Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 9, стр. 472 – 473 *10 ноября 1988 г.*

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СЛАБЕЕ ГРАВИТАЦИОННОГО В ИНДУЦИРОВАННОЙ КВАНТОВОЙ ГРАВИТАЦИИ

Д.В.Василевич, Ю.В.Новожилов

Предложено объяснение взаимодействия слабее гравитационного в рамках индуцированной квантовой гравитации.

Последние данные гравиметрических измерений (обзор [1]) показывают, что на малых расстояниях ньютоновский потенциал должен быть модифицирован

$$V(r) = \frac{G_N m_1 m_2}{r}(1 - \alpha \exp(-r/\lambda)), \qquad (1)$$

где $\lambda \approx 200$ м, $\alpha \approx 0{,}0075$. Юкавовский член потенциала (1) связывают с векторными полями, происхождение которых остается неясным [2]. Мы предлагаем объяснение потенциала (1), основанное на идее индуцированной гравитации. Подход к действию Эйнштейна как к эффективному действию негравитационных полей был предложен в [3] и развит в [4]. Точка зрения на индуцированную квантовую гравитацию, как на теорию связанных состояний фундаментальных префермионов сформулирована в работах [5], где исследовано эффективное действие для наиболее дальнодействующей скалярной компоненты гравитации, связанной с нарушением масштабной инвариантности. Мы покажем, что следующая – векторная–компонента, естественно возникающая в индуцированной квантовой гравитации, позволяет получить потенциал (1).

В формализме индуцированной квантовой гравитации гравитационная постоянная эйнштейновского действия выражается через параметры низкоэнергетической области Λ и M (параметры обрезания для фундаментальных префермионных полей) и равна [5]: $G_N^{-1} = (\Lambda^2 - M^2)/6\pi$. Оператор Дирака в искривленном пространстве имеет вид:

$$\not{D} = -i\gamma^\alpha e^\mu_\alpha (\partial_\mu + {}^1/_4\,\omega_{\mu\beta\delta}\gamma^\beta\gamma^\delta) + \mu\,.$$

Как будет видно ниже, $\mu/M \ll 1$. Динамическая масса μ может быть связана с конденсатом калибровочных полей

$$\operatorname{tr}\langle V_{\mu\nu}V^{\mu\nu}\rangle = -12\mu(3M\Lambda^2 - M^3) + O(\mu^2)\,. \qquad (2)$$

Нас будет интересовать взаимодействия на расстояниях порядка $10^2 - 10^5$ м. Поэтому в дальнейших вычислениях кривизной пространства-времени можно пренебречь. Тогда условие зануления вакуумной энергии связывает параметры низкоэнергетической области $\langle T_\mu{}^\mu\rangle_0 = [\Lambda^4 - 6\Lambda^2 M^2 + M^4]/8\pi^2 = 0$, где $M = M - \mu$.

Для выделения составных векторных степеней свободы совершим преобразование фундаментальных префермионных полей

$$\psi \to e^{\not\rho}\psi\,, \quad \not{D} \to \not{D}_\rho = e^{\not\rho}\not{D}e^{\not\rho}\,, \quad \not\rho = \gamma^\mu\rho_\mu\,. \qquad (3)$$

Построим функционал, инвариантный относительно преобразований (3):

$$Z_{inv}^{-1} = \int D\rho_\mu Z_\Lambda^{-1}(\not{D}_\rho),$$

Z_Λ – регуляризованный производящий функционал функций Грина полей ψ. Тогда

$$Z_\psi = Z_\Lambda Z_h = Z_{eff} Z_{inv} Z_h \quad ,$$

где Z_h описывает высокоэнергетические префермионы, а Z_{inv} не зависит от интересующих нас переменных.

Отметим, что для выделения низкоэнергетической области и описания низкоэнергетической динамики в терминах локальных пределов составных полей необходимо предположить существование асимптотически свободного взаимодействия, запирающего префермионы внутри этих полей. Явно выписывать это взаимодействие мы не будем.

Эффективное действие для векторного поля в евклидовом пространстве задается соотношением

$$W_{eff} = -\log Z_{eff} = -\log\left(Z_\Lambda(\not{D})\, Z_\Lambda^{-1}(\not{D}_\rho)\right). \tag{4}$$

Квадратичные члены в (4) могут быть вычислены, и с учетом (2) и связи параметров низкоэнергетической области после продолжения в пространство Минковского дают

$$L = -\frac{1}{2\pi G_N}\rho_{\mu\nu} - \frac{1}{12\pi^2}\operatorname{tr}\langle V_{\mu\nu}V^{\mu\nu}\rangle\rho^2 \ , \qquad \rho_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu\rho_\nu - \partial_\nu\rho_\mu \ .$$

Отметим, что кинетический и массовый члены имеют правильный знак ($\operatorname{tr}\langle V_{\mu\nu}V^{\mu\nu}\rangle$ отрицательно определен). Для массы векторного поля имеем

$$m_\rho^2 = -\frac{G_N}{6\pi}\operatorname{tr}\langle V_{\mu\nu}V^{\mu\nu}\rangle \ . \tag{5}$$

Нижнюю границу для m_ρ можно получить, если учесть в (5) только глюонный конденсат $\langle G^a_{\mu\nu}G^{a\mu\nu}\rangle \approx (380\ \text{МэВ})^4$. Тогда $m_\rho \geqslant 1{,}5\cdot 10^{21}$ ГэВ, радиус взаимодействия $\lambda \leqslant 1{,}6\cdot 10^5$ м. Это взаимодействие переносится векторными частицами, имеет характер отталкивания. Для получения $\lambda \sim 200$ м следует взять $\langle V_{\mu\nu}V^{\mu\nu}\rangle \sim (10\ \text{ГэВ})^4$, что ближе к масштабу электрослабой теории.

Рассмотрим взаимодействие векторного поля с веществом. Эффективный низкоэнергетический лагранжиан содержит массовый член $m\bar{\varphi}\varphi$ полей материи, состоящих из префермионных полей. Совершая преобразование (3), получим взаимодействие $2mq\,\bar{\varphi}\not{\rho}\varphi$, где q – эффективный ρ_μ-заряд поля φ. С учетом нормировки кинетического члена поля ρ_μ имеем константу связи $2G_N^{1/2}m\pi^{1/2}q$. Для получения потенциала (1) следует взять $q \sim 0{,}1$. Заметим, что взаимодействие пропорционально массе, а не гиперзаряду. Пропорциональность потенциала (1) массе и свидетельствует о гравитационном происхождении "пятой силы" [6].

Литература

1. *Fischbach E., Sudarsky D., Talmadge C., Aronson S.H.* Ann. Phys., 1988, **182**, 1.
2. *Nieto M.M., Goldman T., Hughes R.J.* Phys. Rev., D, 1988, **36**, 3684; 3688; 3694.
3. *Зельдович Я.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1967, **6**, 883; *Сахаров А.Д.* ДАН СССР, 1967, **177**, 70; ТМФ, 1975, **23**, 178.
4. *Adler S.L.* Rev. Mod. Phys., 1982, **54**, 729.
5. *Василевич Д.В., Новожилов Ю.В.* ТМФ, 1987, **73**, 308; *Novozhilov Yu. V., Vassilevich D.V.* Preprint UB-ECM-PF, 10/87, Barcelona University, 1987.
6. *Hughes R.J. et al.* Preprint LA-UR-88-926, Los Alamos, 1988.

Ленинградский государственный университет им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию 12 ~~ноября~~ октября 1988 г.