Рассмотренное излучение должно возникать, например, при деформации диэлектрика, при помещении одноосного кристалла в сильное электрическое поле, а также при использовании других способов изменения анизотропных свойств среды во времени. Условием генерации при этом является наличие в среде макроскопического заряда.

В заключение автор благодарит В. А. Давыдова за ценные обсуждения и интерес к работе, Б. М. Болотовского и С. Н. Столярова за полезное обсуждение полученных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Манева Г. М.//Кр. сообщ. по физике ФИАН СССР. 1977. № 2. С. 21—25. [2] Давыдов В. А.//ЖТФ. 1982. 52, № 12. С. 2340—2344. [3] Федоров Ф. И. Оптика анизотропных сред. Минск, 1958. [4] Гинзбург В. Л., Цытович В. Н.// //ЖЭТФ. 1973. 65, № 1. С. 132—144. [5] Давыдов В. А.//Изв. вузов. Радиофизика. 1980. 23, № 8. С. 982—987. [6] Болотовский Б. М., Давыдов В. А., Рок В. Е.//УФН. 1982. 136, № 3. С. 501—518.

Поступила в редакцию
02.10.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

УДК 530.1:530.12:531.51

МНОГОМЕРНОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ВАЙНБЕРГА—САЛАМА С ГРАВИТАЦИЕЙ: БОЗОННЫЙ СЕКТОР

В. В. Кислов

(кафедра теоретической физики)

1. Идея объединения фундаментальных физических взаимодействий в рамках теорий типа Калуцы—Клейна [1, 2] привлекает в последнее время пристальное внимание. При рассмотрении римановой геометрии в пространстве $4+N$ измерений и последующей компактификации дополнительных N измерений лагранжиан теории распадается на сумму гравитационного лагранжиана и лагранжиана дополнительных полей с размерностью калибровочной группы (в общем случае неабелевой) N [1].

Однако оказывается, что бозонный сектор модели Вайнберга—Салама ($N=\dim SU(2)\times U(1)=4$) [3] можно геометрически описать уже в рамках *6-мерной* римановой геометрии. Ключевую роль при этом играет обобщение зависимости от дополнительных координат в 6-метрике по сравнению с [1, 4].

2. Зададим бозонную часть исходного лагранжиана в виде

$$ {}^6\mathscr{L}_B=\sqrt{-G^*}\left\{\frac{1}{2\varkappa}\,{}^6R^*+\Lambda^*\right\}, \tag{1}$$

где $\sqrt{-G^*}$ — корень из определителя 6-мерного метрического тензора $\overset{*}{G}_{AB}$, ${}^6R^*$ — скалярная кривизна рассматриваемого 6-мерного многообразия, $\varkappa=8\pi k/c^4$, k — ньютоновская гравитационная постоянная, Λ^* — космологическая «постоянная». Спинорная материя может быть введена внешним образом, включением соответствующих членов в бозонный лагранжиан (1). При этом вводимый внешним образом в 6-мерной теории 8-компонентный спинор [5] расщепляется на пару 4-компонентных спиноров, соответствующих электрону и нейтрино.

Для осуществления размерной редукции следует произвести 1+ +1+4 расщепление исходного 6-мерного лагранжиана с последующим интегрированием по дополнительным координатам. При этом, вообще говоря, компоненты исходной 6-метрики могут зависеть от дополнительных координат, однако редуцированный лагранжиан зависит лишь от четырех пространственно-временных координат.

Расщепление 6-мерного многообразия производится при расщеплении метрического тензора в виде

$$^6G_{AB} = {}^4g_{AB} - \lambda_A\lambda_B - \sigma_A\sigma_B, \tag{2}$$

где векторы диады λ_A, σ_B ортогональны 4-мерному пространственно-временному сечению $^4g_{AB}$ ($^4g_{ab}=0$; $a, b=5,6$), и использовано обобщение на 6-мерный случай [2] калибровки типа хронометрической метода диадного расщепления:

$$\sigma_N = \frac{^6G_{6N}}{\sqrt{-G_{66}}}; \quad \lambda_M = \frac{\widetilde{G}_{5M}}{\sqrt{-\widetilde{G}_{55}}}; \quad \widetilde{G}_{MN} = {}^6G_{MN} + \sigma_M\sigma_N \tag{3}$$

для многообразий с сигнатурой $(+---;--)$ *.

Тогда спроектированные на 4-мерное многообразие ковариантные производные имеют вид

$$\nabla^+_\mu = g^M_\mu \nabla_M = \nabla_\mu + \lambda_\mu\lambda^5\partial_5 + (\sigma^6\sigma_\mu + \lambda^6\lambda_\mu)\,\partial_6,$$

$$\partial^+_5 = \lambda^M\partial_M = \lambda^5\partial_5 + \lambda^6\partial_6; \quad \partial^+_6 = \sigma^M\partial_M = \sigma^6\partial_6.$$

Введение скалярного хиггсовского изодублета связывается с конформным скалярным полем, выделяемым из 6-метрики преобразованием

$$^6G^*_{MN} = \Phi \cdot {}^6G_{MN}. \tag{4}$$

Чтобы обеспечить трансформационные свойства изодублета, зависимость Φ от дополнительных координат задается в виде

$$\Phi = \chi_0 + \varphi^0(x^\mu)\, e^{i\alpha x^5 - i\beta x^6} - {}^*\varphi^0(x^\mu)\, e^{-i\alpha x^5 + i\beta x^6} +$$

$$+ \varphi^+(x^\mu)\, e^{i\alpha x^5 + i\beta x^6} - {}^*\varphi^+(x^\mu)\, e^{-i\alpha x^5 - i\beta x^6}. \tag{5}$$

Тогда исходный лагранжиан (1) запишется в виде

$$^6\mathcal{L}_B = \sqrt{-{}^6G}\left\{\frac{1}{2\varkappa}\left({}^6R\Phi^2 - 5G^{AB}\,\Phi\,\nabla_A\nabla_B\Phi\right) + \Lambda^*\Phi^3\right\},$$

что после размерной редукции и устранения дивергентных членов уже на 4-мерном уровне можно будет эквивалентным образом записать на языке изотопических дублетов **.

---

* Эта сигнатура выбирается так, чтобы обеспечивался нужный знак перед вкладом калибровочных полей, обязанных дополнительным измерениям, в редуцированный лагранжиан.

** При размерной редукции, после интегрирования по x^5, x^6 члены с экспоненциальной зависимостью от дополнительных координат уйдут, приводя к δ-функциям Дирака $\delta(\alpha)$ при условии $\alpha \neq 0$. В другой интерпретации (когда внутреннее пространство компактно) можно говорить о том, что вклады от быстро осциллирующих членов с экспоненциальной зависимостью малы по сравнению с линейно растущими при интегрировании по внутреннему пространству вкладами от членов, содержащих зависимости от x^5 и x^6.

Переменная космологическая «постоянная» позволяет ввести хиггсовский потенциал $V(\varphi^*\varphi)$ нужного вида, если $\Lambda^*=\Lambda_0+\Lambda_1\Phi+\Lambda_2\Phi^2$. При этом для $\varphi=\begin{pmatrix}\varphi^+\\ \varphi^0\end{pmatrix}$ получим потенциал

$$V(\varphi^*\varphi)=\frac{\lambda^2}{4}(\varphi^*\varphi-\eta^2)^2,$$

где

$$\frac{\lambda^2}{4}=\frac{3}{5}\Lambda_1+\Lambda_2, \tag{6}$$

$$\frac{\lambda^2\eta^2}{2}=\frac{3}{5}\left(2\Lambda_1+\Lambda_0-\xi^2+\frac{10}{3}\Lambda_2\right), \tag{7}$$

$$\xi^2=(\alpha\lambda^5-\beta\lambda^6)^2+(\beta\sigma^6)^2. \tag{8}$$

Кроме того, появится эффективная космологическая постоянная

$$\Lambda_{\text{eff}}=\Lambda_0+\Lambda_1+\Lambda_2-\frac{5}{2}\lambda^2\eta^4. \tag{9}$$

Покажем теперь, как из исходного лагранжиана (1) выделяются калибровочные поля, соответствующие промежуточным векторным бозонам и электромагнитному полю. Оказывается, отказавшись от условия цилиндричности 6-метрики ${}^6G_{MN}$ и используя соответственно более общие допустимые координатные преобразования, можно уже в 6-мерии геометризовать помимо электромагнитного еще и неабелево поле с калибровочной группой SU(2).

Предположим для простоты, что $G_{ab}=\text{const}$ $(a, b=5,6)$, т. е. λ_a, $\sigma_b=\text{const}$, $\lambda^6=0$*. Тогда лагранжиан (1) запишется после редукции и устранения дивергентных членов в виде

$$\begin{aligned}{}^4\mathcal{L}_B=\sqrt{-g}\,\lambda_5\sigma_6\Big\{&(\chi_0^2-2\varphi^*\varphi)\left[\frac{1}{2\varkappa}{}^4R-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}-\frac{1}{4}F^{(i)}_{\mu\nu}F^{\mu\nu}_{(i)}\right]+\\ &+10\left(g^{\mu\nu}\nabla^-_\mu\varphi^*\nabla^+_\nu\varphi-\frac{\lambda^2}{4}(\varphi^*\varphi-\eta^2)^2\right)+\Lambda_{\text{eff}}\Big\},\end{aligned} \tag{10}$$

где коэффициент перед членом в квадратных скобках мог бы быть сделан постоянным соответствующим выбором функции $\chi_0(x^\mu)$, однако мы рассмотрим здесь случай $\chi_0=\text{const}$ (вариант теории с $\chi_0\neq\text{const}$ ведет в общем случае к скалярно-тензорной теории типа Йордана—Тири). Кроме того, здесь

$$\nabla^+_\mu=\nabla_\mu+i\alpha\lambda^5\lambda_\mu\mp i\beta\sigma^6\sigma_\mu \tag{11}$$

(для φ^0 и φ^+ берутся соответственно верхний и нижний знаки, а для ∇_μ^- берется комплексно-сопряженное выражение).

Наконец, осталось определить только слагаемые, содержащие векторные калибровочные поля в (10). Они определяются согласно общим формулам 1+1+4 расщепления:

$$F_{\mu\nu}=\lambda_{\mu,\nu}-\lambda_{\nu,\mu};\quad F^{(i)}_{\mu\nu}=g^M_\mu g^N_\nu(\sigma_{M,N}-\sigma_{N,M}), \tag{12}$$

---

* Эти условия не обязательны. Учет $G_{ab}\neq\text{const}$ [6] приведет к возможности изменений (в частности, космологических) фундаментальных констант теории, а учет $\lambda^6\neq0$ — к дополнительному вкладу в массу заряженных $W^\pm$-бозонов.

где

$$\sigma_\mu = -\frac{c^2}{2\sqrt{k}}\left[A_\mu^{(3)} + W_\mu^+ e^{+2i\beta x^6} + W_\mu^- e^{-2i\beta x^6}\right], \tag{13}$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(A_\mu^{(1)} \mp iA_\mu^{(2)}\right), \quad \lambda_\mu = -\frac{c^2}{2\sqrt{k}} B_\mu,$$

а поля B_μ и $A_\mu^{(i)}$ соответствуют U(1)-синглету и SU(2)-триплету калибровочных полей модели Вайнберга—Салама, как, например, в [3] *. При этом особенно интересным представляется тот факт, что определения типа (12) и (13) автоматически обеспечивают наличие неабелевых добавок в тензоре поля $F_{\mu\nu}^{(i)}$ и после редукции член $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^{(i)}F_{(i)}^{\mu\nu}$ описывает инвариант янг-миллсовского SU(2)-триплета с тензором поля:

$$F_{\mu\nu}^{(i)} = \partial_\mu A_\nu^{(i)} - \partial_\nu A_\mu^{(i)} + g\varepsilon^{ijk} A_\nu^{(j)} A_\mu^{(k)}, \tag{14}$$

где $g = -2\beta\sigma^6$, $g_1 = -2\alpha\lambda^5$, ε^{ijk} — единичный антисимметричный тензор.

Хиггсовское скалярное поле взаимодействует с векторными полями в силу (11) точно так же, как и в стандартной модели Вайнберга—Салама, благодаря характеру зависимости от дополнительных координат (5) и (13). При этом лагранжиан (10) может трактоваться как на языке изотопических дублетов и синглетов в соответствии с принятой формой модели Вайнберга—Салама, так и уже в покомпонентной записи, когда роль ортов в изотопическом пространстве выполняют соответствующие гармоники ($e^{in\alpha x^5}$, $e^{in\beta x^6}$, $n = 0, \pm 1, \ldots$), задающие зависимость полей от дополнительных координат. Благодаря изоморфизму лагранжиана (10) и лагранжиана бозонного сектора стандартной модели Вайнберга—Салама [3] механизм приобретения масс векторными полями и значения соответствующих параметров не отличаются от стандартных. При этом электромагнитное поле и Z-бозон определяются следующим образом [2]:

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_W + A_\mu^{(3)} \sin\theta_W; \quad Z_\mu = B_\mu \sin\theta_W - A_\mu^{(3)} \cos\theta_W, \tag{15}$$

где выражение

$$\sin\theta_W = \frac{g}{(g^2 + g_1^2)^{1/2}} = \frac{\beta\sigma^6}{\sqrt{(\beta\sigma^6)^2 + (\alpha\lambda^5)^2}} \tag{16}$$

определяет значение угла Вайнберга через геометрические величины. Зная $M_W = g_1\eta/2$, $\sin^2\theta_W = 0{,}23 \pm 0{,}02$, $e = g_1 g/(g^2 + g_1^2)^{1/2}$ и константу Ферми $G_F = \frac{g^2}{2\sqrt{2}M_W^2}$, можем фиксировать значения геометрических величин, входящих пока в теорию как свободные параметры. В силу (9) эффективная космологическая постоянная может быть выбрана сколь угодно малой, что вместе с выбором массы хиггсовского бозона $m_\chi \sim \lambda\eta$ и при известном значении η фиксирует и значения констант Λ_0, Λ_1, Λ_2.

---

* Вообще говоря, непосредственное использование определения (13) приводит к геометрическому описанию триплета калибровочных полей не с SO(3) ~ SU(2)-симметрией, а с SO(1, 2), однако, изменяя определение (13) или переходя к 7-мерной метрике, можно обеспечить переход от SO(1, 2)×U(1) к SO(3)×U(1)~SU(2)××U(1). Следует отметить, что в (13) фактически учтены лишь первые гармоники фурье-разложения зависящей от x^6 части вектора σ_μ, однако учет остальных членов для зависимостей от x^5 и от x^6 приведет в общем случае к бесконечномерным калибровочным группам, существенно расширив возможности теории.

3. Выбирая стандартное представление 6-мерных Г-матриц [5] и подбирая конформное переопределение 8-компонентного спинора ψ в согласии с (4), можно показать также, что после перехода от стандартного свободного 6-мерного спинорного лагранжиана к 4-мерному виду и спинорная часть лагранжиана совпадет с соответствующими членами лагранжиана Вайнберга—Салама. Избирательный характер взаимодействия левых и правых спинорных компонент электрона и нейтрино с векторными и скалярными полями обеспечивается различным выбором зависимости от x^5 и x^6 в компонентах исходного 8-компонентного спинора ψ.

Из (16) также следует, что отказ от условия постоянства λ^5 и σ^6 приведет к возможности изменения угла Вайнберга в процессе эволюции Вселенной. Это представляется одним из важных принципиальных следствий предложенной теории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Salam A., Strathdee J.//Ann. of Phys. (USA). 1982. **141**. P. 316—352. [2] Кислов В. В. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1985. [3] Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Квантовые поля. М., 1980. [4] Manton N. S.//Nucl. Phys. 1979. **B158**, N 1. P. 141—153. [5] Furlan P.//Czech. J. Phys. 1982. **B32**, N 6. P. 634—644. [6] Владимиров Ю. С., Кислов В. В.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1982. **23**, № 6. С. 18—21.

Поступила в редакцию
23.10.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ГЕНЕРАТОРА ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ

А. М. Афонин, В. А. Вдовин, А. Д. Поезд
(кафедра радиофизики СВЧ)

Введение. При продвижении в коротковолновую часть СВЧ диапазона поперечные размеры приборов обычно уменьшаются пропорционально длине волны λ [1]. При этом возникают определенные трудности при использовании сильноточных релятивистских пучков. Ввиду большой плотности тока пучка в одномодовых системах для дальнейшего увеличения генерируемой мощности СВЧ излучения необходим переход к новым типам устройств, одним из которых является релятивистский генератор поверхностной волны (РГПВ) [2]. Он представляет собой диафрагмированный волновод с отверстиями в диафрагмах $d \gg \lambda$. Степень замедления электромагнитной волны в РГПВ достаточно велика, так что вследствие экспоненциального убывания поля при удалении от замедляющей системы (ЗС) волна является поверхностной и поле на оси системы равно нулю. Кольцевой пучок проходит вблизи ЗС и взаимодействует только с поверхностной волной, трансформирующейся на выходе в объемную волну. Таким образом можно сделать поперечные размеры генератора больше длины волны, не нарушая принципа взаимодействия электронного пучка с замедленной электромагнитной волной. Большие сечения обеспечивают увеличение используемого в РГПВ тока и мощности излучения. В отличие от уси-