объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-80-634

Х.Намсрай

ИЕРАРХИЧЕСКИЕ МАСШТАБЫ И СЕМЕЙСТВО ЧЕРНЫХ ДЫР

Направлено в "International Journal
of Theoretical Physics"

1980

В современной физике наблюдается некоторая иерархия масштабов тех или иных физических величин /расстояний, энергий, времени и т.д./. Например, атомные и молекулярные процессы происходят в области, определяемой характерной длиной $O/10^{-8}$ см/, а электромагнитные - характерной длиной $O/10^{-10}$- 10^{-11} см/. Длина $O/10^{-13}$ см/ является самым характерным расстоянием для ядерной физики. Большинство физиков верит, что слабые и квантово-гравитационные эффекты будут проявляться на расстояниях порядка $\ell_w \sim 6{,}7\cdot 10^{-17}$ см и $\ell_g \sim 8{,}0\cdot 10^{-33}$ см соответственно. Согласно современным моделям /1/ единой теории калибровочных полей большое объединение, по-видимому, может произойти при энергиях $m_X \sim O/10^{15}$ ГэВ/,т.е. на расстояниях $0/10^{-29}$ см/,с калибровочной константой связи $\alpha_{GUM} = g^2/4\pi$, равной 1/40.

Настоящая заметка посвящена получению параметров m_X и α_{GUM} для теории большого объединения на основе гипотезы о существовании семейства черных дыр. Оказывается, что при такой гипотезе все вышеупомянутые характерные длины укладываются на единой шкале, измеряемой масштабом $\alpha/2$, α - константа тонкой структуры.

Следуя Теннаконе /2/, мы делаем предположение о существовании некоторых элементарных частиц как черных дыр /или монополей/ в сильном гравитационном поле. Рассмотрим семейство цепочки черных дыр

$$\underset{i=1,}{\begin{pmatrix} f_0 \\ f_1 \end{pmatrix}} \quad \underset{2,}{\begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix}} \quad \underset{3,\ \dots}{\begin{pmatrix} f_2 \\ f_3 \end{pmatrix}}, \dots, \qquad /1/$$

/предполагается, что $m_{f_{i-1}} \ll m_{f_i}$ / как сингулярностей в решениях Нордстрема-Райснера уравнения Эйнштейна для частиц с массой m_{f_i} и зарядом e.Искомое решение определяется метрикой

$$ds^2 = -\gamma^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta\, d\phi^2 + \gamma\, dt^2, \qquad /2/$$

где

$$\gamma = 1 - \frac{2G_g m_{f_i}}{c^2 r} + \frac{G_g e^2}{c^4 r^2}, \qquad /3/$$

G_g - ньютоновская гравитационная константа. Гипотеза о сильном гравитационном поле вокруг черной дыры f_i приводит к замене $G_g \to G_s^i$ в /3/, где

$$G_s^i m_{f_i}^2 / \hbar c \sim 1 .$$

Тогда сингулярности в сильном гравитационном поле заряженной тяжелой черной дыры f_i из каждой i-й пары семейства /1/ определяются метрикой /2/ с величиной

$$\gamma = \gamma_s = 1 - \frac{2G_s^i m_{f_i^\circ}}{c^2 r} + \frac{G_s^i e^2}{c^4 r^2} , \qquad /4/$$

где $m_{f_i^\circ}$ - масса нейтрального партнера тяжелой дыры f_i из i-й пары, существование которого также постулируется.

Поскольку теперь $G_s^i m_{f_i}^2 / e^2 \gg 1$, то уравнение $\gamma_s = 0$ имеет два реальных корня, $r_{f_{i-1}}$ и r_{f_i}. Для них легко можно получить следующее соотношение /см. подробнее [2] /:

$$m_{f_{i-1}} / m_{f_i} = r_{f_{i-1}} / r_{f_i}, \qquad /5/$$

или

$$\frac{2G_s^i m_{f_{i-1}}}{c^2 r_{f_{i-1}}} = 1 , \qquad \frac{2G_s^i m_{f_i}}{c^2 r_{f_i}} = 1 , \qquad /6/$$

где

$$r_{f_{i-1}} = e^2 / 2m_{f_i^\circ} c^2 , \qquad /7/$$

r_{f_i} можно интерпретировать как шваршильдовский радиус сингулярности, соответствующей дыре f_i, а m_{f_i} и $m_{f_{i-1}}$ - массы пары тяжелой и легкой дыр i-го семейства соответственно. Запишем еще соотношение для G_s^i, вытекающее из /6/ и /7/:

$$G_s^i = e^2 / 4m_{f_{i-1}} m_{f_i^\circ} . \qquad /8/$$

Определим теперь параметр, характеризующий иерархию масштабов физических величин в физике черных дыр. Согласно Теннаконе[2], отождествляя f_0 с электроном и f_1 с протоном / f°_1 - с нейтроном/, мы получаем из /5/ /так как $m_p \approx m_n$ /

$$r_1 = \frac{e^2}{2\hbar c} \, \frac{\hbar}{m_e c} = \frac{\alpha}{2} \cdot \frac{\hbar}{m_e c} = 1{,}4 \cdot 10^{-13} \text{ см} ,$$

или в энергетических переменных:

$$m_{w_1} = \hbar / r_1 c = 140\ \text{МэВ}.$$

Полагая $f_1 = p$ в следующей паре $(i=2)$ из семейства /1/, мы получаем

$$m_p = \frac{e^2}{2 m_{f_2^o} c^2} \frac{m_{f_2}}{f_2} \qquad (m_{f_2} \approx m_{f_2^o}),$$

или

$$r_2 = \frac{\alpha}{2} \frac{\hbar}{m_p c} = 7{,}7 \cdot 10^{-17}\ \text{см}, \quad m_{w_2} = \frac{\hbar}{r_2 c} = 274 m_p = 257\ \text{ГэВ}$$

и т.д.

Мы видим, что число $\alpha/2$ играет роль шкалы при переходе от одной пары к другой из семейства черных дыр и его можно трактовать как параметр иерархии в физике черных дыр. Далее постулируется, что масса каждой дыры, входящей в семейство /1/, определяется масштабным параметром

$$m_{f_i} = \frac{2}{\alpha} m_{f_{i-1}}, \quad m_{f_i} = [\frac{2}{\alpha}]^{i-1} m_p \qquad (i = 2, 3, \ldots). \qquad /9/$$

Соответствующие этому значению параметра характерные масштабы для $r_i (m_{w_i})$ приведены в таблице.

Таблица

Черные дыры	$\binom{e}{p}$	$\binom{p}{f_2}$	$\binom{f_2}{f_3}$	$\binom{f_3}{f_4}$	$\binom{f_4}{f_5}$	$\binom{f_5}{f_6}$	$\binom{f_6}{f_7}$	$\binom{f_7}{f_8}$	$\binom{f_8}{f_9}$
№	i=1	i=2	i=3	4	5	6	7	8	9
r_i /см/	$1{,}4 \times 10^{-13}$	$7{,}7 \times 10^{-17}$	$2{,}8 \times 10^{-19}$	$1{,}0 \times 10^{-21}$	$3{,}7 \times 10^{-24}$	$1{,}3 \times 10^{-26}$	$4{,}7 \times 10^{-29}$	$1{,}7 \times 10^{-31}$	$6{,}2 \times 10^{-33}$
m_{w_i} /ГэВ/	0,14	257	$7{,}0 \times 10^{4}$	$1{,}9 \times 10^{7}$	$5{,}2 \times 10^{9}$	$1{,}4 \times 10^{12}$	$3{,}9 \times 10^{14}$	$1{,}0 \times 10^{17}$	$2{,}8 \times 10^{19}$
Сравнение	m_π	m_w	$m_{\text{мон.}}$				m_X		m_{Pl}

Не изменяя шкалы $\alpha/2$ и формально продолжая иерархию масштабов, указанных в таблице налево, мы попадаем в области, определяемые характерными длинами $3{,}86\cdot10^{-11}$ см и $1{,}06\cdot10^{-8}$ см, что соответствует электромагнитным и атомным процессам. Дальнейшее продолжение иерархического масштаба направо невозможно, и цепочка черных дыр обрывается при $i=9$, так как в случае $i>9$ /мы получаем объект с массой больше планковской массы /максимона/$m_{Pl} \sim 1{,}2\cdot10^{19}$ ГэВ/ классическое решение уравнения Эйнштейна неприемлемо и нужно учитывать квантовые гравитационные эффекты.

Вычислим калибровочную константу связи при энергиях $m_X \sim$ $\sim 4\cdot10^{14}$ ГэВ. Для этого, учитывая /9/ и полагая $m_{f_7^c} \approx m_{f_7}$, получаем из уравнения /8/

$$\alpha_{GUM} = \frac{g}{4\pi\hbar c} = \frac{G_s^7 m_{f_7^c}^2}{4\pi\hbar c} = \frac{\alpha}{16\pi}\left(\frac{m_{f_7^c}}{m_{f_6}}\right) = \frac{1}{25}\,.$$

Запишем еще одно иерархическое соотношение из таблицы:

$$m_X/m_W = 1{,}5\cdot10^{12}.$$

В заключение заметим, что масштаб, соответствующий седьмой паре черных дыр, вполне может претендовать на шкалу большого объединения.

В отличие от работ Теннаконе, где рассматривалась одна пара (e,p) черных дыр, в данной работе предполагалось существование семейства черных дыр в сильном гравитационном поле. В рамках нашей гипотезы число пар черных дыр ограничено и равно $9 = 1+8$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pati J.C., Salam A. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.661; Phys.Rev., 1973, D8, p.1240; Georgi H., Glashow S.L. Phys. Rev.Lett., 1974, 32, p.438; Buras A.J. et al. Nucl.Phys., 1978, B135, p.66; Goldman T., Ross D.A. Phys.Lett., 1979, 84B, p.208; Marciano W. Phys.Rev., 1979, D20, p.274.
2. Tennakone K. Phys.Rev., 1974, D10, p.1722.