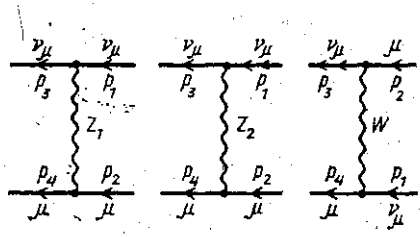
Интересно отметить, что в одном из наиболее красивых вариантов 7-мерной теории заряд Q_2 равен нулю для частиц первого поколения (электрона и электронного нейтрино, u и d кварков). Поэтому, возможно, появление дополнительного нейтрального тока следует ожидать в экспериментах с частицами 2-го и 3-го поколений. В этом случае

наиболее простым представляется процесс рассеяния мюона на мюонном нейтрино. Для его рассмотрения выпишем лагранжиан взаимодействия с промежуточными бозонами, который дает 7-мерная теория:

$$\mathcal{L}_{INT} = -\frac{g}{2\cos\theta_W}\bar{\nu}_\mu\gamma_\alpha^L\nu_\mu Z_1^\alpha + \frac{g}{\cos\theta_W}\bar{\mu}\left(\frac{1}{2}\gamma_\alpha^L - \sin^2\theta_W\gamma_\alpha\right)\times$$

$$\times\mu Z_1^\alpha + \frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_\mu W_\alpha^+\gamma^{\alpha L}\mu + \bar{\mu}W_\alpha^-\gamma^{\alpha L}\nu_\mu) + g^*(\bar{\nu}_\mu\gamma_\alpha^L\nu_\mu + \bar{\mu}\gamma_\alpha\mu)Z_2^\alpha, \qquad (3)$$

где $\gamma_\alpha{}^L = \gamma_\alpha(1+\gamma^5)/2$. Последнее слагаемое в (3) является дополнительным к первым двум стандартным и определяет новый нейтральный ток. С учетом вида лагранжиана процесс рассеяния мюонного нейтрино на мюоне во втором порядке по теории возмущений изображается тремя диаграммами (рисунок).



Вторая диаграмма на рис. 1 соответствует обмену Z_2-бозоном и в стандартной теории электрослабых взаимодействий отсутствует. Зная вид лагранжиана взаимодействия, а также используя пропагаторы частиц в фейнмановской калибровке, можно записать амплитуду рассматриваемого процесса:

$$A_{fi} = \frac{g^2\bar{u}(p_3)\gamma^{\alpha L}u(p_1)\bar{u}(p_4)\left[\frac{1}{2}\gamma_\alpha^L - \sin^2\theta_W\gamma_\alpha\right]u(p_2)}{2\cos^2\theta_W[(p_3-p_1)^2-m_1^2]} -$$

$$-\frac{g^2\bar{u}(p_3)\gamma^{\alpha L}u(p_2)\bar{u}(p_4)\gamma_\alpha^L u(p_1)}{2[(p_3-p_2)^2-m_W^2]} - \frac{g^{*2}\bar{u}(p_3)\gamma^{\alpha L}u(p_1)\bar{u}(p_4)\gamma^\alpha u(p_2)}{[(p_3-p_1)^2-m_2^2]}. \qquad (4)$$

В формуле (4) фигурирует масса Z_2-бозона m_2. Рассматриваемый вариант 7-мерной теории предсказывает следующее соотношение для масс Z_1- и Z_2-бозонов:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{2}{3}.$$

Таким образом, если массу Z_1-бозона считать равной примерно 94 ГэВ, тогда масса Z_2-бозона оказывается равной 141 ГэВ. Если указанный вариант 7-мерной теории реализуется, то вклад от взаимодействия с Z_2-бозоном в амплитуду процесса будет значительным.

После усреднения и суммирования по начальным и конечным спиновым состояниям мюона и мюонного нейтрино квадрат амплитуды вероятности записывается следующим образом:

$$\frac{1}{2}\sum_{\text{спин}}|A_{fi}|^2 = \frac{g^4\{(p_1p_2)^2(1+4\varepsilon_0)^2 + (p_1p_4)^2(1-4\varepsilon_0)^2 + m^2(p_1p_3)(1-16\varepsilon_0^2)\}}{8\cos^4\theta_W[(p_3-p_1)^2-m_1^2]^2} +$$

$$+\frac{2g^4(p_1p_2)^2}{[(p_3-p_2)^2-m_W^2]^2} + \frac{g^4\{2(p_1p_2)^2(1+4\varepsilon_0)+(p_1p_3)m^2(1-4\varepsilon_0)\}}{2\cos^2\theta_W[(p_3-p_2)^2-m_W^2][(p_3-p_1)^2-m_1^2]} +$$

$$+\frac{2g^{*2}g^2\{(p_1p_4)^2(1-4\varepsilon_0)-(p_1p_2)^2(1+4\varepsilon_0)+4m^2(p_1p_3)\}}{\cos^2\theta_W[(p_3-p_1)^2-m_2^2][(p_3-p_2)^2-m_1^2]}+$$

$$+\frac{8g^{*4}\{(p_1p_2)^2+(p_1p_4)^2-m^2(p_1p_3)\}}{[(p_3-p_1)^2-m_1^2]^2}+\frac{8g^{*2}g^2\{m^2(p_1p_3)-2(p_1p_2)^2\}}{[(p_3-p_1)^2-m_2^2][(p_3-p_2)^2-m_W^2]}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_0=1/4-\sin^2\theta_W\simeq10^{-2}$.

При записи (5) использованы следующие очевидные соотношения:

$$(p_1p_2)=(p_3p_4); \qquad (p_1p_4)=(p_2p_3); \qquad (p_1p_3)=(p_2p_4)-m^2, \quad (6)$$

где m — масса мюона.

Последние три слагаемых в (5) возникают благодаря наличию дополнительного нейтрального тока и в стандартной теории электрослабых взаимодействий отсутствуют. Записывая далее выражение для сечения рассеяния, можно использовать (5) для экспериментальной проверки наличия Z_2-бозона и оценки величины его массы.

Интересно отметить, что возможное наличие дополнительного нейтрального тока во взаимодействии мюона и мюонного нейтрино дает вклад в амплитуду процесса даже в приближении низких энергий. Если предположить, что импульс, переносимый промежуточной частицей, значительно меньше по абсолютной величине ее массы, то формула (5) с учетом соотношения масс Z_1- и W-бозонов в модели Вайнберга — Салама,

$$m_W=m_1\cos\theta_W, \quad (7)$$

приобретает вид

$$\frac{1}{2}\sum_{\text{спин}}|A_{fi}|^2=\frac{g^4}{m_W^4}\left[\frac{13}{4}+\frac{64}{9}Q_2^2\cos^2\theta_W\left(\frac{4Q_2^2}{9}\cos^2\theta_W-1\right)\right](p_1p_2)^2. \quad (8)$$

Первое слагаемое в квадратных скобках соответствует обычной теории электрослабых взаимодействий (может быть вычислено и в теории Ферми), а второе возникает в результате взаимодействия с дополнительным нейтральным бозоном. Если вычислить величину заряда для мюона и мюонного нейтрино и подставить его значение в (8), то постоянный множитель перед величиной $(p_1p_2)^2$ будет отличаться от вычисленного в стандартной теории в 10 раз. Это позволяет надеяться, что при низких энергиях сталкивающихся частиц возможна экспериментальная проверка наличия дополнительного нейтрального векторного бозона, а также оценка величины его массы.

Таким образом, 7-мерная теория грави-электро-слабых взаимодействий предсказывает существование дополнительного нейтрального векторного поля. Постоянная взаимодействия фермионов с этим полем полностью определяется гармониками циклической зависимости спинорной функции от дополнительных координат x^5, x^6, x^7. После некоторых упрощающих предположений, которые имеют красивую геометрическую интерпретацию, возникает один из вариантов теории, предсказывающий значение массы дополнительного Z_2-бозона. Она оказывается равной примерно 141 ГэВ. В указанном варианте теории постоянная взаимодействия фермионов с Z_2-бозоном пропорциональна разности гармоник $\varepsilon_5-\varepsilon_6$ циклической зависимости спинора от дополнительных координат x^5 и x^6. Эта разность равна нулю для частиц первого поколения, так что новый нейтральный ток возникает только во взаимодействиях частиц 2-го и 3-го поколений. Рассмотренный процесс рассеяния мюонного ней-

трино на мюоне показывает, что проявление этого дополнительного нейтрального тока возможно также и при относительно низких энергиях сталкивающихся частиц. Поэтому экспериментальное обнаружение Z_2-бозона можно проводить и при относительно низких энергиях.

Автор глубоко благодарен Ю. С. Владимирову за неизменное внимание и помощь в работе, а также А. В. Борисову за многочисленные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Владимиров Ю. С. Препринт физ. ф-та МГУ № 16/1986. М., 1986. [2] Владимиров Ю. С. Системы отсчета в теории гравитации. М., 1982. [3] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Калибровочные поля. М., 1986.

Поступила в редакцию
26.08.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1

УДК 539.12.01

КОНДЕНСАТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ВЕКТОРНЫХ БОЗОНОВ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. В. Николаев, И. А. Обухов, В. К. Перес-Фернандес, В. Р. Халилов

(кафедра теоретической физики)

Изучаются нелинейные уравнения движения W-бозонов Вайнберга—Салама в сверхсильном магнитном поле. Полученные топологически устойчивые решения могут быть интерпретированы как конденсатные состояния W-бозонов в магнитном поле.

Исследование модели электрослабых взаимодействий Вайнберга—Салама обычно проводится методом разложения в ряд теории возмущений в окрестности вакуума со спонтанно нарушенной симметрией. Нелинейные члены взаимодействия при этом рассматриваются как малые поправки. Однако спектр энергии заряженного векторного бозона в сверхсильном магнитном поле в линейном приближении содержит так называемую «тахионную» моду [1], так как энергия основного состояния

$$p_0 = \sqrt{m_W^2 - eH}$$

становится чисто мнимой при $eH > m^2{}_W$. Понятно, что в таких полях нелинейные члены взаимодействия уже не могут рассматриваться как малые поправки.

В настоящей работе мы ищем классические вакуумные решения уравнений движения W-бозонов в сверхсильном магнитном поле, в которых нелинейные члены учитывались бы непертурбативным образом.

Рассмотрим лагранжиан Вайнберга—Салама, ограничиваясь случаем, когда отличными от нуля являются поле заряженного векторного бозона во внешнем магнитном поле и хиггсовское поле. Этот лагранжиан имеет следующий вид [2]:

$$L = -\frac{1}{2} f^*_{\mu\nu} f^{\mu\nu} + \frac{1}{2} g^2 \rho^2 W^+_\mu W^{-\mu} - ieF_{\mu\nu} W^{-\mu} W^{+\nu} -$$

$$- \frac{g^2}{2} [(W^+_\mu W^{-\mu})^2 - (W^+_\mu W^{+\mu})(W^-_\nu W^{-\nu})] + (\partial_\mu \rho)(\partial^\mu \rho) - \lambda (\rho^2 - \rho_0^2)^2. \quad (1)$$