

УДК 530.12:531.51

В.В. ЛАСУКОВ

ПОЯВЛЕНИЕ МАССЫ ВЕКТОРНЫХ БОЗОНОВ ЗА СЧЕТ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ ВСЕЛЕННОЙ¹

Показано, что векторные бозоны могут приобретать массу за счет вакуумоподобного скалярного поля, имитирующего темную энергию и темную материю Вселенной. Это означает, что сам факт существования наблюдаемых массивных переносчиков слабых взаимодействий может являться сигналом от темной энергии.

Ключевые слова: атом Леметра, вакуумоподобное скалярное поле, механизм Хиггса.

Введение

В современной теоретической физике основополагающую роль играют безмассовые частицы, а масса появляется на более поздней стадии, вводится посредством хиггсовского бозона и возникает в результате спонтанного нарушения симметрии. В основе единых калибровочных теорий слабых, сильных и электромагнитных взаимодействий лежит идея о спонтанном нарушении симметрии за счет возникновения во всем пространстве-времени **постоянного** скалярного поля. Такой механизм возникновения массы у векторных бозонов называют механизмом Хиггса [1]. Согласно модели Хиггса, до нарушения симметрии все векторные бозоны, являющиеся переносчиками взаимодействий, были безмассовыми, а взаимодействия эквивалентными. После нарушения калибровочной симметрии часть векторных бозонов приобретает массу, так что соответствующие взаимодействия становятся короткодействующими, и тем самым возникает различие взаимодействий. Считается, что такой сценарий может происходить за счет скалярного поля лишь с плотно-

стью потенциальной энергии самодействия вида «сборки» $U(\varphi) = -\frac{\mu^2}{2}\varphi^2 + \frac{\lambda}{4}\varphi^4 + U_0$, имеющей два локальных истинных минимума $U(\varphi_0) = U_0 - \frac{\mu^2\varphi_0^2}{4}$ при ненулевом значении скалярного поля

$\varphi = \varphi_0 = \pm \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \neq 0$ и один локальный максимум $U(0) = U_0$ в точке $\varphi = 0$ [2–8]. При этом

$\frac{d^2U(\varphi_0)}{d\varphi^2} = 2\mu^2 > 0$, а $\frac{d^2U(0)}{d\varphi^2} = -\mu^2 < 0$. Поэтому вблизи частного решения $\varphi = \varphi_0$ классическое

решение соответствующего полевого уравнения имеет вид $\varphi(t) = \varphi_0 + C_0 \sin\left(\frac{\mu}{\sqrt{2}}t\right)$ и, следова-

тельно, описывает массивное скалярное поле с массой $m_\varphi = \sqrt{2}\mu$, а вблизи частного решения

$\varphi = 0$ соответствующее решение имеет монотонный характер $\varphi(t) = \frac{\sqrt{2}\varphi_0}{\text{ch}\left(\frac{\mu}{\sqrt{2}}(t-t_0)\right)}$ и описывает

неустойчивое безмассовое скалярное поле с временем жизни порядка $\frac{1}{\mu}$. Следует отметить, что в

общем случае между безмассовостью переносчиков взаимодействий и короткодействием нет эквивалентного соответствия. Например, в квантовой хромодинамике (КХД) взаимодействие между кварками переносится глюонными полями – безмассовыми векторными мезонами с неабелевой ненарушенной калибровочной группой $SU(3)_c$. Короткодействие же ядерных сил постулируется

¹ Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки РФ (№ 2.11/210).

в форме гипотезы о невылетании кварков. Численное решение уравнений КХД по методу сеток и свойство асимптотической свободы, обусловленное соответствующей зависимостью константы связи КХД g_s от масштаба энергии ε

$$\alpha_s^{-1}(\varepsilon) \approx \left(\frac{\beta_0}{4\pi} \right) \ln \left(\left(\frac{\varepsilon}{\Lambda_c} \right)^2 \right), \quad \beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_a, \quad \Lambda_c \approx 217_{-23}^{+25} \text{ МэВ}, \quad \alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi},$$

подтверждают эту гипотезу конфайнмента.

Кроме того, в единых теориях существование базовых фермионных (шесть кварков u, d, c, s, t, b , три заряженных фермиона e, μ, τ , три сорта нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ), векторных и хиггсовых полей постулируется. Процесс же рождения этих полей удастся исследовать в рамках квантовой геометродинамики, согласно которой первоатом Леметра может генерировать фундаментальные поля единых калибровочных теорий. По мнению Дж. Уилера, проблема космологической сингулярности подобна известной проблеме коллапса атома, которая была решена в свое время Н. Бором путем его квантования. Вопреки этому утверждению в работе [9] решена проблема времени в рамках классической теории и обнаружено, что эта проблема связана с проблемами космологической сингулярности и космологической постоянной. Присоединение времени к сверхпространству позволило построить квантовую геометродинамику с дискретным и непрерывным энергетическим спектром, что невозможно в традиционной геометродинамике без времени, так как в ней гамильтониан равен нулю. Квантовая геометродинамика, в которой присутствует время, порождается связями Логанова, является продуктивным вариантом квантовой космологии и позволяет исследовать процесс рождения наблюдаемой материи Вселенной в результате квантового процесса распада первоатома Леметра. Первоатом Леметра является одномерным, нерелятивистским, существует в двумерном сверхпространстве-времени, «пространственной координатой» которого является так называемый масштабный фактор a . В первоатоме Леметра роль электрона выполняет планковская частица с массой $M_p \approx 10^{-5}$ г. Первоатом Леметра способен перманентно порождать наблюдаемую массу Вселенной по механизму спонтанного излучения. Такой процесс рождения обычной материи Вселенной ($\gamma, n, p, \mu, e, \nu \dots$) и гравитонов может служить регулярной атомной моделью Большого взрыва [10–13]. В работе [14] теоретически доказана возможность существования во Вселенной сфер, которые заполнены однородным постоянным скалярным полем, – могут выступать в роли «темной материи» и быть ответственными за неубывающее поведение наблюдаемых ротационных кривых галактик. В зависимости от значения потенциальной составляющей скалярного поля такие сферы могут как располагаться в центре звезд, так и включать в себя звезды, галактики, скопления галактик и наблюдаемую Вселенную в целом, образуя гало галактических систем и порождая иерархию масштабов. Это означает, что «темная материя» и «темная энергия» не квантуются из-за классичности вакуумоподобного скалярного поля, имеют единую физическую природу, а их отличие определяется значением потенциальной энергии вакуумоподобного скалярного поля. Согласно работе [13], темная энергия может иметь и гравитонную природу, если существование гравитонов в будущем будет доказано.

В сообщении исследуется процесс утяжеления векторных бозонов калибровочного поля за счет вакуумоподобного скалярного поля с постоянной плотностью потенциальной энергии самодействия $U(\varphi) = U_0$.

Утяжеление векторных бозонов

Для примера рассмотрим двухкомпонентную среду, состоящую из безмассового абелева калибровочного векторного поля B_σ , гравитационно взаимодействующего с вещественным скалярным полем φ . Лагранжиан такой среды имеет вид

$$L(B, \varphi) = -\frac{1}{4} U_{\sigma\nu} U^{\sigma\nu} + \frac{g^2 \varphi^2}{2} B_\sigma B^\sigma + \frac{1}{2} (\partial_\sigma \varphi)^2 - U(\varphi), \quad (1)$$

где $U_{\sigma\nu} = \partial_\sigma B_\nu - \partial_\nu B_\sigma$; g^2 – калибровочная константа связи. Для (1) уравнения Лагранжа с учетом калибровочного условия выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \Delta \varphi = -\frac{dU(\varphi)}{d\varphi} + g^2 \varphi B_\sigma B^\sigma; \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta - g^2 \varphi^2 \right) B_\sigma = 0. \quad (3)$$

Обычно считается, что утяжеление векторных бозонов возможно лишь при $U(\varphi) = -\frac{\mu^2}{2}\varphi^2 + \frac{\lambda}{4}\varphi^4 + U_0 = \frac{\lambda}{4}(\varphi^2 - \varphi_0^2)^2 + \left(U_0 - \frac{\lambda\varphi_0^4}{4} \right)$. Например, для однородного скалярного поля при $B_\sigma B^\sigma = 0$ дифференциальное уравнение (2) сводится к дифференциальному уравнению первого порядка

$$\frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + U(\varphi) = \varepsilon,$$

общий интеграл которого выглядит следующим образом:

$$\int \frac{d\varphi}{\sqrt{\varepsilon - \frac{\lambda}{4}(\varphi^2 - \varphi_0^2)^2}} = \sqrt{2}t,$$

где $\varepsilon = U_0 - \frac{\lambda\varphi_0^4}{4}$, ε – константа интегрирования уравнения, имеющая размерность плотности энергии. Вблизи решения φ_0

$$\int_{\varphi_0}^{\varphi_0 + u(t)} \frac{d\varphi}{\sqrt{\varepsilon - \frac{\lambda}{4}(\varphi^2 - \varphi_0^2)^2}} \approx \int_0^{u(t)} \frac{du}{\sqrt{\varepsilon - \frac{\lambda\varphi_0^2}{4}u^2}},$$

так что в этом случае

$$\varphi(t) = \varphi_0 + C_0 \sin\left(\frac{\mu}{\sqrt{2}}t\right). \quad (4)$$

Осцилляторный характер решения (4) означает, что величину $\sqrt{2}\mu$ можно интерпретировать как массу квантов скалярного поля. Аналогично, вблизи решения $\varphi = 0$ на вершине локального максимума ($\varepsilon = U_0$)

$$\int_0^\varphi \frac{d\varphi}{\sqrt{\varepsilon - \frac{\lambda}{4}(\varphi^2 - \varphi_0^2)^2}} = \frac{2}{\sqrt{\lambda}} \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{\sqrt{2\varphi_0^2\varphi^2 - \varphi^4}},$$

так что

$$\varphi(t) = \frac{\sqrt{2}\varphi_0}{\operatorname{ch}\left(\frac{\mu}{\sqrt{2}}(t - t_0)\right)}, \quad (5)$$

где константа интегрирования $t_0 = \frac{\sqrt{2}}{\mu} \operatorname{arch}\left(\frac{\sqrt{2}\varphi_0}{\varphi(0)}\right)$. Для начального условия $\varphi(0) = 0$ константа

интегрирования $t_0 = \infty$ и решение (5) переходит в тривиальное решение $\varphi(t) \equiv 0$. Однако решение

(5) чувствительно к «шевелению» начального условия. Например, при $\varphi(0) = \frac{\sqrt{2}\varphi_0}{100}$ временная

константа является уже конечной величиной $t_0 \approx \frac{7,5}{\mu}$. Эта особенность и монотонный характер

решения (5) означают, что величину $\frac{\sqrt{2}}{\mu}$ можно интерпретировать как величину, определяющую время жизни скалярного поля.

В общем случае при $\varepsilon > U_0$ решение выражается через эллиптический интеграл первого рода

$$\frac{\mu}{\sqrt{2}} t = \frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2}} F(\theta, k), \quad (6)$$

где $F(\theta, k) = \int_0^\theta \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2(\theta)}}$ – эллиптический интеграл первого рода;

$$a^2 = \frac{2}{\phi_0^2} \sqrt{\frac{\phi_0}{\lambda}} - 1, \quad b^2 = a^2 + 2, \quad k = \frac{b}{\sqrt{a^2 + b^2}}, \quad \theta(x) = \arcsin \left[\frac{x}{b} \sqrt{\frac{a^2 + b^2}{a^2 + x^2}} \right], \quad 0 < x < b, \quad x = \frac{\phi}{\phi_0}.$$

График надбарьерного ($\varepsilon > U_0$) решения (6) представлен на **рис. 1**.

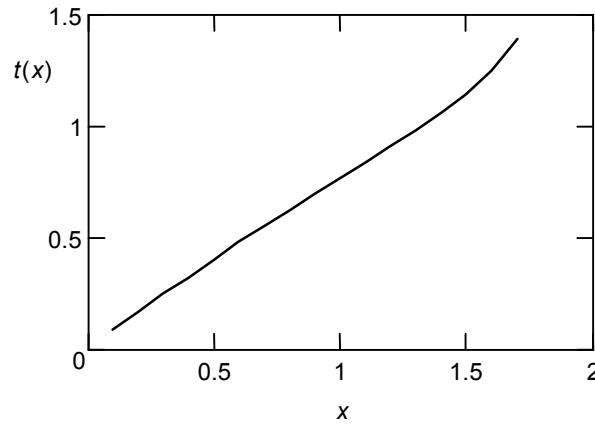


Рис. 1. График зависимости времени $t(x) = \frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2}} F(\theta(x), k)$

от полевой переменной $x = \frac{\phi}{\phi_0}$ при $a = 1, b = \sqrt{3}$

Из рисунка видно, что эволюция скалярного поля между точками поворота и выше локального максимума ($\varepsilon > U_0$) является равномерной ($\phi' \approx \text{const}$).

Отметим, что из-за квантового эффекта туннелирования ненулевое решение $\phi = \phi_0$ также является неустойчивым относительно перехода в состояние $\phi = -\phi_0$. Используя евклидов подход, можно оценить вероятность такого перехода [8]:

$$P = e^{-S_e} \approx e^{-\frac{1}{\lambda}}.$$

Здесь евклидово действие $S_e = V \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \left[\frac{1}{2} \bar{\phi}'^2 + U(\bar{\phi}) \right] d\tau$, $t \rightarrow -i\tau$, $\bar{\phi}(\tau) = \phi_0 \text{th}(\omega\tau)$ – инстантонное

решение уравнения Эйлера $\frac{1}{2} \bar{\phi}'^2 - U(\bar{\phi}) = \varepsilon = 0$, $U_0 = \frac{\lambda \phi_0^4}{4}$, $V \approx \frac{1}{\mu^3}$ – объем (вероятность такого перехода совпадает с вероятностью рождения замкнутой Вселенной Хартла – Хокинга – Виленикина). Поэтому математическое ожидание скалярного поля $M(\phi) = \phi_0 \left(1 - 2e^{-\frac{1}{\lambda}} \right)$ может смещаться к нулевому значению.

Замечание. Формула $P = e^{-S_e} \approx e^{-\frac{1}{\lambda}}$ получена в рамках евклидова подхода. Поэтому причина того, что $P \neq 0$, состоит в том, что группа евклидовых вращений $O(4)$ компактна и поэтому имеет конечный объем, тогда как релятивистская лоренцева группа $O(3,1)$ некомпактна и имеет бесконечный объем. Кроме того, лагранжев подход и подход Фейнмана к квантованию в терминах континуального интеграла не всегда эквивалентны. Например, действие свободного гравитационного поля плоской Вселенной с изотропной и однородной метрикой имеет вид

$$S_g = \int l(a, a^\circ) \sqrt{-g} dr d\vartheta d\psi dt = R^3 \int L(a, a^\circ) dt,$$

где $L(a, a^\circ) = V l(a, a^\circ)$; $V = \frac{4\pi a^3}{3}$; $\sqrt{-g} = a^3 r^2 \sin(\vartheta)$, $a(t)$ – масштабный фактор. В таком случае

уравнение Лагранжа $\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial a^\circ} - \frac{\partial L}{\partial a} = 0$ от физического объема R^3 не зависит. В двумерном сверхпространстве-времени $\{a, t\}$ такая геометродинамика допускает первичное квантование. В рамках соответствующей квантовой геометродинамики в квазиклассическом приближении вероятность

туннелирования планковской частицы $P = e^{-S_e} \approx e^{-\frac{1}{\lambda}}$, интерпретируемая как вероятность рождения Вселенной, отлична от нуля для пространственно плоской Вселенной, а не только для замкнутой Вселенной. В конечном счете, отличие вероятности туннелирования от нуля обусловлено тем, что уравнения Лагранжа инвариантны относительно умножения лагранжиана на константу (в случае однородной и изотропной метрики такой константой и является объем $\sim R^3$), а фейнмановская экспонента e^{-S} такой симметрией не обладает. Поэтому фейнмановский подход к квантованию в терминах континуального интеграла в общем случае не эквивалентен лагранжевому подходу. Для рассмотренного в статье изотропного и однородного скалярного поля ситуация аналогична.

По традиции механизм Хиггса формулируется на языке функции Лагранжа, а не на языке уравнений Лагранжа. Видимо поэтому не было замечено, что механизм Хиггса возможен и при $U(\varphi) = U_0$. Действительно, из уравнений (2), (3) видно, что при $B_\sigma B^\sigma = 0$ и $U(\varphi) = U_0$ скалярное уравнение (2) также имеет тривиальные решения $\varphi = 0$, $\varphi = \varphi_0 \neq 0$, так что постоянный член $g^2 \varphi_0^2$ в уравнении (3) можно интерпретировать как квадрат массы векторного поля. Лагранжиан (1) при $B_\sigma B^\sigma = 0$ и $\varphi = \varphi_0 \neq 0$ является калибровочно инвариантным, что обеспечивает перенормируемость модели (1), так как перенормировка осуществляется на основе лагранжиана, а не на основе уравнений Лагранжа. При этом из-за массового члена $g^2 \varphi_0^2$ уравнение (3) не инвариантно относительно группы калибровочных преобразований $U(1)$.

Можно потребовать, чтобы некоторые компоненты векторного поля удовлетворяли системе уравнений (2), (3) при $\varphi = \varphi_0$, а остальные компоненты удовлетворяли этой системе при $\varphi = 0$ (в последнем случае ограничение $B_\sigma B^\sigma = 0$ не обязательно). Тогда первая часть составляющих векторного поля B_σ приобретает массу $m_b = g \varphi_0$, а остальные компоненты могут оставаться безмассовыми. Из соображений размерности естественно выразить постоянное скалярное поле через единственную полевою константу теории $\varphi_0 = \sqrt[4]{U_0}$. Константа связи также выражается через постоянную плотность потенциальной энергии $g = \sqrt{\Lambda G}$ [13], где Λ – космологическая постоянная Эйнштейна, которая, согласно материальной интерпретации Глинера [15–22], равна $\Lambda = 8\pi G U_0$,

G – ньютонова гравитационная постоянная, так что $g = \sqrt{\frac{8\pi U_0}{\varepsilon_p}}$, $m_b = M_p \sqrt{8\pi} \zeta^{3/4}$. Здесь $\zeta = \frac{U_0}{\varepsilon_p}$,

$\varepsilon_p = M_p^4$ – планковская критическая плотность энергии, $M_p \approx 10^{-5}$ г – масса Планка. Таким образом, известные энергетические масштабы 10^{15} и 10^2 ГэВ нарушения, например, симметрий $SU(5)$ (калибровочная группа теории Великого объединения) и $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)$ (калибро-

вочная группа Стандартной модели) могут быть обусловлены величиной плотности темной энергии Вселенной, имитируемой вакуумоподобным скалярным полем, если предположить, что U_0 меняется дискретно со временем.

Классичность и безмассовость вакуумоподобного скалярного поля означает, что не существует квантов такого поля. Таким образом, если в экспериментах на адронном коллайдере (ЛHC) не будут обнаружены бозоны Хиггса (массивные кванты скалярного поля), то такой результат эксперимента не будет служить опровержением механизма Хиггса (энергия процессов на ЛHC порядка 10 ТэВ считается достаточной для обнаружения бозонов Хиггса).

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы:

1. Векторные бозоны могут приобретать массу за счет вакуумоподобного скалярного поля.
2. Помимо данных астрофизических наблюдений, экспериментальным доказательством существования вакуумоподобного скалярного поля, имитирующего темную энергию Вселенной, могут служить наблюдаемые массивные векторные бозоны $(W^\pm, Z^0)$, являющиеся переносчиками слабых взаимодействий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Higgs P. W. // Phys. Rev. Lett. – 1964. – V. 13. – P. 508.
2. Славнов А. А., Фаддеев Л. Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. – М.: Наука, 1978. – С. 24–28.
3. Тейлор Дж. Калибровочные теории слабых взаимодействий. – М.: Мир, 1978.
4. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. – М.: Наука, 1981.
5. Гелл-Манн М., Рамон П., Сланский Р. // УФН. – 1980. – Т. 130. – С. 459.
6. Линде А. Д. // Там же. – 1984. – Т. 144. – С. 179–184.
7. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Квантовые поля. – М.: Наука, 1980. – С. 98–103.
8. Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Калибровочные поля. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1986. – С. 107–110.
9. Ласуков В. В. // Изв. вузов. Физика. – 2004. – № 1. – С. 27–35.
10. Ласуков В. В. // Там же. – 2003. – № 4. – С. 70–75.
11. Ласуков В. В. // Там же. – 2003. – № 9. – С. 49–55.
12. Ласуков В. В. // Там же. – 2008. – № 8. – С. 38–43.
13. Ласуков В. В. // Там же. – 2009. – № 2. – С. 59–65.
14. Ласуков В. В. // Там же. – 2006. – № 4. – С. 9–19.
15. Глинер Э. Б. // УФН. – 2002. – Т. 172. – С. 221.
16. Глинер Э. Б. // ЖЭТФ. – 1965. – Т. 49. – С. 342.
17. Глинер Э. Б. // ДАН СССР. – 1970. – Т. 192. – С. 771.
18. Дымникова И. Г. // ЖЭТФ. – 1986. – Т. 90. – С. 1900.
19. Глинер Э. Б., Дымникова И. Г. // Письма в АЖ. – 1975. – Т. 1. – С. 7.
20. Dymnikova I. G. // Phys. Lett. B. – 2000. – V. 472. – P. 33.
21. Dymnikova I. G. // Gen. Rel. Grav. – 1992. – V. 24. – P. 235.
22. Dymnikova I. G. // Int. J. Mod. Phys. – 1996. – V. 5. – P. 529.

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия
E-mail: lav_9@list.ru

Поступила в редакцию 15.04.09.