

## МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Фундаментальные физические постоянные<sup>1</sup>

Х. Фритцш

Обсуждаются фундаментальные константы в Стандартной модели физики элементарных частиц и их возможные изменения во времени. В единой теории сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий переменная во времени постоянная тонкой структуры  $\alpha$  связана с масштабом КХД  $\Lambda_c$ . Относительное изменение  $\alpha$  на уровне  $10^{-15}$  в год, полученное из астрофизических измерений, приводит таким образом к относительной переменности  $\Lambda_c$  по крайней мере на уровне  $10^{-15}$  в год. Обсуждаются результаты квантово-оптического эксперимента, поставленного в Институте квантовой оптики общества Макса Планка (MPQ) в Мюнхене для проверки переменности во времени  $\Lambda_c$ .

PACS numbers: 06.20.Jr, 12.10.Kt, 32.20.-r

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200904d.0383

## Содержание

1. Стандартная модель (383).
2. Фундаментальные константы и Стандартная модель (385).
3. Переменность постоянной тонкой структуры (386).
4. Великое объединение и переменность констант (387).
5. Результаты из квантовой оптики (390).
6. Заключение (391).

Список литературы (391).

## 1. Стандартная модель

Стандартная модель физики элементарных частиц (далее просто Стандартная модель) включает в себя (а) калибровочную теорию сильных взаимодействий: квантовую хромодинамику (КХД) [1], (б) калибровочную теорию электрослабых взаимодействий, основанную на калибровочной группе  $SU(2) \times U(1)$  [2].

КХД является калибровочной теорией с ненарушенной симметрией, основанной на калибровочной группе  $SU(3)$ , действующей во внутреннем пространстве "цвета". Роль базовых фермионов в теории играют шесть кварков, образующих цветовые триплеты. Восемь безмассовых калибровочных бозонов (глюоны) являются  $SU(3)$ -октетами. Взаимодействие кварков и глюонов диктуется калибровочными свойствами теории. Кварки и глюоны взаимодействуют через вершину

$$g_s \bar{q} \gamma_\mu \frac{\lambda_i}{2} q A_i^\mu,$$

где  $q$  — поля кварков и  $A_i^\mu$  — восемь глюонных полей. Восемь  $SU(3)$ -матриц обозначены как  $\lambda_i$ . Величина константы связи задается параметром  $g_s$ .

КХД является неабелевой калибровочной теорией. Глюоны напрямую взаимодействуют между собой. Кроме того, есть кубическая связь, пропорциональная  $g_s$ , и четверная связь, пропорциональная  $g_s^2$ . Предполагается, что КХД-взаимодействие обеспечивает конфайнмент всех цветных квантов, в частности, кварков и глюонов. Однако до сих пор это не доказано. Заменяя непрерывное пространство-время дискретной сеткой (решеткой), можно численно решать уравнения КХД. Такие вычисления подтверждают гипотезу конфайнмента.

Экспериментальные данные прекрасно подтверждают предсказания КХД [3]. КХД обладает свойством асимптотической свободы. Сила кварк-глюонного взаимодействия на больших энергиях логарифмически стремится к нулю. На низких энергиях взаимодействие сильное. Таким образом, в КХД конфайнмент действительно может реализоваться. Уравнения, описывающие перенормировку константы сильной связи  $\alpha_s = (g_s^2/4\pi)$  дают:

$$\mu \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu} = -\frac{\beta_0}{2\pi} \alpha_s^2 - \frac{\beta_1}{4\pi^2} \alpha_s^3 - \dots,$$

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} n_f,$$

$$\beta_1 = 51 - \frac{19}{3} n_f \quad (1)$$

( $n_f$  — число соответствующих ароматов).

Х. Фритцш. Physik-Department Universität München, Theresienstr. 37A D-80333 München, Germany  
Tel. (+49 89) 2180 4549  
E-mail: fritzsch@mppmu.mpg.de

Статья поступила 23 июля 2008 г.,  
после доработки 21 января 2009 г.

<sup>1</sup> Настоящая статья представляет собой текст доклада, сделанного Х. Фритцшем на Научно-мемориальной сессии, посвященной 100-летию со дня рождения Л.Д. Ландау (1908–1968), проходившей 19–20 июня 2008 года в Центральном доме учёных Российской академии наук, Москва (см. <http://landaucongress.itp.ac.ru/scime-mo.html>).

Поскольку на больших энергиях взаимодействие слабое, кварки и глюоны на малых расстояниях могут рассматриваться как точечные объекты. Это подтверждается экспериментами по глубоко неупругому рассеянию электронов, мюонов и нейтрино на ядрах-мишенях.

Константа сильной связи на высоких энергиях мала, но не равна нулю. Следовательно, ожидается нарушение скейлинга сечений рассеяния. Оно наблюдалось во многих экспериментах. Значение константы связи КХД  $\alpha_s = (g_s^2/4\pi)$  зависит от энергии. Из анализа нарушения скейлинга найдено [3], что

$$\alpha_s(M_Z^2) \approx 0,1187 \pm 0,002 \quad (2)$$

( $M_Z$  — масса Z-бозона,  $M_Z \cong 91,2$  ГэВ).

Можно выразить значение  $\alpha_s(\mu)$  как функцию энергетического масштаба (параметра скейлинга) КХД  $A_c$ :

$$\alpha_s(\mu)^{-1} \approx \left( \frac{\beta_0}{4\pi} \right) \ln \left( \frac{\mu^2}{A_c^2} \right),$$

$$\beta_0 = \left( 11 - \frac{2}{3} n_f \right). \quad (3)$$

Эксперименты дают следующее значение:

$$A_c \approx 217_{-23}^{+25} \text{ МэВ}. \quad (4)$$

Электрослабая теория основана на калибровочной группе  $SU(2) \times U(1)$ . Таким образом, имеется три W-бозона, относящихся к группе  $SU(2)$ , и один B-бозон, относящийся к группе  $U(1)$ . Лептополяризованные кварки и лептоны образуют  $SU(2)$ -дублеты, правополяризованные лептоны и кварки являются синглетами. Четность максимально нарушена.

Калибровочная инвариантность модели  $SU(2) \times U(1)$  нарушается хиггсовским механизмом [4]. Массы калибровочных бозонов генерируются спонтанным нарушением симметрии. Голдстоуновские бозоны возникают как продольные компоненты калибровочных бозонов. В стандартном механизме Хиггса существует самовзаимодействующий комплексный дублет скалярных полей. В процессе нарушения симметрии нейтральная компонента скалярного дублета приобретает ненулевое вакуумное среднее значение  $V$ , которое определяется константой Ферми для слабого взаимодействия. Следовательно, если теория верна, то вакуумное среднее значение может быть найдено экспериментально:

$$V \cong 246 \text{ ГэВ}. \quad (5)$$

Эта энергия устанавливает масштаб нарушения электрослабой симметрии. При этом генерируются три безмассовых голдстоуновских бозона, но они поглощаются и придают массу  $W^+$ ,  $W^-$  и Z-бозонам. Одна компонента комплексного дублета остается непоглощенной. Это скалярный бозон Хиггса, до сих пор не открытая гипотетическая частица. Бозон Хиггса является единственным скалярным бозоном в Стандартной модели. Его надеются открыть на новом ускорителе ЛНС в ЦЕРНе (начало эксплуатации в 2009 г.).

В электрослабой модели имеется два нейтральных калибровочных бозона, которые являются смесью  $W_3$ - и B-бозонов — Z-бозон и фотон. Соответствующий электрослабый угол смешивания  $\Theta_w$  является фундаменталь-

ным параметром теории, значение которого определяется экспериментально через измерение массы Z-бозона, константы связи Ферми и постоянной тонкой структуры  $\alpha$ :

$$\sin^2 \Theta_w \cos^2 \Theta_w = \frac{\pi\alpha(M_Z)}{\sqrt{2}G_F M_Z^2}. \quad (6)$$

Из экспериментов получено, что  $\sin^2 \Theta_w \approx 0,231$ .

Заметим, что электрослабый угол смешивания также выражается через отношение масс  $M_W/M_Z$ . Пренебрегая радиационными поправками, можно найти:

$$\sin^2 \Theta_w = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}, \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos \Theta_w}. \quad (7)$$

Взаимодействия в Стандартной модели зависят от 28 фундаментальных констант, включающих:

- постоянную гравитации  $G$ ,
- постоянную тонкой структуры  $\alpha$ ,
- константу связи слабых взаимодействий  $g_w$ ,
- константу связи сильных взаимодействий  $g_s$ ,
- массу W-бозона,
- массу хиггсовского бозона,
- массы трёх заряженных лептонов,  $m_e, m_\mu, m_\tau$ ,
- массы нейтрино  $m(\nu_1), m(\nu_2), m(\nu_3)$ ,
- массы шести кварков  $m_u, m_d, m_c, m_s, m_t, m_b$ ,
- четыре параметра, описывающих смешивание ароматов кварков и шесть параметров, описывающих смешивание сортов лептонов и измеряемых из анализа нейтринных осцилляций.

Физики изучают законы окружающего мира, однако меньше внимания уделяют анализу граничных условий Вселенной, которые непосредственно относятся к эпохе Большого взрыва. В настоящее время мы не знаем, какую роль играют фундаментальные константы, однако они могли бы быть мостиком между первоначальными граничными условиями и локальными законами природы. Возможно, их значения являются случайными реликтами Большого взрыва.

Некоторые физики полагают, что по крайней мере часть фундаментальных констант являются просто космическими случайными числами, значения которых фиксируются деталями динамики Большого взрыва. Очевидно, в этом случае вычислить значения фундаментальных констант нельзя.

Маловероятно, что все фундаментальные константы окажутся чисто случайными числами. Не исключено, что неизвестные взаимодействия, которые, возможно, будут найдены в новых экспериментах на ЛНС в ЦЕРНе, подскажут способ вычисления некоторых фундаментальных постоянных.

Также неясно, почему фундаментальные постоянные должны быть постоянны во времени. С одной стороны, малые вариации мировых постоянных действительно возможны и даже следуют из астрофизических измерений. С другой стороны, теория суперструн предсказывает временные вариации фундаментальных констант, в частности, постоянной тонкой структуры, КХД-масштаба  $A_c$  и постоянной слабого взаимодействия [5, 6].

Если обнаружится, что фундаментальные постоянные меняются со временем, они перестанут быть просто числами, а станут динамическими величинами, изменяющимися согласно неким глубоким законам природы, которые еще предстоит познать. Эти законы станут действительно фундаментальными и, возможно, укажут путь к

великой теории объединения, включающей и гравитацию.

## 2. Фундаментальные константы в Стандартной модели

Стандартная модель физики элементарных частиц представляет собой теорию явлений, наблюдаемых в физике частиц. Однако она зависит от 28 фундаментальных констант. В рамках Стандартной модели значения этих констант вычислить нельзя.

Наиболее фундаментальной является постоянная тонкой структуры  $\alpha$ , введенная в 1916 г. Арнольдом Зоммерфельдом:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}. \quad (8)$$

В эту константу входит электрический заряд  $e$ , постоянная Планка квантовой механики  $\hbar$  и скорость света  $c$ . Зоммерфельд нашел, что  $\alpha$  является безразмерным числом, обратное значение которого близко к простому числу 137. Эксперименты дают следующее значение для  $\alpha^{-1}$ : 137,03599911(46) [3].

В 1936 г. Вернер Гейзенберг предложил соотношение:

$$\alpha = 2^{-4} 3^{-3} \pi, \quad (9)$$

что дает  $\alpha^{-1} = 137,51$ . В 1971 г. Уайлер [7] опубликовал следующее выражение для  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{9}{8\pi^4} \left( \frac{\pi^5}{2^4 5!} \right)^{1/4}, \quad (10)$$

что дает  $\alpha^{-1} = 137,03608$ .

Ричард П. Фейнман так писал о постоянной тонкой структуры [8]: "С тех пор, как была введена, она остается загадкой на протяжении более пятидесяти лет; любой хороший физик-теоретик записывает ее на стене и думает над ее значением. Сразу же возникает желание узнать, чем определяется численное значение этой константы? Связано ли оно с числом  $\pi$  или, быть может, с основанием натуральных логарифмов? Никто не знает. Это одна из величайших тайн физики: магическое число, известное и непонятное...".

В квантовой теории поля величина взаимодействия не является фиксированной константой, а зависит от энергии взаимодействующих частиц. Основное состояние любой системы заполнено виртуальными парами частиц, например парами  $e^+e^-$  в КЭД. Таким образом, любой электрон окружен  $e^+e^-$ -парами. Виртуальные электроны отталкиваются электроном, виртуальные позитроны — притягиваются им. Заряд электрона частично экранируется этими виртуальными позитронами. На достаточно больших расстояниях измеряемый заряд электрона оказывается меньше, чем заряд, измеряемый на расстояниях менее  $\lambda_c$  (комптоновская длина волны покоящегося электрона). Эта зависимость заряда от энергии описывается уравнениями ренорм-группы Мюррея Гелл-Мана и Фрэнсиса Лоу [9]:

$$\frac{d}{d \ln(q/M)} e(q) = \beta(e), \quad (11)$$

где

$$\beta(e) = -\frac{e^3}{12\pi^2} + \text{члены высших порядков}. \quad (12)$$

В КЭД необходимо включать не только виртуальные  $e^+e^-$ -пары, но также пары  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$  и пары кварк-антикварк. Расчет показывает, что значение постоянной тонкой структуры  $\alpha$  при энергии, равной массе покоя  $Z$ -бозона, должно быть порядка  $1/128$ , в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными на ускорителе LEP [3].

Другим фундаментальным параметром Стандартной модели является масса протона. В КХД масса протона является параметром, который можно рассчитать как функцию энергетического масштаба КХД  $A_c$  и массы легких кварков. Параметр КХД определялся во многих экспериментах:

$$A_c = 217 \pm 25 \text{ МэВ} \quad (13)$$

(параметр  $A_c$  определен по модифицированной схеме с минимальным вычитанием ( $\overline{MS}$ ) для пяти кварковых ароматов).

Теория КХД предлагает очень ясную схему генерации масс частиц. В пределе, когда массы кварков можно пренебречь, масса покоя нуклона складывается из энергии удержания глюонов и кварков. Она может быть записана в виде:

$$M(\text{нуклон}) = \text{const } A_c. \quad (14)$$

Коэффициент  $\text{const}$  вычисляется в решёточных КХД-расчётах и равен примерно 3,9, предсказывая массу нуклона в пределе  $m_q = 0$  порядка 860 МэВ. Наблюдаемая масса нуклона (около 940 МэВ) оказывается выше из-за вкладов масс лёгких кварков  $u$ ,  $d$ ,  $s$ , которые на самом деле не безмассовые.

Массу протона можно представить в виде суммы:

$$M_p = \text{const } A_c + \langle p | m_u \bar{u}u | p \rangle + \langle p | m_d \bar{d}d | p \rangle + \langle p | m_s \bar{s}s | p \rangle + c_{\text{elm}} A_c. \quad (15)$$

Последнее слагаемое описывает собственную электромагнитную энергию. Она пропорциональна КХД-масштабу  $A_c$ . Расчёты дают [10]:

$$c_{\text{elm}} A_c \approx 2,0 \text{ МэВ}. \quad (16)$$

Массовое слагаемое  $u$ -кварков дает вклад около 20 МэВ в массу протона, вклад  $d$ -кварка составляет 19 МэВ. Таким образом,  $d$ -вклад в массу протона сравним со вкладом от  $u$ -кварков, несмотря на то, что протон состоит из двух  $u$ -кварков и только одного  $d$ -кварка. Это связано с тем, что масса  $d$ -кварка больше массы  $u$ -кварка.

По киральной теории возмущений  $u$ - и  $d$ -массы равны [11]:

$$\begin{aligned} m_u &\approx 3 \pm 1 \text{ МэВ}, \\ m_d &\approx 6 \pm 1,5 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (17)$$

Эти массы приведены для масштаба энергий  $\mu = 2$  ГэВ. Заметим, что массы кварков являются не массами

свободных частиц, а являются динамическими величинами. Они зависят от рассматриваемого энергетического масштаба  $\mu$ .

Масса странного кварка также может быть оценена по киральной теории возмущений [11]. На масштабе энергий  $\mu = 2$  ГэВ имеем:

$$m_s \approx 103 \pm 20 \text{ МэВ}. \quad (18)$$

Масса странного кварка примерно в 20 раз больше, чем масса d-кварка. Хотя в протон не входят валентные s-кварки, пары  $\bar{s}s$  дают вклад около 35 МэВ в массу протона, т.е. больше, чем  $\bar{u}u$ - или  $\bar{d}d$ -пары, из-за большого отношения масс  $m_s/m_d$ . Тяжёлые кварки, например, c-кварки, дают вклад не более  $\sim 1$  МэВ в массу нуклона [12].

Опуская вклад от тяжёлых кварков, массу протона можно представить в виде суммы

$$\begin{aligned} M_p &= 938 \text{ МэВ} = \\ &= (862 + 20 + 19 + 35 + 2) \text{ МэВ} \\ &\quad \uparrow \quad \uparrow \quad \uparrow \quad \uparrow \quad \uparrow \\ &\quad \text{КХД} \quad \text{u-кварки} \quad \text{d-кварки} \quad \text{s-кварки} \quad \text{КЭД}. \end{aligned} \quad (19)$$

Массы тяжелых c- и b-кварков могут быть оценены из анализа спектра частиц, их содержащих, например, очарованных мезонов или B-мезонов [3]:

$$\begin{aligned} m_c &= 1,15 - 1,35 \text{ ГэВ} \quad (\bar{M}\text{S-масса}), \\ m_b &= 4,1 - 4,4 \text{ ГэВ} \quad (\bar{M}\text{S-масса}). \end{aligned} \quad (20)$$

Сектор фермионных масс Стандартной модели остаётся "тёмным уголком" теории. Таким образом, массы шести кварков, массы трёх заряженных фермионов, массы трёх сортов нейтрино, четыре угла смешивания ароматов кварков и шесть углов смешивания сортов лептонов (если нейтрино являются майорановскими частицами) составляют 22 из 28 фундаментальных мировых констант.

Откуда берутся массы фермионов? Пока неизвестно. Например, они могли бы быть обусловлены энергией поля, отвечающего за конфайнмент, но в таком случае кварки и лептоны имели бы конечный радиус, как в композитных моделях. Массы фермионов генерировались бы неким новым взаимодействием. Экспериментальный верхний предел на собственный радиус лептонов и кварков составляет  $10^{-17}$  см [3].

В Стандартной модели массы лептонов и кварков генерируются спонтанно, подобно массам W- и Z-бозонов. Каждый фермион определённым образом связан со скалярным бозоном Хиггса посредством юкавского взаимодействия. Тогда масса фермиона определяется соотношением:

$$m(\text{фермион}) = gV, \quad (21)$$

где  $V$  — вакуумное среднее хиггсовского поля. Для электрона юкавская константа связи очень мала, так как  $V$  порядка 246 ГэВ:

$$g(\text{electron}) = 0,00000208. \quad (22)$$

Совершенно непонятно, почему эта константа связи столь мала. Проблему масс фермионов еще предстоит решить. Сегодня она представляется наиболее фунда-

ментальной проблемой Стандартной модели. Новые эксперименты на LHC и на Международном линейном коллайдере (ILC), возможно, внесут ясность в решение этой проблемы.

Для устойчивого состояния вещества (как, например, в физике твёрдого тела) существенными являются только семь фундаментальных постоянных

$$G, A_c, \alpha, m_e, m_u, m_d, m_s. \quad (23)$$

Масса s-кварка входит потому, что  $(\bar{s}s)$ -пары дают вклад около 40 МэВ в массу нуклона. Эти семь постоянных нужны для описания атомов и молекул.

Возможно, что между фундаментальными постоянными имеются связи. По-видимому, очень хорошо работающими связями являются соотношения между углом смешивания ароматов и массами кварков. Эти соотношения были предсказаны еще в конце 1970-х гг. [13]:

$$\theta_u = \sqrt{\frac{m_u}{m_c}}, \quad \theta_d = \sqrt{\frac{m_d}{m_s}}. \quad (24)$$

Аналогичные соотношения можно вывести для масс нейтрино и соответствующих углов смешивания [14].

Эти соотношения получаются, если как для u-, так и для d-кварков справедливы следующие массовые матрицы (текстуры 0-матрицы):

$$M = \begin{pmatrix} 0 & A & 0 \\ A^* & C & B \\ 0 & B^* & D \end{pmatrix}. \quad (25)$$

Было бы интересно узнать, действительно ли такие массовые матрицы реализуются в природе.

### 3. Переменность постоянной тонкой структуры

Недавние астрофизические измерения [15, 16] указывают на переменность постоянной тонкой структуры  $\alpha$  на космологических масштабах времени. Миллиарды лет назад она была меньше, чем сегодня. Группа наблюдателей из Австралии, Великобритании и США проанализировала спектры далёких квазаров, полученных на телескопе им. Кека на Гавайских островах. Они изучили спектры 150 квазаров, некоторые из которых находятся на расстояниях 11 млрд световых лет. Красные смещения этих объектов лежат в пределах от 0,5 до 3,5. Это соответствует возрастам объектов от 23 до 87% современного возраста Вселенной. Изучались линии железа, никеля, магния, цинка и алюминия. Анализ показал, что  $\alpha$  изменяется:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = (-0,58 \pm 0,11) \times 10^{-5}. \quad (26)$$

Учитывая возраст наблюдаемых квазаров, в линейном приближении получается оценка абсолютной величины относительного изменения  $\alpha$ :

$$\left| \frac{d\alpha/dt}{\alpha} \right| \approx 1,2 \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}. \quad (27)$$

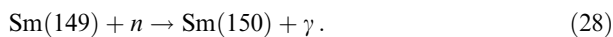
Однако недавние наблюдения спектров квазаров, проведённые другими группами, по-видимому, исключают переменность  $\alpha$  во времени на указанном уровне [17, 18].

Идея, что фундаментальные константы зависят от космологического времени, не нова. В 1930-х гг. П. Дирак [19] обсуждал переменность ньютоновской постоянной тяготения  $G$ . Дирак утверждал, что постоянная тяготения должна изменяться примерно вдвое за время эволюции Вселенной. Современный верхний предел на изменение постоянной  $G$ :  $\dot{G}/G = (1 \pm 5) \times 10^{-14} \text{ год}^{-1}$  [20]. Согласно гипотезе Дирака, относительное изменение  $G$  во времени должно быть около  $10^{-10} \text{ год}^{-1}$ , что находится в противоречии с указанным пределом. В 1950-х гг. Л.Д. Ландау обсуждал возможную переменность постоянной тонкой структуры  $\alpha$  в связи с перенормировкой электрического заряда [21].

Французские физики-ядерщики обнаружили, что около 1,8 млрд лет тому назад вблизи реки Окло (Габон, западная Африка) существовал естественный ядерный реактор. Около двух млрд лет назад относительное содержание изотопа урана-235 составляло примерно 3,7 %, что намного больше современного значения 0,72 %. Воды реки Окло служили замедлителем для естественного ядерного реактора, который действовал на протяжении примерно 100 млн лет.

При делении урана-235 образуются изотопы редкоземельных элементов, например самария. Наблюдаемый современный изотопный состав соответствует расчетам в предположении, что изотопы были подвержены облучению сильным потоком нейтронов.

Особый интерес представляет реакция самария с нейтронами [22–24]:



Очень большое сечение этой реакции (около  $91 \pm 6 \text{ кбн}$ ) обусловлено ядерным резонансом сразу же над порогом реакции. Энергия этого резонанса очень мала:  $E = 0,0973 \text{ эВ}$ . Положение этого резонанса не могло измениться за последние 2 млрд лет более чем на 0,1 эВ. Предположим, что за это время  $\alpha$  менялась. Энергия резонанса зависит, в частности, от величины электромагнитного взаимодействия. Расчёты по современной теории ядерной физики дают:

$$\frac{\alpha(\text{Окло}) - \alpha(\text{сейчас})}{\alpha(\text{сейчас})} < 10^{-7}. \quad (29)$$

Как оценили Т. Дамур и Ф. Дайсон [23], относительное изменение  $\alpha$  за год должно быть меньше, чем  $10^{-16}$  в год. Это заключение верно, только если другие фундаментальные постоянные не изменялись за последние 2 млрд лет. Если, например, одновременно менялась и константа сильной связи, это ограничение на изменение постоянной тонкой структуры не применимо.

Ограничение на переменность  $\alpha$  из анализа реактора Окло не согласуется с астрофизическим результатом по относительному изменению  $\alpha$  порядка  $10^{-15}$  в год. Однако, если другие параметры также переменны, эти ограничения можно согласовать, а анализ реактора Окло будет ограничивать только некоторую сложную комбинацию фундаментальных параметров.

Недавно были получены ограничения на изменение во времени отношения масс протона и электрона

$$R = \frac{M(\text{протон})}{m(\text{электрон})}. \quad (30)$$

Наблюдалось излучение от пары далёких квазаров на расстоянии 12 млрд световых лет от Земли [25–27]. Свет от квазаров был испущен, когда возраст Вселенной был всего 1,7 млрд лет. Изучение спектров квазаров независимыми группами показало, что отношение масс  $R$  изменялось во времени на уровне:

$$\frac{\Delta R}{R} \approx (2 \pm 0,6) \times 10^{-5}, \quad \frac{\Delta R}{R} \approx (2,6 \pm 3) \times 10^{-6}. \quad (31)$$

С учётом времени распространения света в 12 млрд лет получается оценка относительного изменения  $R$  порядка  $10^{-15}$  в год.

#### 4. Великое объединение и переменность констант

В Стандартной модели имеются три основных константы связи. Калибровочная группа Стандартной модели  $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$ . Три калибровочных взаимодействия независимы друг от друга.

С 1974 г. обсуждается идея, что калибровочная группа Стандартной модели представляет собой подгруппу большей простой группы. Три калибровочных взаимодействия включаются в теорию Великого объединения (GUT). В этой теории предполагается, что  $\alpha_3, \alpha_2$  и  $\alpha_1$  связаны между собой. Их можно выразить через единую объединённую константу связи  $\alpha_{\text{un}}$  и энергетический масштаб Великого объединения  $\Lambda_{\text{un}}$ .

Простейшая теория Великого объединения основана на калибровочной группе  $SU(5)$  [28]. Кварки и лептоны одного поколения могут быть описаны двумя  $SU(5)$ -представлениями. Рассмотрим 5-представление группы  $SU(5)$ . После расщепления  $SU(5)$  на  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  получаем:

$$\begin{aligned} 5 &\rightarrow (3, 1) + (1, 2), \\ \bar{5} &\rightarrow (\bar{3}, 1) + (1, 2). \end{aligned} \quad (32)$$

5-представление содержит цветной триплет, который является синглетом относительно  $SU(2)$ , и цветной синглет ( $SU(2)$ -дублет):

$$(\bar{5}) = \begin{pmatrix} \bar{d}_r \\ \bar{d}_g \\ \bar{d}_b \\ \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}. \quad (33)$$

Представление с размерностью на единицу больше является 10-представлением, которое будет антисимметричным тензором второго ранга. 10-представление можно разложить следующим образом:

$$(10) \rightarrow (3, 2) + (\bar{3}, 1) + (1, 1). \quad (34)$$

В терминах лептонных и кварковых полей первого поколения мы можем записать это 10-представление (антисимметричную матрицу  $5 \times 5$ ) в виде:

$$(10) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}_b & -\bar{u}_g & -\bar{u}_r & -\bar{d}_r \\ -\bar{u}_b & 0 & \bar{u}_r & \bar{u}_g & -\bar{d}_g \\ \bar{u}_g & -\bar{u}_r & 0 & -\bar{u}_b & -\bar{d}_b \\ u_r & u_g & u_b & 0 & e^+ \\ d_r & d_g & d_b & -e^+ & 0 \end{pmatrix}. \quad (35)$$

Комбинируя эти два представления, находим лептон и кварки одного поколения:

$$\bar{5} + 10 \rightarrow (3, 2) + 2(\bar{3}, 1) + (1, 2) + (1, 1). \quad (36)$$

Для первого поколения имеем:

$$\bar{5} + 10 \rightarrow \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + \bar{u}_L + \bar{d}_L + \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L + e_L^+. \quad (37)$$

Второе и третье поколение лептонов и кварков учаются аналогично. Объединение, основанное на группе SU(5), обладает рядом интересных особенностей:

1. Электрический заряд квантуется

$$\text{tr } Q = 0 \rightarrow Q(d) = \frac{1}{3} Q(e^-). \quad (38)$$

2. На некотором большом массовом масштабе  $\Lambda_{\text{un}}$  калибровочная группа Стандартной модели превращается в группу SU(5), при этом существует только одна калибровочная константа связи. Три константы связи  $g_3, g_2, g_1$  для SU(3), SU(2) и U(1) должны быть одного порядка величины и отличаются лишь постоянными множителями.

Довольно различные значения констант связи  $g_3, g_2, g_1$  при низких энергиях объясняются эффектами перенормировки. Размер соответствующей группы объясняет, почему сильные взаимодействия — сильные, а слабые — слабые.

С точностью до постоянных нормировки, три константы связи  $g_3, g_2$  и  $g_1$  равны на масштабе объединения  $\Lambda_{\text{un}}$ . Таким образом, угол смешивания SU(2) × U(1), определяемый выражением  $\tan \Theta_w = (g_1/g_2)$ , фиксируется на масштабе  $\Lambda_{\text{un}}$  или за ним:

$$\sin^2 \Theta_w = \frac{\text{tr } T_3^2}{\text{tr } Q^2} = \frac{3}{8}. \quad (39)$$

На энергиях  $\mu \ll \Lambda_{\text{un}}$  параметр  $\sin^2 \Theta_w$  изменяется вместе с тремя константами связи:

$$\frac{\sin^2 \Theta_w}{\alpha} - \frac{1}{\alpha_s} = \frac{11}{6\pi} \ln \left( \frac{M}{\mu} \right),$$

$$\frac{\alpha}{\alpha_s} = \frac{3}{10} (6 \sin^2 \Theta_w - 1). \quad (40)$$

Электрослабый угол смешивания был измерен при  $\mu = M_Z$ :  $\sin^2 \Theta_w = 0,2312$ . Заметим, что при энергиях выше энергии объединения  $\alpha$  и  $\alpha_s$  связаны соотношением:

$$\frac{\alpha}{\alpha_s} = \frac{3}{8}. \quad (41)$$

Это отношение можно проверить экспериментально. Чтобы получилось согласие между наблюдаемыми значениями  $g_3, g_2$  и  $g_1$  и значениями, предсказываемыми теорией SU(5), энергия объединения должна быть очень большой. Заметим, что

$$\ln \left( \frac{M}{\mu} \right) = \frac{6\pi}{11} \left( \frac{\sin^2 \Theta_w}{\alpha} - \frac{1}{\alpha_s} \right), \quad \mu = M_Z,$$

$$\ln \left( \frac{M}{M_Z} \right) \cong 39,9, \quad M \approx 2 \times 10^{15} \text{ ГэВ}. \quad (42)$$

Точные значения трёх констант связи, определённые в экспериментах LEP [3], не согласуются с предсказаниями SU(5)-теории. Три константы связи не сходятся к единой константе  $\alpha_{\text{un}}$  [29]. Сходимость имеет место, если при энергиях выше 1 ТэВ добавить суперсимметричные частицы. Суперсимметрия означает, что для каждого фермиона вводится соответствующий суперсимметричный партнёр-бозон (s-лептоны, s-кварки), а для каждого бозона — суперсимметричный партнёр-фермион (фотино и т.д.). Эти новые частицы пока не наблюдаются в экспериментах. Предполагается, что их массы порядка 1 ТэВ.

Новые частицы дают вклад в перенормировку калибровочных констант связи при высоких энергиях (около 1 ТэВ). При этом имеет место сходимость значений трёх калибровочных констант. Следовательно, суперсимметричная версия SU(5)-теории согласуется с экспериментальными данными [29].

В теориях Великого объединения наподобие SU(5)-теории имеются кварки, антикварки и лептоны в одном фермионном представлении. Таким образом, протон может распадаться, например по каналу  $p \rightarrow e^+ \pi^0$ . Время распада протона зависит от энергетического масштаба объединения. Для  $\Lambda_{\text{un}} = 5 \times 10^{14}$  ГэВ в теории SU(5) без суперсимметрии оно равно  $10^{30}$  лет. Экспериментальный нижний предел около  $10^{33}$  лет.

Всякую группу SU( $n$ ) можно естественно включить в группу SO( $2n$ ), так как  $n$  комплексных чисел можно представить набором из  $2n$  вещественных чисел. Поэтому вместо группы SU(5) в качестве калибровочной группы в теории Великого объединения можно рассматривать группу SO(10). Эта идея обсуждалась в 1975 г. П. Минковским и автором настоящей статьи [31]. В этой теории фермионы одного поколения описываются 16-мерными спинорными представлениями группы SO(10).

Так как SU(5) является подгруппой группы SO(10), имеется следующее разложение:

$$16 \rightarrow \bar{5} + 10 + 1. \quad (43)$$

Получаем фермионы SU(5)-теории плюс один дополнительный фермион (на каждое поколение). Это добавочное состояние представляет собой SU(5)-синглет и описывает поле левополяризованного антинейтрино. Используя лептоны и кварки первого поколения, 16-представление может быть записано в терминах левополяризованных полей в виде:

$$(16) = \begin{pmatrix} \bar{\nu}_e & \bar{u}_r & \bar{u}_g & \bar{u}_b & \vdots & u_r & u_g & u_b & \nu_e \\ e^+ & \bar{d}_r & d_y & \bar{d}_b & \vdots & d_r & d_g & d_b & e^- \end{pmatrix}. \quad (44)$$

Особенность SO(10)-теории в том, что в ней калибровочная группа для электрослабых взаимодействий больше, чем в SU(5)-теории. SO(10) имеет подгруппой SO(6) × SO(4). Так как SO(4) изоморфна SU(2) × SU(2), находим:

$$\text{SO}(10) \rightarrow \text{SU}(4) \times \text{SU}(2)_L \times \text{SU}(2)_R. \quad (45)$$

Группа SU(4) должна содержать цветовую группу SU(3)<sub>c</sub>. В SU(4) 16-представление расщепляется на два

4-представления. Они содержат три кварка и один лептон, например,  $(d_r, d_g, d_b)$  и  $e^-$ . Лептоны можно интерпретировать как четвертый цвет. Но симметрия калибровочной группы  $SU(4)$  должна нарушаться при высоких энергиях (выше, чем по крайней мере 1 ТэВ):

$$SU(4) \rightarrow SU(3) \times U(1). \quad (46)$$

На низких энергиях получаем калибровочную группу

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1). \quad (47)$$

Но массы калибровочных бозонов для группы  $SU(2)_R$  должны быть много больше наблюдаемой массы  $W$ -бозонов, связанных с группой  $SU(2)_L$ .

Теория  $SU(5)$  включает минимальное число фермионов Стандартной модели. В теории  $SO(10)$  добавляется новое правополяризованное нейтрино. Этот правополяризованный фермион интерпретируется как новая майорановская частица. Масса левополяризованного нейтрино генерируется механизмом "качелей" [32]. Таким образом, в теории  $SO(10)$  нейтрино массивные, в то время как в теории  $SU(5)$  они должны быть безмассовыми. Теория  $SO(10)$  более симметрична, чем теория  $SU(5)$ . Трудно поверить, что Природа остановилась на  $SU(5)$  для объединения основных взаимодействий.

В теории  $SO(10)$  имеется один дополнительный свободный параметр, связанный с массами правополяризованных  $W$ -бозонов. Поскольку правополяризованные заряженные токи не наблюдаются, массы соответствующих  $W$ -бозонов должны быть достаточно большими, по крайней мере 300 ГэВ [32]. Новый параметр  $M_R$  в  $SO(10)$ -теории может быть выбран так, чтобы константы связи сходились при очень высоких энергиях без привлечения суперсимметрии. Сходимость будет иметь место, если  $M_R \sim 10^9 - 10^{11}$  ГэВ.

Идея Великого объединения уменьшает число фундаментальных постоянных на единицу. Три калибровочные константы связи Стандартной модели могут быть выражены через объединенную константу связи  $\alpha_{un}$  на энергии  $\Lambda_{un}$ , при которой происходит объединение. Таким образом, три константы связи  $\alpha_s, \alpha_2, \alpha_1$  заменяются на  $\alpha_{un}$  и  $\Lambda_{un}$ .

В теории Великого объединения три константы связи Стандартной модели связаны друг с другом. Если, например, постоянная тонкой структуры меняется со временем, две другие константы тоже должны изменяться. В противном случае объединение не было бы универсальным во времени. Зная изменение постоянной тонкой структуры, можно вычислить ожидаемые изменения других констант связи. Мы будем рассматривать только изменение константы сильной связи КХД  $\alpha_s$ .

Для изучения возможной переменности констант связи воспользуемся суперсимметричной  $SU(5)$ -теорией [33, 34]. По переменности  $\alpha$  можно судить о переменности объединенной константы связи и переменности масштаба Великого объединения. Эти вариации связаны между собой соотношением:

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = \frac{8}{3} \frac{1}{\alpha_s} \left( \frac{\dot{\alpha}_s}{\alpha_s} \right) - \frac{10}{\pi} \frac{\dot{\Lambda}_{un}}{\Lambda_{un}}. \quad (48)$$

Рассмотрим следующие три сценария:

1)  $\Lambda_{un}$  постоянна,  $\alpha_{un} = \alpha_{un}(t)$ . Получаем:

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = \frac{8}{3} \frac{1}{\alpha_s} \frac{\dot{\alpha}_s}{\alpha_s}. \quad (49)$$

Используя экспериментальное значение  $\alpha_s(M_Z) \approx 0,121$ , находим для временных вариаций масштаба КХД [33]:

$$\frac{\dot{\Lambda}_c}{\Lambda_c} \approx R \frac{\dot{\alpha}}{\alpha}, \quad R \approx 38 \pm 6. \quad (50)$$

Неопределенность в  $R$  происходит из-за неопределенности в значении константы связи сильных взаимодействий  $\alpha_s$ . Переменность во времени масштаба КХД  $\Lambda_c$  означает изменение во времени массы протона и масс атомных ядер. Изменение массы нуклона за 10 млрд лет составило бы 0,3 МэВ.

В КХД магнитные моменты нуклона и атомного ядра обратно пропорциональны масштабу КХД  $\Lambda_c$ . Для ядерных магнитных моментов находим:

$$\frac{\dot{\mu}_n}{\mu_n} = \frac{d/dt(1/\Lambda_c)}{1/\Lambda_c} = -\frac{\dot{\Lambda}_c}{\Lambda_c} = -R \frac{\dot{\alpha}}{\alpha}. \quad (51)$$

Используя астрофизические ограничения на  $(\dot{\alpha}/\alpha)$ , получим:

$$\frac{\dot{\Lambda}_c}{\Lambda_c} \approx 4 \times 10^{-14} \text{ год}^{-1}. \quad (52)$$

2) Объединенная константа связи постоянна, а  $\Lambda_{un}$  переменна во времени. В этом случае находим [34]:

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \approx -\alpha \frac{10}{\pi} \frac{\dot{\Lambda}_{un}}{\Lambda_{un}} \quad (53)$$

и

$$\frac{\dot{\Lambda}_c}{\Lambda_c} \approx -31 \frac{\dot{\alpha}}{\alpha}. \quad (54)$$

Изменение масштаба Великого объединения  $\Lambda_{un}$  можно оценить по переменности постоянной тонкой структуры  $\alpha$ . В этом сценарии  $\Lambda_{un}$  должен уменьшаться во времени:

$$\frac{\dot{\Lambda}_{un}}{\Lambda_{un}} \approx -7 \times 10^{-14} \text{ год}^{-1}. \quad (55)$$

Относительные изменения  $\Lambda_c$  и  $\alpha$  имеют противоположный знак. Если  $\alpha$ , согласно [15], возрастает с темпом  $10^{-15} \text{ год}^{-1}$ , масштаб КХД  $\Lambda_c$  и масса нуклона должны уменьшаться с темпом примерно  $3 \times 10^{-14} \text{ год}^{-1}$ . Соответственно, магнитные моменты нуклонов и ядер должны возрастать с темпом:

$$\frac{\dot{\mu}_n}{\mu_n} \approx 3 \times 10^{-14} \text{ год}^{-1}. \quad (56)$$

3) Третья возможность состоит в том, что как  $\alpha_{un}$ , так и  $\Lambda_{un}$  будут зависеть от времени. В этом случае находим:

$$\frac{\dot{\Lambda}_c}{\Lambda_c} \approx 46 \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} + 1,07 \frac{\dot{\Lambda}_{un}}{\Lambda_{un}}. \quad (57)$$

В правой части появляются относительные изменения во времени двух величин:  $(\dot{\alpha}/\alpha)$  и  $(\dot{A}_{\text{ун}}/A_{\text{ун}})$ . Эти слагаемые могут соотноситься таким образом, что будет казаться, что  $(\dot{A}_c/A_c)$  меньше, чем примерно  $(\pm 40 \dot{\alpha}/\alpha)$ .

Возникает вопрос, можно ли экспериментально измерить изменение КХД параметра. Масса протона, массы атомных ядер, а также их магнитные моменты, линейно зависят от масштаба КХД. Если этот масштаб изменяется, изменяется и отношение масс  $M_p/m_e = R$  (считая массу электрона постоянной величиной). По-видимому, отношение масс  $R$  меняется со временем. В линейном приближении

$$\frac{\Delta R}{R} \approx 10^{-15} \text{ год}^{-1}. \quad (58)$$

Считая массу электрона постоянной, этот результат означает относительное изменение масштаба КХД  $A_c$  со скоростью

$$\frac{\Delta A_c}{A_c} \approx 10^{-15} \text{ год}^{-1}. \quad (59)$$

Обсуждаемая выше связь между переменностью во времени постоянной тонкой структуры и масштаба КХД имеет место только тогда, когда либо объединенная константа связи, либо масштаб Великого объединения зависят от времени по отдельности, но не одновременно. Если это не так и обе константы переменны, следует использовать уравнение (57). Два слагаемых в этом уравнении могут взаимно сокращаться. В таком случае относительные вариации масштаба КХД будут меньше, чем  $10^{-14}$  в год. Если слагаемые полностью сокращаются, масштаб КХД останется неизменным, однако это кажется маловероятным. Следовательно, относительные изменения масштаба КХД на уровне  $10^{-15}$  в год кажутся вполне возможными.

Могут ли столь малые вариации  $A_c$  наблюдаться экспериментально? В квантовой оптике можно ставить очень высокоточные лазерные эксперименты. В следующем разделе мы опишем один из таких экспериментов в Институте квантовой оптики общества Макса Планка в Мюнхене, который был специально поставлен для определения временных вариаций масштаба КХД  $A_c$ .

## 5. Результаты из квантовой оптики

Атом водорода прекрасно подходит для проверки фундаментальных теорий. Его свойства могут быть вычислены с очень высокой точностью. Используя методы спектроскопии в видимом, ИК и УФ диапазонах, можно очень точно измерить структуру уровней атома водорода. Поэтому атом водорода играет важную роль при измерении таких фундаментальных констант, как постоянная тонкой структуры.

Измерения лэмбовского сдвига и сверхтонкой структуры уровня 2S являются чувствительными тестами квантовой электродинамики. По измерениям оптических переходов в атоме водорода и в других атомах получены верхние пределы на временные вариации постоянной тонкой структуры [35] и масштаба энергии КХД.

Использование частотных гребёнок [36] превратило высокоточные измерения частоты в рутинную процедуру. Высокая точность частотных гребёнок открыла

широкие перспективы для применения оптических атомных часов в фундаментальной физике. В последнее время, благодаря возросшей чувствительности лабораторных измерений частоты, появилась возможность экспериментально измерять изменение постоянной тонкой структуры во времени. Малый временной интервал этих измерений (несколько лет) компенсируется высокой чувствительностью измерений, сравнимой с точностью астрофизических и геологических методов, в которых исследуются масштабы переменности в миллиарды лет.

Важными преимуществами лабораторных измерений являются возможность тестирования различных систем, возможность изменения параметров эксперимента для контроля систематических эффектов и определение темпа дрейфа по экспериментальным данным. Современные высокоточные измерения частоты дают информацию о стабильности современных значений фундаментальных констант, которые можно проверить только в лабораторных экспериментах. Однако только нелабораторные методы чувствительны к процессам, происходившим в ранней Вселенной, которые могли быть гораздо более бурными, нежели происходящие в настоящее время.

В экспериментах, проводимых в MPQ в Мюнхене [35] удалось измерить частоту 1S–2S перехода в атоме водорода 2466061102474851(34) Гц. Сравнение с экспериментом, поставленным в 1999 году, даёт верхний предел на переменность частоты перехода за период времени 44 месяца между двумя измерениями. Разница частот составила  $(-29 \pm 57)$  Гц, т.е. неотличима от нуля.

Водородный спектрометр можно рассматривать как часы, наподобие цезиевых атомных часов. Однако в водородном спектрометре для определения течения времени используется нормальный переход. Этот переход зависит от массы электрона и постоянной тонкой структуры. В цезиевых часах ход времени определяется сверхтонким переходом, который зависит от постоянной тонкой структуры и ядерного магнитного момента.

Сравнивая 1S–2S переход в атоме водорода со сверхтонким переходом изотопа цезия  $^{133}\text{Cs}$ , можно получить информацию о переменности во времени отношения  $\alpha/\alpha_s$ . Сверхтонкий переход в цезии зависит от значения магнитного момента ядра цезия, который пропорционален  $1/A_c$  (напомним, что  $A_c$  — энергетический масштаб КХД). Если  $A_c$  зависит от времени, магнитный момент ядра тоже будет изменяться.

Для изменения магнитного момента ядра цезия получено ограничение [35]:

$$\frac{\delta \mu_n}{\mu_n} = (1,5 \pm 2,0) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}. \quad (60)$$

Этот результат согласуется с нулём. Предел на переменность  $\alpha$  оказывается того же порядка, что и из астрофизических наблюдений.

Ограничение на переменность ядерного магнитного момента может быть переписано как ограничение на переменность  $A_c$ :

$$\frac{\Delta A_c}{A_c} = (-1,5 \pm 2,0) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}. \quad (61)$$

Этот предел не согласуется с нашими результатами, основанными на предположении, что или  $\alpha_{\text{ун}}$ , или  $A_{\text{ун}}$



изменяются со временем (см. выше). Обсуждаемая нами выше возможная переменность этих констант на уровне около  $10^{-14}$  в год исключается квантово-оптическим экспериментом.

Приведенный выше результат согласуется с постоянным во времени масштабом  $A_c$ , но допускает его малую переменность на уровне  $10^{-15}$  в год. Предполагая постоянную массу электрона, такая переменность  $A_c$  не противоречит астрофизическому пределу на переменность отношения масс  $R = M_p/m_e$  [26]. Теоретически переменность этого отношения допустима если как  $A_{un}$ , так и  $\alpha_{un}$  зависят от времени.

## 6. Заключение

Мы подытожили современные знания о фундаментальных постоянных и их возможной переменности со временем. Сегодня нам неизвестно, как эти константы генерируются и могут ли они изменяться со временем. Между фундаментальными постоянными могут иметься неизвестные соотношения, например, между углами смешивания ароматов и массами фермионов или между тремя константами связи, как следует из идеи Великого объединения. В этом случае число основных констант уменьшится от 28 до меньшего значения, однако при этом останется по крайней мере 18 констант.

Возможная переменность во времени фундаментальных констант должна быть довольно медленной. Это относится по крайней мере к тем физическим константам, которые можно измерить с высокой точностью — к постоянной тонкой структуры, масштабу КХД  $A_c$  и массе электрона. Стабильность гравитационной постоянной  $G$  известна с точностью до  $10^{-14}$  в год. Стабильность остальных фундаментальных постоянных, например, масс других лептонов и масс тяжёлых кварков, установлена с гораздо меньшей точностью. Современные пределы на относительную переменность постоянной тонкой структуры, масштаб КХД и массу электрона составляют порядка  $10^{-15}$  в год. В ближайшем будущем эти пределы должны уменьшиться по крайней мере на два порядка величины.

Астрофизические указания на относительную переменность во времени постоянной тонкой структуры  $10^{-15}$  в год не обязательно означают, что квантово-оптические эксперименты должны дать тот же предел на переменность. Вполне возможно, что константы медленно менялись на протяжении первых 10 млрд лет после Большого взрыва, а затем стали истинно постоянными. До сих пор нет теории переменности фундаментальных констант, поэтому нет причины полагать, что их переменность на уровне  $10^{-15}$  в год линейна во времени. Если фундаментальные константы все же переменны, можно ожидать, что темп их изменения был больше ближе к эпохе Большого взрыва. В первые микросекунды после Большого взрыва константы типа  $\alpha$  или  $A_c$  могли измениться в два раза, но нам это неизвестно.

Следует более внимательно относиться к временной переменности фундаментальных параметров в космологии. Может быть, допуская подходящую переменность констант, удастся лучше понять эволюцию очень ранней Вселенной сразу же после Большого взрыва, что приведет к более адекватным космологическим теориям и лучшему пониманию физики элементарных частиц. Эти

теории вместе составляют единый базис для описания нашей Вселенной.

## Список литературы

1. Fritzsche H, Gell-Mann M, in *Proc. of the XV. Intern. Conf. on High Energy Physics, Chicago, 1972*; Fritzsche H, Gell-Mann M, Leutwyler H *Phys. Lett. B* **47** 365 (1973)
2. Glashow S L *Adv. Nucl. Phys.* **22** 433 (1961); Salam A, Ward J C *Phys. Lett.* **13** 168 (1964); Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967); Salam A, in *Elementary Particle Theory Vol. 2* (Ed. N Svartholm) (Stockholm: Almquist and Wiksells, 1968) p. 367
3. Yao W-M et al. (Particle Data Group) *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **33** 1 (2006)
4. Higgs P W *Phys. Rev. Lett.* **13** 508 (1964); Englert F, Brout R *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964); Guralnik G S, Hagen C R, Kibble T W B *Phys. Rev. Lett.* **13** 585 (1964)
5. Taylor T R, Veneziano G *Phys. Lett. B* **213** 450 (1988)
6. Witten E *Phys. Lett. B* **149** 351 (1984)
7. Wyler A *Phys. Today* **24** (8) 17 (1971)
8. Feynman R P *QED: the Strange Theory of Light and Matter* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1985) p. 129
9. Gell-Mann M, Low F E *Phys. Rev.* **95** 1300 (1954)
10. Craigie N S, Narison S, Riazuddin *Nucl. Phys. B* **174** 207 (1980)
11. Leutwyler H *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **94** 108 (2001); Narison S *Phys. Rev. D* **74** 034013 (2006)
12. Shifman M A, Vainshtein A I, Zakharov V I *Phys. Lett. B* **78** 443 (1978)
13. Fritzsche H *Nucl. Phys. B* **155** 189 (1979)
14. Fritzsche H, Xing Z *Phys. Lett. B* **634** 514 (2006); Fritzsche H, in *Proc. of the 4th, Intern. Conf. on Flavor Physics, September 24–28, 2007, Beijing, China* (in press)
15. Webb J K et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 091301 (2001)
16. Murphy M T, Webb J K, Flambaum V V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345** 609 (2003)
17. Quast R, Reimers D, Levshakov S A *Astron. Astrophys.* **415** L7 (2004)
18. Chand H et al. *Astron. Astrophys.* **417** 853 (2004)
19. Dirac P A M *Nature* **192** 441 (1961)
20. Питьева Е В *Письма в Астрон. журн.* **31** 378 (2005) [Pitjeva E V *Astron. Lett.* **31** 340 (2005)]
21. Landau L D, in *Niels Bohr and the Development of Physics* (Ed. W Pauli) (New York: McGraw-Hill, 1955)
22. Shlyakhter A I *Nature* **264** 340 (1976)
23. Damour T, Dyson F *Nucl. Phys. B* **480** 37 (1996)
24. Fujii Y et al. *Nucl. Phys. B* **573** 377 (2000)
25. Ivanchik A et al. *Astron. Astrophys.* **440** 45 (2005)
26. Reinhold E et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 151101 (2006)
27. King J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 251304 (2008); arXiv:0807.4366
28. Georgi H, Glashow S L *Phys. Rev. Lett.* **32** 438 (1974)
29. Amaldi U, de Boer W, Fürstenau H *Phys. Lett. B* **260** 447 (1991); Ellis J, Kelley S, Nanopoulos D V *Phys. Lett. B* **260** 131 (1991); Langacker P, Polonsky N *Phys. Rev. D* **47** 4028 (1993); Carena M, Pokorski S, Wagner C E M *Nucl. Phys. B* **406** 59 (1993)
30. Shiozawa M et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 3319 (1998); Hayato Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **83** 1529 (1999)
31. Fritzsche H, Minkowski P *Ann. Physics* **93** 193 (1975)
32. Minkowski P *Phys. Lett. B* **67** 421 (1977); Yanagida T *Prog. Theor. Phys.* **64** 1103 (1980); Gell-Mann M, Ramond P, Slansky R, in *Supergravity* (Eds P Van Nieuwenhuizen, D Z Freedman) (Amsterdam: North-Holland, 1979); Mohapatra R N, Senjanović G (DO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **44** 912 (1980)

33. Abachi S et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3271 (1996); Chang D, Mohapatra R N, Gipson J M, Marshak R E, Parida M K *Phys. Rev. D* **31** 1718 (1985)
34. Calmet X, Fritzsche H *Phys. Lett. B* **540** 173 (2002)
35. Langacker P, Segrè G, Strassler M J *Phys. Lett. B* **528** 121 (2002)
36. Kolachevsky N, Alnis J, Matveev A, Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W "Precision measurements in atomic hydrogen", in *Optical Atomic Clock* (Ed. Y Ovchinnikov) (in press)
37. Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W *Nature* **416** 233 (2002)

### Fundamental physical constants

#### H. Fritzsche

*Physik-Department Universität München,  
Theresienstr. 37A D-80333 München, Germany  
Tel. (+ 49 89) 2180 4549  
E-mail: fritzsche@mppmu.mpg.de*

The fundamental physical constants of the Standard Model and their possible change on the cosmological time scale are discussed. The Grand Unification of the strong, electromagnetic and weak interactions implies a relation between the time varying fine structure constant  $\alpha$  and the QCD scale  $A_c$ . The astrophysically measured change of about  $10^{-15}$ /year in  $\alpha$  causes a change of at least  $10^{-15}$ /year in  $A_c$ . The quantum optics experiment at MPQ München to test the time variation of  $A_c$  is discussed.

PACS numbers: 06.20.Jr, 12.10.Kt, **32.20.-r**

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200904d.0383

Bibliography — 37 references

*Received 23 July 2008, revised 21 January 2009*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **179** (4) 383–392 (2009)

*Physics–Uspekhi* **52** (4) (2009)