



УДК 539.12

© 2007

Ю. М. Малюта, Т. В. Обиход

Новая физика за пределами стандартной модели

(Представлено академиком НАН Украины О. С. Парасюком)

Spectra of graviton KK-partners and vector boson KK-partners are compared with computer simulation data given in a CMS Technical Design Report.

Современная физика высоких энергий базируется на идеологии дополнительных измерений. В контексте этой идеологии весьма перспективной является модель, описывающая спектры КК-партнеров гравитона и векторного бозона в пятимерном пространстве-времени с нефакторизуемой геометрией [1, 2]. Эта модель позволила решить проблему иерархии, т. е. связать две разные энергетические шкалы (шкалу Планка $M_P = 10^{19}$ ГэВ и гравитную шкалу $M = 10^4$ ГэВ) с помощью формулы

$$M_P = \sqrt{\frac{M^3}{k}} e^{kR\pi},$$

где $k = 10^3$ ГэВ, а $R = 10^{-16}$ см определяет размер дополнительного измерения. Согласно этой формуле, процессы, идущие при планковских энергиях, должны наблюдаться и на коллайдере ЛНС.

Цель настоящей работы — сравнить спектры КК-партнеров гравитона и векторного бозона с данными компьютерного моделирования, выполненного в работе [3].

1. Спектр гравитонов. Представим метрику пятимерной гравитации в виде

$$ds^2 = e^{-2k|y|}(\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x, y))dx^\mu dx^\nu + (1 + \phi(x))dy^2,$$

где $\eta_{\mu\nu}$ — метрический тензор Минковского, а $h_{\mu\nu}(x, y)$ — волновая функция гравитона, зависящая от координат x четырехмерного пространства-времени и от координаты y дополнительного измерения.

Волновую функцию $h_{\mu\nu}(x, y)$ можно разложить по системе ортонормированных функций $\chi_G^{(n)}(y)$

$$h_{\mu\nu}(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} h_{\mu\nu}^{(n)}(x) \frac{\chi_G^{(n)}(y)}{\sqrt{R}},$$

где

$$\chi_G^{(n)}(y) = \frac{e^{k|y|}}{N_n^G} \left[J_2 \left(\frac{m_n^G}{k} e^{k|y|} \right) + \alpha_n^G Y_2 \left(\frac{m_n^G}{k} e^{k|y|} \right) \right].$$

Здесь J_2 и Y_2 — функции Бесселя порядка 2; N_n^G — нормировочный фактор; α_n^G — постоянный коэффициент.

Из граничных условий $d\chi_G^{(n)}(y)/dy = 0$ при $y = 0$ и $y = R\pi$ следует

$$\alpha_n^G = - \frac{J_1 \left(\frac{m_n^G}{k} \right)}{Y_1 \left(\frac{m_n^G}{k} \right)}$$

и

$$J_1(\beta_n^G) = 0,$$

где числа β_n^G связаны с m_n^G формулой $m_n^G e^{kR\pi} = \beta_n^G k$, причем мы предположили, что $m_n^G/k \ll 1$ и $e^{kR\pi} \gg 1$. При этих предположениях массы КК-партнеров гравитона определяются формулой $M_n^G = \beta_n^G k$. Несколько первых значений β_n^G равны 3,83; 7,02; 10,17; 13,32; ...

2. Спектр векторных бозонов. Рассмотрим волновую функцию векторного бозона $A_\mu(x, y)$, зависящую от координат x четырехмерного пространства-времени и от координаты y дополнительного измерения.

Волновую функцию $A_\mu(x, y)$ можно разложить по системе ортонормированных функций $\chi_A^{(n)}(y)$

$$A_\mu(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} A_\mu^{(n)}(x) \frac{\chi_A^{(n)}(y)}{\sqrt{R}},$$

где

$$\chi_A^{(n)}(y) = \frac{e^{k|y|}}{N_n^A} \left[J_1 \left(\frac{m_n^A}{k} e^{k|y|} \right) + \alpha_n^A Y_1 \left(\frac{m_n^A}{k} e^{k|y|} \right) \right].$$

Здесь J_1 и Y_1 — функции Бесселя порядка 1; N_n^A — нормировочный фактор; α_n^A — постоянный коэффициент.

Из граничных условий $d\chi_A^{(n)}(y)/dy = 0$ при $y = 0$ и $y = R\pi$ следует

$$\alpha_n^A = - \frac{J_0 \left(\frac{m_n^A}{k} \right)}{Y_0 \left(\frac{m_n^A}{k} \right)}$$

и

$$J_0(\beta_n^A) = 0,$$

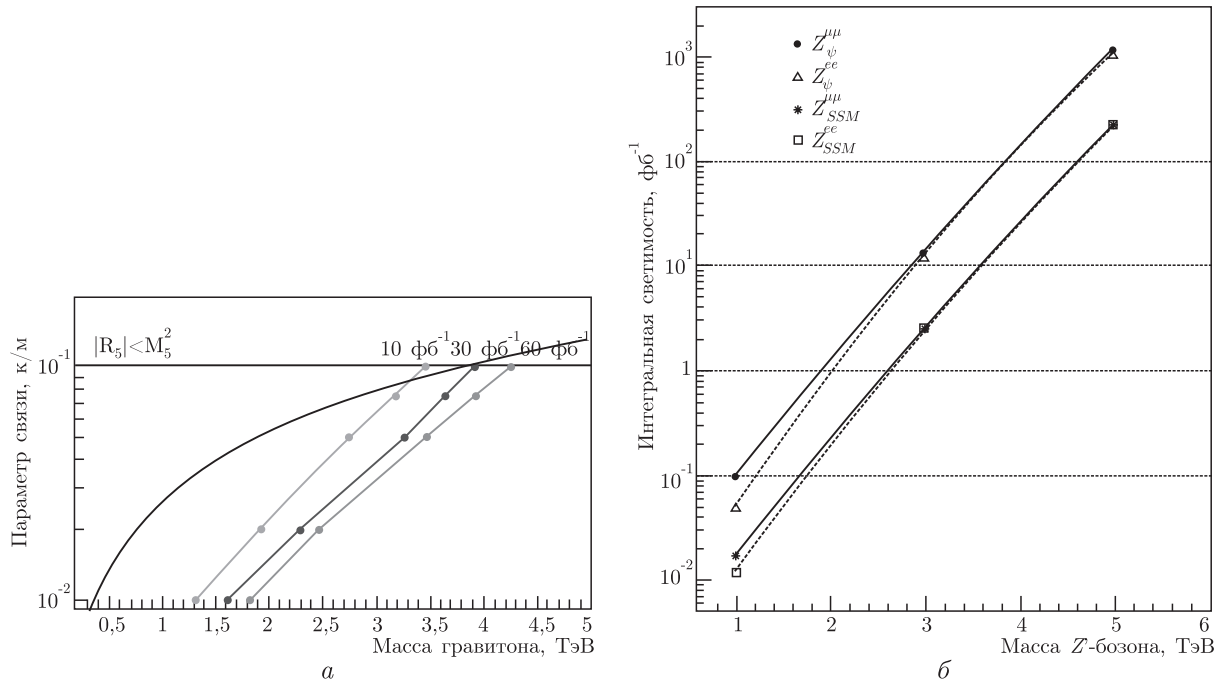


Рис. 1. Пространство параметров: a — гравитона; b — Z' -бозона

где числа β_n^A связаны с m_n^A формулой $m_n^A e^{kR\pi} = \beta_n^A k$, причем мы предположили, что $m_n^A/k \ll 1$ и $e^{kR\pi} \gg 1$. При этих предположениях массы КК-партнеров векторного бозона определяются формулой $M_n^A = \beta_n^A k$. Несколько первых значений β_n^A равны 2,40; 5,52; 8,65; 11,79; ...

3. Данные компьютерного моделирования. В работе [3] выполнено компьютерное моделирование пространств параметров КК-партнеров гравитона и векторного бозона. Эти данные представлены на рис. 1, a , b . Они хорошо согласуются с результатами вычислений спектров гравитонов и векторных бозонов, приведенных в пунктах 1 и 2.

Действительно, массы $M_1^G = 3,83$ ТэВ и $M_1^A = 2,40$ ТэВ удачно ложатся на кривые, изображенные на рис. 1, a , b .

1. *Randall L., Sundrum R.* A large mass hierarchy from a small extra dimension, hep-ph/9905221.
2. *Pomarol A.* Gauge bosons in a five-dimensional theory with localized gravity, hep-ph/9911294.
3. *CMS Technical Design Report Vol. 2., CERN-LHCC.* – 2006. – **021**.

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Поступило в редакцию 01.03.2007