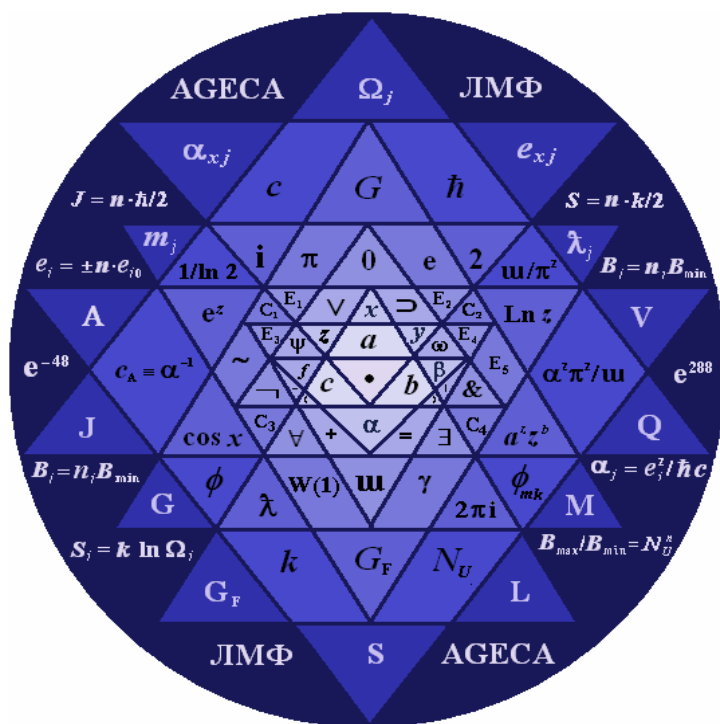




|  |                     |   |
|--|---------------------|---|
|  | <b>Предисловие</b>  |   |
|  | <b>Введение</b>     | В поисках оснований   |
|  | <b>Глава 1</b>      | Логика и формальная математика                                  |
|  | <b>Глава 2</b>      | Физическая математика   |
|  | <b>Глава 3</b>      | Основания физической теории                                     |
|  | <b>Глава 4</b>      | Принцип золотого сечения  |
|  | <b>Глава 5</b>      | Принцип золотого сечения (продолжение)                          |
|  | <b>Глава 6</b>      | Обобщенная теория золотой пропорции                             |
|  | <b>Глава 7</b>      | Великая константа физики  |
|  | <b>Глава 8</b>      | Великая константа физики (окончание)                            |
|  | <b>Глава 9</b>      | Экстремальные величины. Обобщенные физические законы            |
|  | <b>Заключение</b>   | Теория ЛМФ и ее приложения (в тезисной форме)                   |
|  | <b>Дополнение 1</b> | Почему 2? Об изяществе и простоте физических уравнений и формул |
|  | <b>Дополнение 2</b> | Четыре беседы с читателем                                       |
|  | <b>Приложение</b>   | Словарь-указатель терминов, условных обозначений и сокращений   |
|  | <b>Abstract</b>     |   |

# Часть III

## Приложения дополнения и обобщения теории ЛМФ



**Глава 7. Великая константа физики**

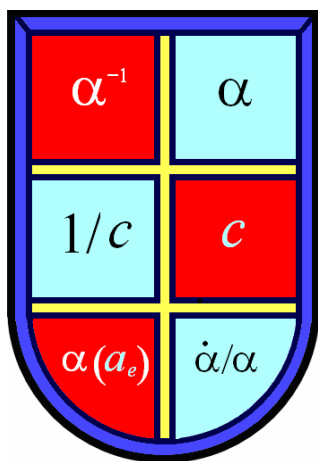
**Глава 8. Великая константа физики  
(окончание)**

**Глава 9. Экстремальные величины.  
Обобщенные физические законы**

# Глава 7

## Великая константа физики

- 7.1. Краткое вступление
- 7.2. Формула Зоммерфельда–Дирака
- 7.3. Характеристики и оценки
- 7.4. Гипотеза о вариациях постоянных: общие сведения
- 7.5. Эмпирические данные
- 7.6. Анализ, выводы и дополнения
- 7.7. Теория и эксперимент
- 7.8. Наименее точные данные
- 7.9. Тонкая структура водорода и гелия
- 7.10. Сверхтонкая структура водорода, мюония и других водородоподобных атомов
- 7.11. Аномальный магнитный момент электрона
- 7.12. Аномальный магнитный момент мюона
- 7.13. Результаты, полученные без использования формул КЭД
- 7.14. Эффект Джозефсона
- 7.15. Квантовый эффект Холла
- 7.16. Комбинированный метод. Длина волны нейтрона и цезия
- 7.17. Общие итоги



Характерным примером фактического применения принципов и стандартов теории ЛМФ, в частности идеи построения физических постоянных посредством материнских функций и ФФП, можно считать уравнение (3.11.8) для постоянной Зоммерфельда. Константа  $\alpha^{-1}$  бесспорно одна из важнейших реалий природы, не случаен поэтому неослабный интерес к этому числу у ученых, но и любителей нумерологии, сторонников числовой магии. Роль числа  $\alpha^{-1}$  в физике вполне сопоставима с ролью числа  $\pi$  в математике или с ролью золотой пропорции в различных областях, и без нее сегодня трудно представить не только КЭД – “коронный домен” константы Зоммерфельда, но физическую теорию в целом. Велика ее роль и в теории ЛМФ. Например уравнение для  $\alpha$ , с выделенной точкой  $\alpha$  это

один из четырех универсальных физических кодов, а интерпретация  $s_{\Lambda} = \alpha^{-1}$  – один из краеугольных камней построения **A-системы**. В *третьей главе*, посвященной основаниям физической теории, вопросы, касающиеся числа  $\alpha^{-1}$ , обсуждались лишь в контексте общей темы. Несомненный интерес представляет и отдельное рассмотрение великой константы. С помощью числа  $\alpha^{-1}$  осуществляется наиболее надежная и всесторонняя проверка КЭД на правильность ее формул и точность их предсказаний, проводится сопоставление данных, полученных в КЭД, с результатами, полученными другими методами. Здесь существующая

теория и эксперимент с переменным успехом соревнуются, а нетрадиционная теория много раз безуспешно пыталась вывести  $\alpha^{-1}$  из первых принципов. Экспериментально выявленная на основе астрофизических и геофизических данных, лабораторных тестов и особенно при исследовании “естественного” реактора в Окло высокая степень неизменности постоянной  $\alpha^{-1}$  опрокинула многие теории, построенные на идее вариаций постоянных, и поставила под сомнение саму идею. Тем не менее страстного желания найти экспериментальные доказательства вариации постоянной  $\alpha$  у некоторых исследователей отнюдь не убавилось. На смену не оправдавшим ожидания гипотезам пришли модели теорий типа Калуцы–Клейна, суперструн, ряд других теорий, а обнаружение некоего эффекта в спектре квазаров (по более поздним и тщательным измерениям он явно не подтверждается) заметно повысило угасавший было интерес к идее вариаций. Анализ данных по квазарам в сопоставлении с данными других измерений не дает серьезных оснований говорить об обнаружении вариации  $\alpha^{-1}$  как о факте, а с позиций теории ЛМФ даже очень малая вариация постоянной  $\alpha^{-1}$  или других кодовых постоянных если и не совсем невозможна, то крайне маловероятна.

## 7.1. Краткое вступление

Биография константы  $\alpha^{-1}$  богата событиями, полна неожиданностей и парадоксов. Примечательно хотя бы то, что собственное обозначение получило число  $\alpha \approx 1/137$ , тогда как предметом исследования служит ее обратная величина, которую обозначают через не очень удобное  $\alpha^{-1}$ . Или то, что за одной из важнейших физических величин закрепилось случайное, длинное и не отвечающее существу дела название *постоянная тонкой структуры*, и приходится говорить об  $\alpha^{-1}$  как о *величине, обратной постоянной тонкой структуры* вместо куда более благозвучного и оправданного *постоянная Зоммерфельда*. Но и последняя оказывается ниже лишь истинным, безразмерным обличьем старинной физической константы, известной как скорость света (в вакууме). Так что здесь поиск первоисточков может увести любителя магии к древнейшему культу Солнца, а что касается хронологии эмпирического поиска двуединой константы, ее надо вести с 1676 года. Именно тогда О. Рёмер, исходя из очень смелой для того времени идеи конечности скорости света, высказанной в частности Галилеем устами Сальвиати в знаменитом произведении “Диалог о двух главнейших системах мира”, впервые попытался измерить ее по изменению промежутков времени между затмениями спутников Юпитера. Полученный при этом результат, доказавший конечность скорости света, почти на треть отличается от истинного значения, каковым через три века (с 1983 г.) принято по международному соглашению считать размерное число 299 792 458 м/с. Как абсолютно точное это значение постоянной  $c$  пересмотрю уже не подлежит и через него сейчас определяется эталон длины – метр. В области теории началом сложного пути постоянной  $c$  можно считать ту сравнительно скромную роль, которую она играет в качестве характеризующей свет величины. Но впоследствии ее теоретический статус неизменно повышался. В электромагнитной теории это одна из основных величин; в СТО – единственная постоянная теории, независимость которой от выбора системы отсчета и наблюдателя является постулатом теории и лежит в основе ее формализма; в ОТО и во всех других теориях релятивистской гравитации  $c$  и постоянная  $G$  фигурируют в качестве двух ФФП; затем – появление великой константы “инкогнито”, точнее в истинном своем безразмерном виде, в КЭД. А завершается более чем трехсотлетняя история поиска значений  $c$  нахождением точного математического выражения для константы  $\alpha^{-1} \equiv c$ . Сегодня оба этих числа – абсолютно точное по соглашению размерное  $c$  и точное по своей математической природе безразмерное  $\alpha^{-1}$  наряду с измеренной  $c$  погрешностью порядка  $10^{-12}$  постоянной Ридберга  $R_\infty$  и двумя-тремя другими константами лежат в основе всех согласованных списков физических постоянных, которые регулярно составляются и обновляются на протяжении полувека, последние два раза в 2002 и 2006 гг.

## 7.2. Формула Зоммерфельда–Дирака

Родословную безразмерного физического числа

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{\hbar c} \equiv \frac{e^2}{\hbar c} \approx 1/137$$

ведут с формулы Зоммерфельда для тонкой структуры уровней атома водорода. Появилась она в начале 1916 года, когда Арнольд Зоммерфельд, развивая популярную тогда теорию атома Бора и основываясь на экспериментальных спектрографических данных, получил формулу, вызвавшую восторженный отзыв Бора: “Работа Зоммерфельда в значительной степени изменила современное понимание квантовой теории”, а сама теория атома стала называться теорией Бора–Зоммерфельда, см. [Кудрявцев, 359]. Спустя двенадцать лет в связи с шестидесятилетием Зоммерфельда Бор писал: “Пролагающая новые пути работа Зоммерфельда о тонкой структуре спектральных линий водорода не только обогащает теорию строения атома изящным и плодотворным результатом; участие такого своеобразного исследователя, как он, должно было дать сильный толчок всей работе в этой области” [Бор, 54]. Однако сама постоянная  $\alpha$ , вписавшая имя Зоммерфельда в историю науки прочнее чем другие достижения этого выдающегося исследователя, в юбилейной речи даже не упоминается, что вряд ли можно считать досадным промахом или чистой случайностью. Дело скорее в том, что опередившая свое время формула Зоммерфельда является фактически формулой не существовавшей тогда релятивистской квантовой теории, основы которой еще предстояло заложить. Этим можно объяснить, что появление новой, к тому же безразмерной ФФП вначале не то чтобы совсем не заметили, но явно не оценили в полной мере.

По любопытному стечению обстоятельств в том же 1928 году Дирак предложил релятивистскую теорию движения электрона – история ее создания дана в [Dirac 1977], – блестящим подтверждением которой стала считаться как раз формула Зоммерфельда. В теории Дирака она получается просто как решение уравнения, которое запишем без серьезных изменений, как оно дается в указанной работе:

$$\left[ i \frac{\hbar}{mc} \left( \frac{\partial}{c \partial t} - \gamma_1 \frac{\partial}{\partial x_1} - \gamma_2 \frac{\partial}{\partial x_2} - \gamma_3 \frac{\partial}{\partial x_3} \right) + \gamma_4 \right] \psi = 0 \quad (7.2.1)$$

Здесь  $\gamma_j$  ( $j = 1, 2, 3, 4$ ) –  $4 \times 4$ -матрицы Дирака, которые обычно выражаются через обозначаемые как  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  двухрядные матрицы Паули и единичную матрицу  $I$ . Фактически это система из четырех дифференциальных уравнений, заслуживающая по крайней мере краткого обсуждения; подробное изложение и другие формы записи уравнения Дирака см. например в [Бьёркен, Дрелл; Ахиезер, Берестецкий]. Именно с этих уравнений, бесповоротно утвердивших теоретическую значимость  $\alpha^{-1}$ , началось ее восхождение по иерархическим ступенькам физической теории, ознаменовавшееся и такими крайними проявлениями восторженного отношения к постоянной Зоммерфельда как возведение ее в ранг единственной ФФП. Закономерно и появление  $\alpha^{-1}$  в истоках претендовавшей на статус фундаментальной теории, но окончательно так и не построенной квантовой теории поля. Ведь уравнение (7.2.1) это по сути одна из первых попыток реального синтеза электродинамики (с постоянной  $e$ ), относительности (постоянная  $c$ ) и квантов (постоянная  $\hbar$ ) – синтеза, который так и не был завершен. В данном уравнении учтен целый ряд факторов, играющих роль начальных условий, необходимых и достаточных для его составления. Во-первых и во-вторых, это утверждающий равноправие всех инерциальных систем отсчета принцип относительности Галилея–Эйнштейна и основанная на принципе постоянства скорости света в вакууме релятивистская инвариантность. Отсюда инвариантность относительно преобразований Лоренца и необходимость получить релятивистски инвариантное соотношение

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4$$

между переменными  $E$ ,  $p$ ,  $t$  и постоянной  $c$  – проявление (см. [раздел 3.6](#) и [формулу 3.6.2](#)) фундаментальных законов сохранения массы и постоянной  $c$ . В-третьих, это принцип суперпозиции состояний квантовой теории, приводящий к линейности уравнения. Остальные условия непосредственно касаются основной величины квантовой теории –  $\psi$ -функции. Для того чтобы задание функции в начальный момент времени определяло ее в любой последующий момент времени в дифференциальное уравнение должны входить первые, а не вторые производные по времени и координатам. Наконец, произведение  $\psi\psi^+$  комплексной волновой функции  $\psi(x, t)$  на эрмитово сопряженную функцию  $\psi^+(x, t)$  в простейшем случае движения частицы, в частности вдоль оси  $x$ , должно иметь вполне определенный физический смысл плотности вероятности нахождения частицы в точке  $x$  в момент времени  $t$ . Остается записать всё это на языке математики. Вот так, используя указанный здесь в несколько измененном виде свод важнейших физических условий, и пришел П. Дирак к уравнению (7.2.1), ознаменовавшему как бы второе рождение великой константы.

Для общего случая водородоподобных атомов с зарядом  $Z$  (в зоммерфельдовском случае атома водорода  $Z = 1$ ) решение этого уравнения можно записать в виде

$$\frac{E_{nj}}{mc^2} = \left[ 1 + \frac{Z^2\alpha^2}{\left(n - j - 1/2 + \sqrt{(j + 1/2)^2 - Z^2\alpha^2}\right)^2} \right]^{-\frac{1}{2}} - 1 \quad (7.2.2)$$

где  $E_{nj}$  уровни энергии, зависящие от главного квантового числа  $n$  и внутреннего квантового числа  $j$ . Таким образом, тонкая структура, то есть расщепление уровней энергии водородоподобных атомов, зависит не только от заряда атома  $Z$ , квантовых чисел  $n$  и  $j$ , но и от безразмерной комбинации  $e^2/\hbar c$  трех постоянных, появившейся здесь в виде самостоятельной константы  $\alpha \approx 1/137$ . Притом сразу в двух местах – в числителе выражения в квадратных скобках и в знаменателе под знаком квадратного корня. Формула (7.2.2) довольно сложна и не очень наглядна, но ее можно несколько упростить, если разложить в ряд по степеням  $Z^2\alpha^2$  и ограничиться первыми двумя членами:

$$E_{nj} = -\frac{1}{2} m_e c^2 \cdot \alpha^2 \frac{Z^2}{n^2} \left[ 1 + \alpha^2 \frac{Z^2}{n^2} \left( \frac{n}{j + 1/2} - \frac{3}{4} \right) \right] \quad (7.2.3)$$

Эта формула, аппроксимирующая (7.2.2) с точностью до члена порядка  $\alpha^4$ , – еще одно подтверждение того, что правильные формулы могут появляться в физике задолго до появления теорий, в которых они выводятся из исходных положений и тем самым в каком-то смысле узакониваются. Хотя релятивистская квантовая теория, в частности такой ее основополагающий фрагмент как теория Дирака, появилась значительно позже формулы Зоммерфельда, последняя по форме и по сути принадлежит, как отмечалось, релятивистской физике, в которой она находит свое объяснение и место. Формула Зоммерфельда, ее модификации и приближения весьма примечательны и в плане истории и в некоторых других отношениях. *Во-первых*, вполне очевидна релятивистская – связанная со скоростью света  $c$  – природа постоянной  $\alpha$ . Более того, очень простые соображения с полной, на наш взгляд, очевидностью еще раз удостоверяют установленное в [гл. 3](#) тождество  $c \equiv \alpha^{-1}$ . Действительно, запишем (7.2.3) в эквивалентной и достаточно привычной форме

$$E_{nj} = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \frac{Z^2}{n^2} \left[ 1 + \frac{Z^2\alpha^2}{n^2} \left( \frac{n}{j + 1/2} - \frac{3}{4} \right) \right] \quad (7.2.3')$$

и устремим  $\alpha$  к нулю ( $\alpha \rightarrow 0$ , то есть  $\alpha^{-1} \rightarrow \infty$ ). В пределе

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \frac{Z^2}{n^2} \quad (7.2.4)$$

а это не что иное как хорошо известная формула (выведенная ранее Бором на основе его постулатов) *нерелятивистской* квантовой теории, получаемая как сферически симметричное решение уравнения Шрёдингера. Но ведь принципиальное отличие нерелятивистской квантовой механики, которую иногда именуют  $\hbar$ -теорией, от релятивистской квантовой теории –  $\hbar$ - $c$ -теории в том и состоит, что первая не содержит постоянной  $c$ , другими словами релятивистские эффекты в ней в расчет не принимаются. Согласно принципу соответствия формулы НКМ получаются как приближения РКТ посредством предельного перехода  $c \rightarrow \infty$ . Именно такой переход, но в форме  $\alpha \rightarrow 0$  ( $\alpha^{-1} \rightarrow \infty$ ) здесь и совершается. Впрочем если заменить в (7.2.3')  $\alpha$  на  $e^2/\hbar c$  и учесть, что о предельном переходе величин  $\hbar$  и  $e$  здесь говорить не приходится, то это уже переход непосредственно в форме  $c \rightarrow \infty$ . Словом, если после чтения [третьей главы](#) у кого-то остались хоть какие-то сомнения в справедливости тождества  $c_A \equiv \alpha^{-1}$ , сейчас время окончательно с ними расстаться. *Во-вторых*, тогда первый раз за два с половиной столетия в физической теории появилась выделенная безразмерная величина, фундаментальное физическое число, требующее объяснения. Притом именно относительная малость числа  $\alpha$  ( $\alpha \approx 1/137$ ,  $\alpha^2 \approx 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $\alpha^3 \approx 4 \cdot 10^{-7}$ ,  $\alpha^4 \approx 3 \cdot 10^{-9}$  и т.д.) позволяет производить разложение в быстро сходящийся ряд по степеням  $\alpha$ . Мы видели это на примере формулы Зоммерфельда, сегодня же это весьма распространенный, применяемый в разных разделах квантовой теории поля, в частности в квантовой электродинамике способ представления различных физических величин. В тех случаях, когда нет точной формулы, например для аномальных магнитных моментов электрона и мюона, метод добавления убывающих по численному значению релятивистских поправок к основному члену это практически единственная возможность определить и вычислить величину  $c$  возрастающей точностью. Сама формула тонкой структуры уровней энергии атома водорода, в современном варианте обычно называемая формулой Зоммерфельда–Дирака, содержит целый ряд убывающих по степеням  $\alpha$  слагаемых типа лэмбовского сдвига и других релятивистских поправок. *В-третьих*, первое слагаемое в формуле (7.2.3), то есть выражение

$$E_n = -\frac{1}{2} m_e c^2 \alpha^2 \frac{Z^2}{n^2} \approx -13,6 \text{ эВ} \cdot \frac{Z^2}{n^2} \quad (7.2.5)$$

это термы (не путать с [логическими термами](#)), *основные* уровни энергии водорода и водородоподобных атомов, а собственно “тонкая структура”, то есть релятивистская поправка к основному терму, начинается со второго члена. Между тем с точки зрения вхождения константы  $\alpha$  разница между основным термом и релятивистской поправкой... только в степенях  $\alpha$ . Какой тогда, спрашивается, смысл называть  $\alpha$  постоянной *тонкой* структуры, если она входит в выражение и для *не* тонкой, основной структуры? Post factum эта путаница с названием выглядит как один из тех казусов, которыми богата история науки. Но дело в том, что в свое время, да большей частью и сейчас выражение (7.2.5) записывается не в том виде, в каком оно дано здесь, а через имеющую обратную длине размерность постоянную Ридберга

$$R_\infty = \frac{m_e e^4}{4\pi \hbar^3 c} \quad (7.2.6)$$

или через  $R = R_\infty \hbar c$ . Тем самым основной член приводится к виду

$$-R_\infty \hbar c \frac{Z^2}{n^2} \quad \text{или} \quad -R \frac{Z^2}{n^2} \quad (7.2.7)$$

С формальной точки зрения оба выражения, особенно последнее, проще чем (7.2.5), но зато “исчезла” константа  $\alpha$ . В формуле для уровней *энергии* естественно, чтобы фигурировала релятивистская величина  $m c^2$ , ведь начиная с теории относительности именно с ней ассоциируется понятие энергии; более того, это один из символов современной физики, с которым знакомы даже многие далекие от науки люди. Если бы в то время кто-нибудь догадался использовать выражение (7.2.6) для постоянной Ридберга, безразмерное отношение  $e^2/\hbar c$

вполне могли бы назвать “постоянной основной структуры”. Притом формула Зоммерфельда для этого не нужна, поскольку достаточно одной лишь формулы (7.2.5). Ну а если бы кто-то догадался сравнить  $\alpha^{-1}$  с константой  $c \dots$  Короче, “постоянная тонкой структуры” – случайное, не отвечающее сути дела, крайне неудачное название для великой постоянной  $\alpha$ . И коль скоро речь зашла о названии, следуя научной традиции, правильнее всего говорить о *постоянной Зоммерфельда*. Впрочем комбинированное название *постоянная Зоммерфельда тонкой структуры*, или даже *постоянная тонкой структуры Зоммерфельда–Дирака* изредка встречается в научной литературе – первое в основном для удобнее обозримой величины  $\alpha^{-1} \approx 137$ . Наконец *в-четвертых*, то обстоятельство, что произведение постоянной Планка на скорость света имеет ту же размерность, что и квадрат элементарного заряда, тот факт, что из трех важнейших физических постоянных  $c$ ,  $\hbar$  и  $e$ , характеризующих теорию относительности, теорию квантов и дискретность элементарного заряда, можно составить безразмерное отношение, привлек к себе внимание почти сразу после введения в науку постоянной Планка (в 1900 г.). На это обратили внимание такие исследователи как Планк и Эйнштейн [Эйнштейн, 178]. Но указанный факт хоть незамеченным и не остался, серьезного воздействия на развитие физической теории не оказал. Тем более что вплоть до появления формулы Зоммерфельда речь могла идти лишь о безразмерной комбинации трех хорошо известных физических постоянных, а не о цельной, самостоятельной константе, заслуживающей отдельного названия.

Из всей этой несколько запутанной истории с неудачными названиями и недооценками можно при желании извлечь кое-какие уроки. Прежде всего: в области физической теории следует не спешить с названиями; справедливо видимо всегда нарекать постоянную по имени того, кто впервые ее обнаружил, а не по названию явления, в котором она была впервые обнаружена. Тем более что истинная ФФП имеет отношение ко всем областям физической реальности и нет серьезных оснований особо выделять факт ее первого появления в ущерб другим, быть может еще более значимым появлениям, не говоря уж о явном нарушении авторских прав первооткрывателя. Следует далее учесть, что безразмерная комбинация нескольких ФФП – любопытный сам по себе факт, способный вызвать и обычно действительно вызывающий определенный, даже повышенный интерес, но не более того. Появление же такой константы в работающей, но стоящей несколько особняком от существующих физических теорий формуле заслуживает, понятно, куда большего внимания. Но настоящее признание приходит лишь когда безразмерная константа фигурирует в пользующейся устойчивой репутацией физической теории как один из ее необходимых, основополагающих элементов. А высший всплеск интереса, сопровождаемый ажиотажем, который быстро выплескивается за рамки физической теории и науки вообще, бывает когда в центре внимания оказывается численное значение константы, число как таковое. И тогда всё время задается один и тот же вопрос: “почему именно это, а не другое число?” и начинается тотальный поиск данного числа в бесконечном математическом континууме. Интерес, проявленный Планком и Эйнштейном к безразмерному отношению  $e^2/\hbar c$ , относится к начальному уровню, появление  $\alpha$  в формуле Зоммерфельда ко второму, а получение этой самой формулы в теории Дирака к третьему, предпоследнему уровню. И почти сразу после того началась азартная охота по принятым и по новоизобретенным правилам за физико-математическим числом  $\alpha^{-1}$ . Подробный разговор обо всём этом впереди, но начнется он не скоро, поскольку надо прежде обсудить ряд других касающихся великой константы вопросов.

### 7.3. Характеристики и оценки

Первое знакомство с постоянной Зоммерфельда имеет смысл дополнить близкими к тексту характеристиками, оценками, суждениями, высказанными в разное время и частично уже приведенными (высказывания Дирака, Борна, Вейля и Вихмана) при обсуждении проблемы теоретического определения ФП в 3.15.

- ◆ Постоянная 137 играет исключительно важную роль во всех явлениях природы



◇ То обстоятельство, что  $\alpha$  имеет значение  $1/137$ , а не какое-нибудь другое, конечно не дело случая, а закон природы. Ясно, что объяснение числа  $\alpha$  – одна из центральных проблем естествознания.

◇ Таинственный характер числа особенно отчетливо выяснится, если мы сравним два числовых коэффициента в формуле тонкой структуры, а именно  $(1/137)^2$  и  $3/4$ . Вторым коэффициентом это арифметическая величина, выведенная из математических рассуждений. Первый же коэффициент выведен как комбинация размерных физических величин, измеренных в произвольных единицах, поэтому наше знание о нем зависит от точности измерения

◇ Удовлетворительно ли такое положение вещей? Я полагаю, что ни в коем случае. Мы должны потребовать, чтобы числовые коэффициенты в физических законах всегда были математическими числами вроде  $3/4$  или  $\pi$  и т.п. Если в данном случае дело как будто обстоит иначе, это надо думать произошло из-за несовершенства теории. Более совершенная теория должна была бы вывести число  $\alpha$  с помощью чисто математических рассуждений, не ссылаясь на результаты измерений [Борн]

◆ Название “постоянная тонкой структуры” обуславливается тем, что эта физическая величина впервые появилась в теории тонкой структуры уровней энергии атомов, в частности атомов водорода. Однако впоследствии обнаружилось, что постоянная тонкой структуры играет в квантовой теории общую роль. По существу это мера интенсивности взаимодействия электрических зарядов с электромагнитным полем. То обстоятельство, что постоянная тонкой структуры, представляющая собой комбинацию универсальных постоянных  $e$ ,  $h$  и  $c$ , выражается безразмерным числом, указывает на глубокую внутреннюю связь между этими постоянными, однако природу этой связи до сих пор выяснить не удалось [Тонкой структуры постоянная]

◆ В природе есть несколько фундаментальных постоянных: заряд электрона  $e$ , постоянная Планка (которую обычно делят на  $2\pi$  и обозначают через  $\hbar$ ), скорость света  $c$ . Из этих постоянных можно построить безразмерное выражение  $\hbar c/e^2$ , согласно экспериментальным данным оно равно  $137$  или близко к этому. Неизвестно, почему оно имеет именно такое, а не другое значение. Физики выдвигали по этому поводу разные идеи, но общепринятого объяснения до сих пор не найдено. Но нет никаких сомнений, что когда-нибудь физики решат эту задачу: законы физики будущего окажутся справедливыми (в отличие от нынешних) только при значении  $\hbar c/e^2$  равном  $137$ , а при других значениях они справедливы не будут [Дирак, 130]

◆ Измеренная в “естественных” единицах (при  $c$  и  $h$  равных 1) сила отталкивания двух электронов как функция расстояния  $r$  между ними подчиняется кулоновскому закону обратных квадратов  $\alpha/r^2$ . Постоянная  $\alpha$  (квадрат  $e$ ) – чисто безразмерное число, равное примерно  $1/137$ . Полная теория должна в силу чисто математических соображений выводить это число подобно тому как геометрия предсказывает, что значение числа  $\pi$  (отношение длины окружности к ее диаметру) равно  $3,1415\dots$  Что бы ни думал по этому поводу Эддингтон, такой теории до сих пор нет [Вейль, 347]

◆ Фотон взаимодействует со всеми заряженными частицами с силой, характеризуемой неким постоянным числом  $1/137$ . Детальный закон этой связи известен из квантовой электродинамики [Фейнман, Лейтон, Сэндс, 54–55]

Стоит дать место и несколько замысловатой точке зрения философа и ученого М. Бунге, которая по тональности и по даваемым оценкам заметно отличается от позиции остальных; после продолжим знакомство с принимаемыми большинством исследователей взглядами и суждениями.

◆ В своей пифагорейской вере некоторые дошли до убеждения, что “объяснение” (теоретическая детерминация) этого числа могло бы стать ключом к разрешению загадок квантовой теории, являющихся следовательно “наиболее важной из неразрешенных проблем современной физики”

Поиски “объяснения” константы тонкой структуры вылились в большое количество статей. Из этих поисков, по-видимому, ничего не вышло – иначе и не могло быть, поскольку не существует ясного понимания того, чем должно быть “объяснение” так называемых *основных* констант или их безразмерных сочетаний. Возможно, неудача лишь в том, что не удастся показать, какого вида основание считалось бы здесь достаточным. Неудачи с объяснением констант также могут происходить и из-за того, что проблема объяснения на самом деле псевдопроблема, поскольку дальнейшие объяснения относительно *основных* констант не имеют смысла: возможно только объяснение таких констант из других констант, которые в данном случае выступают как “основные” [Бунге, 271]

◆ Константа  $\alpha$  играет фундаментальную роль в атомной физике и известна под названием *постоянной тонкой структуры*; она представляет собой квадрат элементарного заряда в естественных единицах. Постоянная  $\alpha$  характеризует величину этого заряда способом, который не зависит от произвольных макроскопических физических стандартов. Численное значение величины  $\alpha$  весьма мало, что отражает “слабость” электромагнитного взаимодействия: электростатическая энергия двух электронов, находящихся на расстоянии  $\hbar/mc$ , мала по сравнению с их энергией покоя. *Постоянная тонкой структуры – одна из истинно фундаментальных констант природы*. В настоящее время это чисто эмпирическая константа, так как у нас нет теоретического объяснения ее величины. Если бы она имела большее значение, мир выглядел бы совершенно по-другому, можно сказать невообразимо иначе. Масса электрона не входит в формулу для величины  $\alpha$ , поэтому  $\alpha$  константа связи с электромагнитным полем для любой элементарной частицы, чей заряд равен  $e$

◇ Разделение физических констант на фундаментальные константы и производные параметры в принципе весьма произвольно. Практически мы считаем фундаментальными такие константы, которые входят в наши уравнения наиболее “простым” путем и имеют наиболее ясный физический смысл. Очевидно, что разумнее считать постоянную тонкой структуры  $\alpha$  фундаментальной константой, а энергию ионизации водорода производным параметром, чем наоборот

◇ Квантовая электродинамика как теория атомов, молекул и вещества в целом содержит в сущности лишь две фундаментальные эмпирические константы:  $\alpha$  и  $m_e/m_p$ . Это означает, что все физические величины в этой области физики зависят от двух указанных констант, и теория по крайней мере в принципе может дать эту зависимость. В такой теории свойства различных атомных ядер проявляют себя через целые числа  $Z$  и  $A$ , а другие физические характеристики ядер влияют на атомы, молекулы и вещество в целом лишь в виде очень “слабых” эффектов [Вихман, 64, 85, 87]

Последнее высказывание побуждает вернуться к содержанию [раздела 5.6](#), в частности к [формуле 5.6.5](#), названной там *параболическим законом стабильности* атомных ядер. Если вершина ( $Z = 114$ ,  $A' = 298$ ,  $N' = 184$ ) острова стабильности действительно существует, если в первом приближении данная формула верна, а то высказывание справедливо, тогда можно полагать, что “основная структура” универсальной формулы зависимости  $A'(Z)$  или  $N'(Z)$  определяется математическими константами  $\phi$ , 2 и физическим параметром  $Z = 114$ , а учитывающая “слабые” эффекты “тонкая структура” – константами  $\alpha$  и  $m_e/m_p$

◆ В физике есть ряд особых величин, которые можно и нужно знать с очень высокой точностью. Это фундаментальные физические постоянные. Среди них скорость света в вакууме  $c$ , постоянная Планка  $h$ , заряд электрона  $e$ , масса электрона  $m_e$  и постоянная тонкой структуры  $\alpha$

◇ Постоянная тонкой структуры дает пример фундаментальной постоянной, “сконструированной” из других величин того же рода ( $\alpha = 2\pi e^2/hc$ ). Такие комбинации фундаментальных постоянных появляются всегда в неизменном виде, поэтому они сами вправе называться фундаментальными постоянными. Постоянная тонкой структуры основная постоянная в

квантовой электродинамике – теории, описывающей квантовые взаимодействия элементарных частиц с электромагнитным полем ( $\alpha$  есть мера силы этих взаимодействий)

◊ Квантовая электродинамика одна из наиболее важных современных физических теорий, и вместе с тем это одна из немногих теорий, способных давать очень точные количественные предсказания. Такие предсказания однако возможны только если известно точное значение  $\alpha$ , поскольку теоретические выражения, описывающие разные представляющие интерес физические величины (например разности между определенными уровнями энергии в атоме водорода), имеют вид математических соотношений, в которые входит величина  $\alpha$ . Поэтому для сравнения с экспериментом теоретических предсказаний квантовой электродинамики важно знать точное значение  $\alpha$  [Тейлор, Лангенберг, Паркер, 575, 576, 582]

◆ Необходимо также помнить, что сравнение теории и эксперимента всегда будет зависеть от непосредственного измерения постоянной тонкой структуры  $\alpha$  [Филд, Пикассо, Комбли, 558]

◆ Скорость света входит в безразмерную постоянную, обратную постоянной тонкой структуры:

$$\hbar c/e^2 \approx 137,04$$

где  $2\pi\hbar$  постоянная Планка, а  $e$  заряд протона. Постоянная тонкой структуры играет важную роль в атомной физике. Мы не располагаем теорией, которая подсказала бы величину этой постоянной [Киттель, Найт, Рудерман, 311]

◆ Тот факт, что существует простая безразмерная комбинация универсальных постоянных, которые характеризуют дискретность электрического заряда ( $e$ ), теорию квантов ( $\hbar$ ) и теорию относительности ( $c$ ), действительно замечателен. Важность этого факта была впервые отмечена Эйнштейном и Планком обратившими внимание на то, что элементарный квант действия  $\hbar$  имеет ту же размерность, что  $e^2/c$ , и к удивлению приблизительно тот же порядок величины. Это служит некоторым указанием на то, что в будущей универсальной теории должно существовать соотношение между элементарным зарядом и излучением. В электромагнитном случае константа связи имеет малую величину  $\alpha \sim 1/137$  и связь весьма проста. Для взаимодействий (например для ядерных сил) ситуация не так хороша [Шпольский, 298]

◆ В современном состоянии квантовая электродинамика не достигла совершенства. Она не может ответить на фундаментальные вопросы: почему отвлеченное число  $\hbar c/e^2$  равно 137?

◊ А теперь позволим себе немного помечтать. Если единая квантовая теория электромагнитного и гравитационного поля всё же будет построена (Эйнштейн строил не квантовую единую теорию), обнаружится связь между числом 137 и постоянной тяготения. Если кроме того само число 137 когда-либо удастся вывести из уравнений квантовой электродинамики, то элементарный заряд будет теоретически выведен и найдет свое выражение через постоянную Планка и скорость света [Компанеец, 202, 204]

◆ В квантовой теории электромагнитного поля – квантовой электродинамике постоянная тонкой структуры это параметр, характеризующий “силу” электромагнитного взаимодействия. Малость численной величины этого параметра (показывающая “слабость” электромагнитного взаимодействия) позволяет учитывать эффекты этого взаимодействия в рамках теории возмущений, использующей метод последовательных приближений. В нулевом приближении частицы считаются свободными, в первом приближении учитывается взаимодействие с точностью до членов пропорциональных  $\alpha$ , в следующем приближении учитываются также члены порядка  $\alpha^2$  и т.д. Поскольку  $\alpha \ll 1$ , то как правило вклад высших приближений оказывается малым и основные эффекты электромагнитного взаимодействия описываются низшими приближениями теории возмущений [Гальцов]

Здесь можно выделить четыре чаще других повторяемых мотива:

- а)  $\alpha$  фундаментальная константа физики, в частности квантовой электродинамики
- б) численное значение  $\alpha$  важно для определения значений других физических величин
- в)  $\alpha$  математическое число вроде  $\pi$  и потому стоит задача его точного определения
- г) проблема теоретического определения  $\alpha$  оказалась в высшей степени трудноразрешимой

Но есть и пятый, отсутствующий в приведенных суждениях, но всё чаще, особенно в последнее время, повторяемый мотив – гипотеза вариаций постоянных (ГВП), в первую очередь именно  $\alpha$ . Знакомство с этой чрезвычайно популярной сегодня темой необходимо не только для более полного понимания обсуждаемой константы, но и по другой, даже более веской причине. В конце концов всестороннее рассмотрение постоянной Зоммерфельда, хоть и представляющее самостоятельный интерес, может быть полностью оправданным не иначе как в общем контексте работы, в которой ФФП играют весьма заметную роль. И если возникают сомнения в неизменности великой константы, под угрозой оказываются положения теории ЛМФ, определяющие ФФП в статусе исходных физических величин – математических чисел физического содержания, с понятием времени непосредственно не соотносимых. Следует поэтому признать, что ГВП едва ли укладывается в рамки теории ЛМФ и наличие подлинных свидетельств вариации постоянной  $\alpha^{-1}$  могло бы стать тяжелым ударом по некоторым ее положениям. Тяжелый удар был бы нанесен и по принятым, работающим теориям, содержащим ФФП как не подверженные изменениям выделенные физические числа. Это очень важные обстоятельства, требующие особого внимания и достаточно подробного обсуждения. Так что в ближайших трех разделах будут вначале кратко изложены идеи, положившие начало основанным на гипотезе вариаций постоянных теориям и одновременно экспериментам по проверке этой гипотезы, а также введены основные понятия и величины; далее будет дан беглый, но по возможности полный обзор имеющихся эмпирических данных по вариациям постоянной  $\alpha^{-1}$ ; завершит обсуждение анализ ситуации в целом с соответствующими оценками и выводами.

#### 7.4. Гипотеза о вариациях постоянных: общие сведения

Как не раз отмечалось в [части I](#), любое аналитическое выражение представимо логическими средствами в форме равенства и как таковое может считаться законом сохранения. Это относится и к физическому уравнению между переменными величинами, где сохраняющейся (во времени) “величиной” является само уравнение, конечно если оно не меняется, то есть не меняется закон, связывающий друг с другом физические величины. Применительно к нередко отождествляемым с законами природы физическим уравнениям подобное предположение когда-то могли расценивать как неуместное и даже “дикое”: что-то, а основные законы физики всегда казались чем-то совершенно неподвластным ходу времени. Казались до тех пор, пока не взошли первые ростки сомнения, посеянного Эддингтоном [[Eddington 1931; 1936](#)], Милном [[Milne](#)] и Дираком [[Dirac 1937; 1938](#)]. Уравнение зависит от времени, если меняются со временем фигурирующие в нем физические числа; и в этом случае говорить о неизменности физических законов не приходится. Обсуждение этого вопроса мы завершим в разделе “[Большие числа Дирака](#)” девятой главы, а здесь выделим два момента, которые вероятно имели решающее значение в выдвижении концепции вариаций постоянных включая великую константу  $\alpha^{-1}$ . Первый это наличие в физической теории, в частности космологии, больших чисел, второй – совпадение их порядков. Можно полагать, что такое совпадение не случайно, а “может означать, что указанные выше большие числа следует рассматривать не как константы, а как простые функции времени нашей эпохи, выраженного в атомных единицах”. Тогда “В качестве общего принципа можно принять, что все большие числа порядка  $10^{39}$ ,  $10^{78}$  и т. д., встречающиеся в общей физической теории, с точностью до простых числовых множителей равны  $t$ ,  $t^2$  и т. д., где  $t$  – время в современную эпоху, выраженное в атомных единицах. Упомянутые простые числовые множители должны определяться теоретически, когда будет создана теория космологии и атомизма. При этом отпадает необходимость в

теории, которая давала бы числа порядка  $10^{39}$ » [Dirac 1937]. Первоначально предполагалась зависимость от времени  $N_E \sim t^2$  числа протонов и нейтронов во Вселенной и гравитационной постоянной  $G \sim t^{-1}$ . Но  $G$  в ОТО от времени не зависит, поэтому Дирак выдвинул предположение о двух различных системах отсчета, метриках пространства-времени – эйнштейновской, связанной с уравнениями ОТО, и атомной, относящейся к процессам микромира. Развитие этой концепции позже привело Дирака [Dirac 1974] к зависимостям, уже непосредственно касающимся  $\alpha = e^2/\hbar c$ :

$$e \sim t^{-3/2}, \quad \hbar \sim t^{-3}, \quad e^2/\hbar = \text{const}$$

Как видим, здесь только  $e$  и  $\hbar$  зависят от времени, а комбинация  $e^2/\hbar$  (еще не известное тогда холловское сопротивление) и само число  $\alpha$  по-прежнему постоянны. Но сомнение затронуло уже все физические постоянные. Зависимость от времени, а порой и пространства – см. например [Sigurdson *et al.*], была выдвинута в качестве общей методологической основы для объяснения больших чисел и вообще безразмерных констант. В разных гипотезах [Teller; Jordan; Brans, Dicke; Hayakawa; Gamov; Станюкович; Мельников; Bekenstein 1977; 1982] авторы исходят из неизменности одних постоянных и изменчивости других, причем эти гипотезы различаются не только наборами варьируемых постоянных, но и темпами их вариаций, см. [Dyson 1967; 1972; Dicke 1961; 1964; Carter; Davies P.C.W.; Misner, Torn, Wheeler; Morgenstern; Rees, Ruffini, Wheeler; Ganguli *et al.*]. Вариации ФФП, в первую очередь как обычно постоянной тонкой структуры предполагаются и в новейших моделях теорий типа Калуцы–Клейна, см. [Overduin and Wesson], суперструн [Barrow; Damour and Polyakov; Damour, Piazza and Veneziano 2002; 2000a; Ichikawa and Kawasaki], а также в ряде теорий другого типа, см. например [Nilsson; Uzan; Melnikov]. Фактически все известные физические постоянные оказались под подозрением и исключительную важность приобрели опыты по обнаружению соответствующих вариаций, прежде всего у  $\alpha$ . Относительная годовая скорость изменения числа  $\alpha$  определяется величиной  $\dot{\alpha}/\alpha$  но оценка чаще производится по экстраполированной на время, связанное с параметром красного смещения  $z$ , величине

$$\Delta\alpha/\alpha = \alpha(z)/\alpha - 1 \tag{7.4.1}$$

**В** зависимости от земного или внеземного происхождения данных различают *локальные* и *космологические* тесты для проверки ГВП, более привычно однако деление на три или четыре группы:

*лабораторные тесты* (ЛТ)

*геофизические данные* (ГД)

*астрофизические данные*

и выделяемые нередко в отдельную группу

*данные естественного реактора* (ЕР) в Окло

Можно при этом различать методы исследования трех типов, см. [Uzan]:

*атомный метод*, включающий атомные часы, спектр поглощения квазаров – QSO (quasi-stellar objects), космический микроволновой фон – СМВ (cosmic microwave background)

*ядерный метод*, включающий нуклеосинтез – BBN (Big Bang nucleosynthesis),  $\alpha$ - и  $\beta$ -распады, естественный реактор в Окло

*гравитационный метод*, включающий тесты по проверке универсальности свободного падения и звездную эволюцию

В последние годы список посвященных вариациям ФП работ стремительно пополняется исследованиями, различающимися не столько даже по методу измерения, сколько по значению параметра  $z$  или связанному с ним периоду времени  $\tau$ . Важная величина, влияющая на точность расчетов, это постоянная Хаббла  $H_0$ , точность эмпирического измерения которой

невысока, а имеющиеся на сегодня результаты противоречивы, см. например [Horack]. Следуя определению

$$H_0^{-1} \equiv t_H = 9,7776 \cdot 10^9 h^{-1} \text{ лет, где } h = 0,68 \pm 0,15$$

см. [Uzan], получим значение

$$t_H = 14,4_{-2,6}^{+4,1} \cdot 10^9 \text{ лет} = 4,54_{-0,82}^{+1,3} \cdot 10^{17} \text{ с}$$

Отсюда в принятых в космологии единицах значение постоянной Хаббла лежит в интервале

$$H_0 = 52 \div 81 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})$$

со средним значением близким к  $H_0 = 70 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})$ ; для двух космологических параметров плотности используются значения  $\Omega_m = 0,3$  и  $\Omega_\Lambda = 0,7$ . Более свежие и точные данные SDSS (Sloan digital sky survey) в комбинации с WMAP (Wilkinson microwave anisotropy probe) определяют значение параметра  $h = 0,70_{-0,03}^{+0,04}$  и возраст Вселенной  $t_H = 14,1_{-0,9}^{+1,0} \cdot 10^9$  лет с заметно меньшей погрешностью, а для  $\Omega_m$  дают практически такое же, но с указанием погрешности число  $0,30 \pm 0,04$  [Tedmark *et al.*]. Есть и другие результаты, которые можно найти например на сайте [Cosmology], а по последним официальным данным [Astrophysical Constants and Parameters; Yao W.-M. *et al.*]

$$H_0 = 100 h \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс}) = h/9,77813 \cdot 10^9 h^{-1} \text{ лет, где } h = 0,73_{-0,03}^{+0,04}$$

$$t_H = 13,7_{-0,2}^{+0,1} \cdot 10^9 \text{ лет} \approx 4,32 \cdot 10^{17} \text{ с}$$

$$\Omega_m = 0,24_{-0,03}^{+0,04} \text{ и } \Omega_\Lambda = 0,76_{-0,06}^{+0,04}$$

Константой  $\alpha^{-1}$ , магическим числом 137 (умноженным на сто миллионов и с точностью до одной-двух единиц) выражается, как видим, нынешний возраст Вселенной, и если многочисленные адепты числовой мистики еще не обратили на это внимание, то результаты новейших физических измерений доходят до них не сразу. Но серьезных расхождений между разными данными нет и небольшие уточнения в нашем контексте не столь существенны. Заметим только, что на практике значения, выходящие за границы интервала  $68 \div 75 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{Мпс})$ , в расчетах по проверке ГВП сегодня как правило не используется. Для малых и больших  $z$  связь между двумя величинами достаточно сложна, если же  $3 \cdot 10^{-3} < z \ll 1$ , то в первом приближении зависимость носит линейный характер. Это закон Хаббла  $cz = Hr$ , на котором основан один из методов определения расстояния  $r$  до космического объекта при данном значении параметра красного смещения. Последний обычно определяется отношением

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_E}{\lambda_E} = \frac{\lambda_0}{\lambda_E} - 1 \quad (\text{либо } z = \frac{v_E}{v_0} - 1)$$

между длиной волны  $\lambda_E$  (частотой  $v_E$ ), испущенной источником излучения, и длиной волны  $\lambda_0$  (частотой  $v_0$ ), принятой наблюдателем. Беря  $z$  в качестве основной величины определения интервала времени и области исследования и учитывая огромный разброс по  $z$  астрофизических данных, естественно разделить большое множество полученных данных на следующие шесть групп:

|                               |  |
|-------------------------------|--|
| $z \approx 0$                 | лабораторные тесты                     |
| $z \ll 1$                     | геофизические данные                   |
| $z \approx 0,1$               | реактор в Окло                         |
| $z \approx 1 \div 4$          | квезары и другие космические источники |
| $z \approx 10^3$              | космический микроволновой фон          |
| $z \approx 10^8 \div 10^{10}$ | нуклеосинтез                           |

Надо заметить, что посредством одного лишь параметра  $z$  границы между отдельными группами не всегда могут быть четко обозначены, допустим нуклеосинтез соотносится не только с очень большими, но и со значениями  $z$  порядка единицы (нуклеосинтез в звездах). Впрочем, особой роли для нас это не играет и с необходимым минимумом сведений базового характера можно приступить к составлению списка данных по вариациям постоянной  $\alpha$  во всех шести группах.

## 7.5. Эмпирические данные

В каждой группе данные идут в хронологическом порядке с предельно кратким описанием основных методов и указанием первоисточника. Подробные сведения об отдельных исследованиях содержатся в самих источниках и в работах более общего характера, см. хотя бы обширные обзоры [Uzan; Mota] и краткий [Chiba].

### а) Лабораторные тесты, $z \approx 0$

ЛТ<sub>1</sub> Сравнение показаний водородного мазера с показаниями ртутных часов [Prestage *et al.*]:

$$|\dot{\alpha}/\alpha| < 3,7 \cdot 10^{-14} \text{ год}^{-1}, \Delta\alpha/\alpha = (0 \pm 1,42) \cdot 10^{-14}, \tau = 140 \text{ дней}$$

ЛТ<sub>2</sub> Сравнение цезиевых часов с рубидием в течение 24 месяцев [Sortais *et al.*], приводящее к равенству  $d \ln(v_{\text{Rb}}/v_{\text{Cs}})/dt = (1,9 \pm 3,1) \cdot 10^{-15} \text{ год}^{-1}$ , откуда (при условии постоянства обозначаемого через  $g_p$  гиромагнитного отношения протона)

$$\dot{\alpha}/\alpha = (4,2 \pm 6,9) \cdot 10^{-15} \text{ год}^{-1}, \Delta\alpha/\alpha = (8,4 \pm 13,8) \cdot 10^{-15}, \tau = 2 \text{ года}$$

ЛТ<sub>3</sub> Сравнение частот сверхтонкой структуры атомов цезия  $^{133}\text{Cs}$  и рубидия  $^{87}\text{Rb}$  в течение 5 лет с использованием полученного ограничения  $d \ln(v_{\text{Rb}}/v_{\text{Cs}})/dt = (0,2 \pm 7,0) \cdot 10^{-16} \text{ год}^{-1}$  для частот и соотношения  $\dot{g}_p/g_p = (0,1 \pm 3,5) \cdot 10^{-16} \text{ год}^{-1}$  для  $g_p$ , которое в предыдущем исследовании не рассматривалось [Marion *et al.*]:

$$\dot{\alpha}/\alpha = (-0,4 \pm 16) \cdot 10^{-16} \text{ год}^{-1}, \Delta\alpha/\alpha = (-0,2 \pm 8) \cdot 10^{-15}, \tau = 5 \text{ лет}$$

ЛТ<sub>4</sub> Измерение, без каких-либо модельных допущений, частоты переходов при 688 ТГц в  $^{171}\text{Yb}^+$  посредством атомных цезиевых часов и с интервалом в 2,8 года [Peik *et al.*]:

$$\partial(\ln \alpha)/\partial t = (-0,3 \pm 2,0) \cdot 10^{-15} \text{ год}^{-1}, \tau = 2,8 \text{ лет}$$

ЛТ\* Сравнение часов АССР (автогенератор, стабилизированный сверхпроводящим резонатором) с часами на цезиевых пучках в течение 10 дней [Turneaure and Stein]:

$$\frac{d}{dt} \ln(m_e/m_p \cdot g_p \alpha^3) < 4,1 \cdot 10^{-12} \text{ год}^{-1}, \tau = 10 \text{ дней}$$

ЛТ<sub>5</sub> Уточнение результата для дрейфа частоты  $\nu_{\text{H}}$  водорода по отношению к сверхтонкому расщеплению основного состояния атома  $^{133}\text{Cs}$ , учет частоты перехода в  $^{199}\text{Hg}^+$  и микроволнового излучения рубидиевых и цезиевых часов [Fischer *et al.*]:

$$\dot{\alpha}/\alpha = (-0,9 \pm 2,9) \cdot 10^{-15} \text{ год}^{-1}$$

ЛТ<sub>6</sub> Сравнение частоты перехода 282-нм в  $^{199}\text{Hg}^+$  с частотой сверхтонкого расщепления основного состояния атома  $^{133}\text{Cs}$  в течение 6 лет [Fortier *et al.*]:

$$-1,5 \cdot 10^{-15} \text{ год}^{-1} < \dot{\alpha}/\alpha < 0,4 \cdot 10^{-15} \text{ год}^{-1}, -0,9 \cdot 10^{-14} < \Delta\alpha/\alpha < 0,24 \cdot 10^{-14}, \tau = 6 \text{ лет}$$

ЛТ<sub>7</sub> Ограничение на вариацию отношения  $m_e/m_p$  [Flambaum, Kozlov], полученное из анализа спектра поглощения квазаров, в сочетании с результатом [Fortier *et al.*; Flambaum and Tedesco] для атомных часов [Flambaum]:

$$\dot{\alpha}/\alpha = (-0,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-15} \text{ год}^{-1}$$

Теоретический базис лабораторных исследований по проверке ГВП это квантовая механика, в частности теория атомных спектров. Применяемые тесты основаны на сравнении различных

атомных часов или сравнении атомных часов со сверхстабильными осцилляторами; предлагаются также модификации данного метода и постановка новых тестов, например с использованием оптического резонатора [Torgerson], наполненного диэлектриком электромагнитного резонатора [Braxmaier *et al.*]. Явное преимущество лабораторных исследований перед всеми остальными – в воспроизводимости экспериментальной ситуации; многократное повторение опытов дает статистику результатов, контроль над систематическими ошибками и минимизацию погрешностей измерений. Погрешность  $\dot{\alpha}/\alpha$  доведена в лаборатории до уровня  $10^{-16}$ , что на два порядка выше наиболее точных измерений, а погрешность относительного отклонения  $\Delta\alpha/\alpha$  по меньшей мере на семь (!) порядков ниже чем в остальных группах. Понятно, что такая потрясающая точность объясняется близостью  $z$  к нулю, другими словами незначительной, насчитывающей какие-то годы продолжительностью измерения по сравнению с возрастом Вселенной. В этом можно видеть существенный и неустранимый недостаток лабораторных тестов, дающих тем не менее очень ценную информацию о положении вещей на сегодня. Благодаря полученным данным есть все основания говорить о высокой степени неизменности постоянной Зоммерфельда в современную эпоху. Экстраполировать имеющиеся результаты на большие промежутки времени строго говоря недопустимо, но что касается охватываемого измерением периода в несколько лет, то здесь абсолютная погрешность измерения  $\Delta\alpha$  относится к тринадцатому знаку после запятой десятичного представления числа  $\alpha$ . Если же с помощью предлагаемых усовершенствований, см. [Prestage *et al.*; Braxmaier *et al.*], удастся уже в скором будущем повысить точность измерений на один-два порядка, то речь может пойти о 14-ом или даже 15-ом знаке после запятой.

## б) Геофизические данные

ГД<sub>1</sub>  $\alpha$ -распад в ядерной реакции  ${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow {}_{90}^{235}\text{Th} + \alpha$ . Константа распада элементов  ${}^{238}\text{U}$ ,  ${}^{235}\text{U}$  и  ${}^{238}\text{Th}$  за 3–4 млрд. лет если и изменилась, то не более чем на множитель 3–4, откуда следует [Wilkinson]:

$$|\dot{\alpha}/\alpha| < 2 \cdot 10^{-12} \text{ год}^{-1}, \quad |\Delta\alpha/\alpha| < 8 \cdot 10^{-3}, \quad \tau = (3-4) \cdot 10^9 \text{ лет}$$

ГД<sub>2</sub> Сравнение изотопического анализа молибденовых руд, изотопического анализа 14 железных метеоритов и лабораторного измерения скорости распада реакции  ${}_{75}^{187}\text{Re} \rightarrow {}_{76}^{187}\text{Os} + \bar{\nu}_e + e^-$  [Dyson 1967]:

$$|\Delta\alpha/\alpha| < 9 \cdot 10^{-4}, \quad \tau = 3 \cdot 10^9 \text{ лет}$$

ГД<sub>3</sub> Деление урана  ${}_{92}^{238}\text{U}$  со временем распада  $7 \cdot 10^{17}$  лет, которое за последние 2 млрд. лет согласно данным, полученным из определения возраста древних скальных пород, изменилось не более чем на 10% [Gold]:

$$|\dot{\alpha}/\alpha| < 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ год}^{-1}, \quad |\Delta\alpha/\alpha| < 4,66 \cdot 10^{-4}, \quad \tau = 2 \cdot 10^9 \text{ лет}$$

ГД<sub>4</sub> Сравнение использующих соответственно  $\alpha$ - и  $\beta$ -распад ураново-свинцового и калий-аргонного методов определения возраста каменных метеоритов [Chitre and Pal]:

$$|\Delta\alpha/\alpha| < (1-5) \cdot 10^{-4}, \quad \tau = 10^9 \text{ лет}$$

ГД<sub>5</sub> Уточненный анализ  $\alpha$ -распада в ядерной реакции  ${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow {}_{90}^{235}\text{Th} + \alpha$  (ср. ГД<sub>1</sub>). Константа распада за 2 млрд. лет изменилась не более чем на 20% [Dyson 1972]:

$$|\Delta\alpha/\alpha| < 4 \cdot 10^{-4}, \quad \tau = 2 \cdot 10^9 \text{ лет}$$

ГД<sub>6</sub> Уточненный вариант ГД<sub>4</sub>, по которому скорость распада  ${}_{92}^{238}\text{U}$  изменилась не более чем на 10% за последние 2 млрд. лет [Dyson 1972]:

$$|\Delta\alpha/\alpha| < 10^{-3}, \quad \tau = 2 \cdot 10^9 \text{ лет}$$



ГД<sub>7</sub> Перерасчет ГД<sub>2</sub>, по которому скорость распада изменилась не более чем на 10% за последние 10<sup>9</sup> млрд. лет [Dyson 1972]:

$$|\dot{\alpha}/\alpha| < 5 \cdot 10^{-15} \text{ год}^{-1}, \quad |\Delta\alpha/\alpha| < 5 \cdot 10^{-6}, \quad \tau = 10^9 \text{ лет}$$

ГД<sub>8</sub> Использование более точного определения скорости распада рения в осмий [Lindner et al.]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-4,5 \pm 9) \cdot 10^{-6}, \quad \tau = 4,5 \cdot 10^9 \text{ лет}$$

ГД<sub>9</sub> Использование новейших данных по метеоритам, по которым за 4,5 млрд. лет период полураспада рения изменился не более чем на 0,5% [Olive and Pospelov; Olive et al.]:

$$|\Delta\alpha/\alpha| < 3 \cdot 10^{-7}, \quad z \approx 0,45, \quad \tau = 4,6 \cdot 10^9 \text{ лет}$$

ГД<sub>10</sub> Уточнение ГД<sub>7</sub> с использованием лабораторных и метеоритных данных для <sup>150</sup>Sm [там же]:

$$|\Delta\alpha/\alpha| < 10^{-5}$$

Геофизические данные получены из анализа таких достаточно хорошо изученных процессов как  $\alpha$ -распад,  $\beta$ -распад, спонтанное деление ядер, а также из данных по метеоритам. Для параметра красного смещения здесь характерны значения в интервале  $z = 0,1 \div 0,45$ . Относительно малые значения  $z$  не должны вводить в заблуждение, поскольку речь идет о миллиардах лет, о периоде времени порядка возраста Земли. Во всех указанных процессах основной физической величиной для выявления зависимости постоянной  $\alpha$  от времени является константа распада  $\lambda$ , определяющая скорость протекания ядерной реакции. Приближенная формула

$$\frac{d \ln \lambda}{d\alpha} \cong -4\pi Z \frac{c}{v} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{d \ln \Delta E}{d \ln \alpha} \right) \quad (7.5.1)$$

логарифмической связи двух величин для альфа-распада содержит скорость вылета альфа-частицы (в обоих случаях пишем так во избежание путаницы и слишком частого употребления символа  $\alpha$ )  $v$  и выражаемую через нее энергию распада  $\Delta E = 2mv^2$ . Функциональная зависимость того же типа  $\alpha = \alpha(\lambda, \Delta E)$  имеет место и в остальных случаях и данная формула достаточно ясно показывает, какими величинами определяются искомые ограничения для  $\alpha$ , полученные из анализа геофизических данных. Результаты с точностью порядка  $10^{-6} - 10^{-7}$  свидетельствуют о постоянстве  $\alpha$  на протяжении нескольких миллиардов лет. Отсюда следует, что за это немалое даже по сравнению с возрастом Вселенной время постоянная Зоммерфельда не изменила свое численное значение больше чем на  $10^{-4}$ , так что 4,5 млрд. лет назад первые по крайней мере десятичные знаки числа  $\alpha^{-1}$  были такими же как сегодня: 137,03.

### в) Окло ( $z \approx 1,8, \tau = 1,8 \cdot 10^9$ лет)

ЕР<sub>1</sub> Изучение продуктов деления реактора с учетом того, что отношение <sup>149</sup>Sm/<sup>147</sup>Sm двух легких изотопов самария вместо обычных 0,9 равно в рудах из Окло 0,02 [Шляхтер; Shliakther]:

$$|\dot{\alpha}/\alpha| < 10^{-17} \text{ год}^{-1}, \quad |\Delta\alpha/\alpha| < 1,8 \cdot 10^{-8}$$

ЕР<sub>2</sub> Небольшое уточнение предыдущего результата [Irvine 1983; 1983a]:

$$|\dot{\alpha}/\alpha| < 5 \cdot 10^{-17} \text{ год}^{-1}, \quad |\Delta\alpha/\alpha| < 9 \cdot 10^{-8}$$

ЕР<sub>3</sub> Дальнейшее уточнение [Damour and Dyson] с учетом формулы Бете–Вейцеккера для электромагнитного вклада в выражение для массы ядра  $m = Zm_p + (A - Z)m_n + E_s + E_{em}$ :

$$-6,7 \cdot 10^{-17} \text{ год}^{-1} < \dot{\alpha}/\alpha < 5 \cdot 10^{-17} \text{ год}^{-1}, \quad -0,9 \cdot 10^{-7} < \Delta\alpha/\alpha < 1,2 \cdot 10^{-7}$$

ЕР<sub>4</sub> Анализ предыдущего с добавлением новых данных [Fujii et al.]:

$$\dot{\alpha}/\alpha = (-0,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-17} \text{ год}^{-1}, \quad \Delta\alpha/\alpha < (-0,36 \pm 1,44) \cdot 10^{-7}$$

EP<sub>5</sub> Подтверждение ранее полученных результатов [Olive *et al.*]:

$$\Delta\alpha/\alpha < (0 \pm 1) \cdot 10^{-7}$$

EP<sub>6</sub> Сравнение кулоновской энергии ядер <sup>149</sup>Sm и <sup>150</sup>Sm с применением релятивистской теории поля [Oberhammer *et al.*]:

$$\dot{\alpha}/\alpha = (-1,8 \pm 7,7) \cdot 10^{-18} \text{ год}^{-1}, \quad \Delta\alpha/\alpha < (-0,36 \pm 1,44) \cdot 10^{-8}$$

EP<sub>7</sub> Анализ “более реалистичного” по сравнению со спектром Максвелла–Больцмана низкоэнергетического спектра нейтронов [Lamoreaux and Torgerson]

$$\Delta\alpha/\alpha \geq 4,5 \cdot 10^{-8}$$

EP<sub>8</sub> Анализ компьютерной модели реактора RZ2 в Окло с применением двух версий метода Монте-Карло, дающих практически одинаковые результаты [Petrov *et al.*]:

$$-4 \cdot 10^{-17} \text{ год}^{-1} < \dot{\alpha}/\alpha < 3 \cdot 10^{-17} \text{ год}^{-1}, \quad -0,72 \cdot 10^{-7} < \Delta\alpha/\alpha < 0,54 \cdot 10^{-7}$$

EP<sub>9</sub> Анализ относящихся к <sup>149</sup>Sm данных путем компьютерного моделирования реакторов RZ2 и RZ10 в Окло с применением метода MCNP (Monte Carlo N-Particle Transport Code) и в предположении, что из всех констант меняться со временем может только  $\alpha$  [Gould *et al.*]:

$$-0,24 \cdot 10^{-7} < \Delta\alpha/\alpha < 0,11 \cdot 10^{-7}$$

В сущности к геофизическим данным относятся и данные из Окло, но это совершенно особый случай, достойный выделения в отдельную группу. В роли экспериментатора в Окло (Западная Африка, Габон, урановые рудники) выступила сама природа, неведомым образом заставившая 2 млрд. лет назад заработать атомный реактор, безостановочно действовавший в течение  $(2,3 \pm 0,7) \cdot 10^5$  лет. Цепная реакция деления атомов урана в условиях Земли и продолжительностью в двести тысяч лет – событие уникальное и немыслимое, оно породило множество предположений и массу самых невероятных слухов. Правда, обнаружить какие-либо следы существования архидревней сверхцивилизации не удалось, зато была получена разнообразная научная информация, важная и с точки зрения проверки ГВП. Изучение продуктов деления тяжелых ядер, сравнение распространенности различных химических элементов в Окло с современными значениями и учет некоторых других факторов теоретического и экспериментального характера позволили получить наиболее точные среди всех имеющихся ограничения относительно вариации постоянной  $\alpha$ . Уже в середине семидесятых был достигнут непревзойденный по сей день уровень относительной ошибки  $\sim 10^{-8}$ . Последующий анализ данных, их корректировка, дополнение и использование других методов рассмотрения заметных изменений в первоначальную оценку не внесли: 1,8 млрд. лет назад число  $\alpha$  было с абсолютной погрешностью  $\Delta\alpha \sim 10^{-6}$  таким же как в наши дни. Примерно такова между прочим и эмпирическая погрешность определения  $\alpha(2002)$ ; если бы аналогичные измерения проводили в ту далекую эпоху, разница между разделенными двумя миллиардами лет результатами едва ли превысила бы  $1\sigma$ .

### г) Квазары

QSO<sub>1</sub> Из наблюдения за спектральными линиями N II и Ne III радиоисточника Cygnus A [Savedoff]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (1,8 \pm 1,6) \cdot 10^{-3}, \quad z \approx 0,057$$

QSO<sub>2</sub> Использование данных по тонкой структуре Si II и Si IV квазизвездных радиоисточников 3C 191 [Bahcall *et al.*]:

$$\Delta\alpha/\alpha < (-2 \pm 5) \cdot 10^{-2}, \quad z \approx 1,95$$

QSO<sub>3</sub> Сравнение в спектральных линиях пяти радиогалактик тонкой структуры О III, характеризуемой величиной  $\alpha^2$ , с релятивистской тонкой структурой, характеризуемой величиной  $\alpha^4$  [Bahcall, Schmidt]:

$$|\dot{\alpha}/\alpha| < 2 \cdot 10^{-12} \text{ год}^{-1}, \quad \Delta\alpha/\alpha < (1 \pm 2) \cdot 10^{-3}, \quad z \approx 0,2$$

\*QSO Оценки, полученные из сравнения линий оптического и радиодиапазонов галактических источников и внегалактических объектов соответственно [Baum, Florentin-Nielsen]:

$$|\dot{\alpha}/\alpha| < 10^{-13}, \quad |\dot{\alpha}/\alpha| < 10^{-14}$$

Однако в работе [Bekenstein 1979] показано, что эти результаты лишены смысла, поскольку в расчетах содержится порочный круг.

QSO<sub>4</sub> Сравнение частоты сверхтонкой структуры в линиях поглощения водорода в спектре удаленного радиоисточника с резонансной линией для  $\text{Mg}^+$  ( $|\alpha^2 d_p g_p| < 2 \cdot 10^{-14} \text{ год}^{-1}$ ) и с расщепленными линиями тонкой структуры  $\text{Mg}^+$  [Wolfe, Brown, Roberts]:

$$|\Delta\alpha/\alpha| < 3 \cdot 10^{-2}, \quad z \approx 0,524$$

QSO<sub>5</sub> Развитие основанного на анализе линий поглощения щелочноподобных атомов метода путем сравнения длин волн переходов  $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$  и  $2s_{1/2} - 2p_{3/2}$  для атомов C IV, NV, O VI, Mg II, Al III и Si IV [Potekhin and Varshalovich]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (2,1 \pm 2,3) \cdot 10^{-3}, \quad z \approx 3,2$$

QSO<sub>6</sub> Дальнейшее уточнение с использованием почти 1,5 тысяч пар линий – дуплетов поглощения [Varshalovich and Potekhin]:

$$|\Delta\alpha/\alpha| < 1,5 \cdot 10^{-3}, \quad z = 3,2$$

QSO<sub>7</sub> Уточненный анализ предыдущего исследования применительно к квазарам [Cowie and Songaila]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-0,3 \pm 1,9) \cdot 10^{-4}, \quad z = 2,785 - 3,191$$

QSO<sub>8</sub> Аналогичное исследование с использованием дуплета тонкой структуры атома Si IV [Varshalovich et al. 1996]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (2 \pm 7) \cdot 10^{-5}, \quad z = 2,8 \div 3,1$$

QSO<sub>9</sub> Сравнение (для модели с нулевым параметром замедления и  $H_0 = 75 \text{ км} \cdot \text{с} / \text{Мпс}$ ) линий сверхтонкой структуры водорода с линиями поглощения в молекулярных спектрах трех систем, приводящее к ограничению  $\Delta y/y = 5 \cdot 10^{-6}$  для величины  $y = g_p \alpha^3$ , откуда следует [Drinkwater et al.]:

$$|\Delta\alpha/\alpha| < 2,5 \cdot 10^{-6}, \quad z = 0,24 \div 0,8$$

QSO<sub>10</sub> Измерение смещения спектра атома Fe II сравнительно с Mg II для 30 систем поглощения по отношению к 17 квазарам [Webb et al. 1999]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-0,17 \pm 0,39) \cdot 10^{-5}, \quad z = 0,6 \div 1$$

QSO<sub>11</sub> То же для других значений  $z$  [там же]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-1,88 \pm 0,53) \cdot 10^{-5}, \quad z = 1 \div 1,6$$

QSO<sub>12</sub> Анализ дуплетных линий атомов с использованием двух десятков систем поглощения [Ivanchik et al.]:

$$\Delta\alpha/\alpha = [-3,3 \pm 6,5_{\text{стат}} \pm 8_{\text{сист}}] \cdot 10^{-5}, \quad z = 2 \div 3,5$$

QSO<sub>13</sub> Анализ дуплетных линий атомов Si IV, C IV и Ng II с акцентом на дуплет тонкой структуры Si IV [Varshalovich et al. 2000]:

$$\Delta\alpha/\alpha = [-4,5 \pm 4,3_{\text{стат}} \pm 1,4_{\text{сист}}] \cdot 10^{-5}, \quad z = 2 \div 4$$

- QSO<sub>14</sub> Измерение сверхтонкой структуры в линиях ( $\sim 21$  см) поглощения нейтрального водорода в спектре удаленных радиоисточников с рассмотрением вращательных переходов в межзвездных молекулах [Carilli *et al.*]:  
 $|\Delta\alpha/\alpha| < 3,5 \cdot 10^{-15}$ ,  $z = 0,68$ ,  $\tau = 4,8 \cdot 10^9$  лет
- QSO<sub>15</sub> То же самое для другого  $\tau$  [там же]:  
 $|\Delta\alpha/\alpha| < 6,7 \cdot 10^{-15}$ ,  $z = 0,25$ ,  $\tau = 2,5 \cdot 10^9$  лет
- QSO<sub>16</sub> Уточненный вариант QSO<sub>9</sub> для атомов Fe II и Mg II с добавлением новых данных [Webb *et al.* 2001]:  
 $\Delta\alpha/\alpha = (-0,7 \pm 0,23) \cdot 10^{-5}$ ,  $z = 0,5 \div 1,8$
- QSO<sub>17</sub> То же для атомов Ni II, Cr II и Zn II [там же]:  
 $\Delta\alpha/\alpha = (-0,76 \pm 0,28) \cdot 10^{-5}$ ,  $z = 1,8 \div 3,5$
- QSO<sub>18</sub> То же для атома Si IV [там же]:  
 $\Delta\alpha/\alpha = (-0,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-5}$ ,  $z = 2 \div 3$
- QSO<sub>19</sub> Обобщение трех предыдущих результатов для всего интервала значений  $z$  [там же]:  
 $\Delta\alpha/\alpha = (-0,72 \pm 0,18) \cdot 10^{-5}$ ,  $z = 2 \div 3$
- QSO<sub>20</sub> Исследование аналогичное QSO<sub>9</sub> для атомов Mg I, Mg II, Al II, Al III, Si II, Cr II, Fe II, Ni II и Zn для 49 систем поглощения 17 квазаров [Murphy *et al.* 2001]:  
 $\Delta\alpha/\alpha = (-0,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$ ,  $z = 0,5 \div 1$
- QSO<sub>21</sub> То же самое, но для других значений параметра красного смещения  $z$  [там же]:  
 $\Delta\alpha/\alpha = (-1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$ ,  $z = 1 \div 1,8$
- QSO<sub>22</sub> Обобщение двух предыдущих результатов [там же]:  
 $\Delta\alpha/\alpha = (-0,7 \pm 0,23) \cdot 10^{-5}$ ,  $z = 0,5 \div 1,8$
- QSO<sub>23</sub> Взвешенное среднее, полученное из анализа спектров 128 систем поглощения квазаров для широкого интервала значений  $z$  [Murphy *et al.* 2002; Webb *et al.* 2003]:  
 $\Delta\alpha/\alpha = (-0,57 \pm 0,10) \cdot 10^{-5}$ ,  $z = 0,2 \div 3,7$
- QSO'<sub>23</sub> Уточнение, с усреднением по параметру  $z$ , предыдущего результата см. [Barnett *et al.*; Mota]:  
 $\Delta\alpha/\alpha = (-0,543 \pm 0,116) \cdot 10^{-5}$ ,  $\bar{z} = 1,67$ ,  $\tau = 9,6 \cdot 10^9$  лет
- QSO<sub>24</sub> Данные, полученные из анализа линий поглощения  $\lambda 1608$ ,  $\lambda 2344$ ,  $\lambda 2374$ ,  $\lambda 2383$ ,  $\lambda 2587$  и  $\lambda 2600$  атомов Fe II квазаров методами MM и RMM: [Quast *et al.*]:  
 $(\Delta\alpha/\alpha)_{MM} = (0,1 \pm 1,7) \cdot 10^{-6}$   
 $(\Delta\alpha/\alpha)_{RMM} = (-0,4 \pm 1,9 \pm 2,7_{\text{сист}}) \cdot 10^{-6}$ ,  $\bar{z} = 1,15$
- QSO<sub>25</sub> Анализ методом MM спектральных линий атомов Mg II группы из 18 квазаров со средним для всей группы значением  $\bar{z} = 1,54$  [Srianand *et al.*]:  
 $\Delta\alpha/\alpha = (0 \pm 0,06) \cdot 10^{-5}$ ,  $z = 0,4 \div 2,3$
- QSO'<sub>25</sub> Данные полученные той же группой исследователей для 15 дуплетов атома Si IV образцов ESO-UVES [Chand *et al.* 2004a]:  
 $\Delta\alpha/\alpha = (0,15 \pm 0,43) \cdot 10^{-5}$ ,  $1,59 \leq z \leq 2,92$
- QSO<sub>26</sub> Взвешенное среднее 34 значений, полученное применением процедуры SIDAM (single ion differential  $\alpha$  measurement) к спектральным линиям атомов Fe II источника HE 0515–4414 [Levshakov *et al.* 2005]:  
 $\Delta\alpha/\alpha = (-0,07 \pm 0,84) \cdot 10^{-6}$ ,  $z = 1,15$

QSO<sub>27</sub> Корреляция данных, полученных с помощью HARPS (High Accuracy Radial velocity Planet Searcher) и ESO-UVES для спектральных линий квазара QSO HE 0515–4414 [Chand *et al.* 2006]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-0,05 \pm 0,24) \cdot 10^{-5}, \quad z = 1,1508$$

QSO<sub>28</sub> Анализ тех же данных что и в QSO<sub>25</sub>, но с принципиально другим результатом [Murphy *et al.* 2007]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-0,64 \pm 0,36) \cdot 10^{-5}, \quad z = 0,4 \div 2,3$$

QSO<sub>29</sub> Анализ спектральных линий  $\lambda 1608$ ,  $\lambda 2382$  и  $\lambda 2600$  атома Fe II от источника Q 1101-264 [Levshakov *et al.* 2007]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (0,54 \pm 0,25) \cdot 10^{-5}, \quad z = 1,84$$

С анализом спектральных линий квазаров связаны наиболее прямые тесты по проверке ГВП. В этой группе получены данные, толкуемые как свидетельство в пользу малых ( $\Delta\alpha/\alpha \sim 10^{-5}$ ) вариаций  $\alpha$  при значениях  $z = 0,2 \div 3,7$ . Параллельно возникли серьезные трудности с выявлением и устранением систематических ошибок и вслед за сообщениями о сенсационном обнаружении вариаций  $\alpha$  появились сомнения в надежности полученных данных и в правильности сделанных на их основе утверждений и выводов. Простая формула

$$\frac{(\Delta\lambda/\lambda)_z}{(\Delta\lambda/\lambda)_0} \cong 1 + 2 \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \quad (7.5.2)$$

относящаяся к дуплету тонкой структуры, показывает, что в случае неравенства нулю отношения  $\Delta\alpha/\alpha$  отношение между длинами волн не будет равно 1. Во всех проведенных до 1999 года исследованиях включая наиболее точные, с погрешностью  $\sim 10^{-5} \div 10^{-6}$ , для  $z = 0,5 \div 1,8$  не отмечено каких-либо отклонений, но потом стали появляться данные, несовместимые с предыдущими измерениями по квазарам, как и с результатами остальных пяти групп. Небольшое отклонение зафиксировано и последним в списке исследований QSO<sub>29</sub>, а наиболее значительное в QSO<sub>22</sub>, основанным на методе ММ (many-multiplet) с использованием формулы

$$\omega_z = \omega_0 + q \left[ \left( \frac{\alpha_z}{\alpha_0} \right)^2 - 1 \right] \quad (7.5.3)$$

где  $\omega_0$  частота, измеренная в лаборатории, а  $q$  коэффициент, включающий в себя все релятивистские поправки. А в более позднем исследовании QSO<sub>28</sub> тех же авторов отклонение (отношение полученного числа к его абсолютной погрешности) сократилось уже в три раза. Все эти результаты мы подробно обсудим в общем контексте проблемы вариаций постоянной Зоммерфельда после ознакомления с двумя оставшимися группами данных.

#### д) Космический микроволновой фон

СМВ<sub>1</sub> Анализ космического микроволнового фона из фотонов, испускаемого во время рекомбинации водорода и гелия, когда возраст Вселенной составлял всего около 300 000 лет [Avelino *et al.* 2001; 2001a]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-3,5 \pm 5,5) \cdot 10^{-2} \quad z = 10^3$$

СМВ<sub>2</sub> Анализ космического микроволнового фона [Landau *et al.*]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-5,5 \pm 8,5) \cdot 10^{-2} \quad z = 10^3$$

СМВ<sub>3</sub> Анализ WMAP космического микроволнового фона [Ichikawa *et al.*]:

$$-0,097 < \Delta\alpha/\alpha < 0,034 \quad z = 10^3$$

СМВ'<sub>3</sub> То же самое, но с использованием полученного посредством HST (Hubble Space Telescope) значения  $h = 0,72 \pm 0,08$ , [там же]:

$$-0,042 < \Delta\alpha/\alpha < 0,034 \quad z = 10^3$$

CMB<sub>4</sub> Анализ WMAP-3уг космического микроволнового фона [Stefanescu]:

$$-0,039 < \Delta\alpha/\alpha < 0,010, \quad z = 1075_{-63}^{+40}$$

Задерживаться на группе, включающей работы с невысоким уровнем точности полученных результатов, нет смысла. Отметим только, что исследование касается явлений, происходивших  $\approx 13,47$  млрд. лет назад, в ранний период существования Вселенной.

### е) Нуклеосинтез

BBN<sub>1</sub> Использование формулы  $E = \alpha E_\alpha + \beta E_\beta$  (с условием постоянства  $E_\alpha$  и  $E_\beta$ ) для разности энергий покоя нейтрона и протона  $E$ , где первое слагаемое относится к электромагнитному вкладу, а второе к остальному, а также применение модели суперструн с размерностью 10 и моделей типа Калуцы–Клейна [Kolb *et al.*]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (0 \pm 1) \cdot 10^{-4}, \quad z \approx 10^8$$

BBN<sub>2</sub> Анализ нуклеосинтеза при условия постоянства значений всех ФП за исключением  $\alpha$ , время жизни нейтрона принято равным 886,7 с [Bergström *et al.*]:

$$|\Delta\alpha/\alpha| < 2 \cdot 10^{-2}, \quad z \approx 10^8$$

BBN<sub>3</sub> Измерение отношения D/H в сочетании с данными CMB [Nollett and Lopez]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (3 \pm 7) \cdot 10^{-2}, \quad z = 10^8$$

BBN<sub>4</sub> Результат, полученный с учетом масс кварков и в предположении отдельного изменения различных констант связи в ранний период расширяющейся Вселенной [Ichikawa and Kawasaki]:

$$\Delta\alpha/\alpha = (-2,24 \pm 3,75) \cdot 10^{-4}, \quad z = 10^8$$

BBN<sub>5</sub> Анализ реакций тройных альфа-процессов  ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$ ,  ${}^4\text{He} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$  звездного нуклеосинтеза [Oberhummer *et al.*]:

$$\dot{\alpha}/\alpha = \pm 6 \cdot 10^{-13} \text{ год}^{-1}, \quad \Delta\alpha/\alpha = \pm 6 \cdot 10^{-3}, \quad z \approx 1,5, \quad \tau \approx 10^{10} \text{ лет}$$

По словам С. Вайнберга, сказанным более четверти века назад, “В настоящее время общепризнанно, что нуклеосинтез происходил *как* космологически, *так* и в звездах; гелий и, возможно, другие легкие ядра были синтезированы в ранней Вселенной, а звезды ответственны за всё остальное” [Вайнберг, 122]. Нуклеосинтез ранней Вселенной относится к первым трем минутам существования Вселенной после Большого взрыва, а нуклеосинтез в звездах, см. [Fiorentini and Ricci], естественно к более позднему периоду, характеризующему относительно малыми значениями параметра  $z$ . Еще недавно активно дискутировался, особенно философами науки, вопрос о том, конечна или бесконечна Вселенная во времени и пространстве, концепция же Большого взрыва имела немало противников среди серьезных ученых, а сейчас уже вычисляются различные параметры Вселенной, относящиеся к ее очень раннему возрасту, причем в некоторых случаях, как в рассматриваемом, с точностью приближающейся к лабораторной. По стандартному сценарию, см. например [Reeves; Malaney and Mathews], нуклеосинтез ранней Вселенной представляет собой довольно сложный, проходивший в несколько этапов процесс, где большую роль играли кодовые постоянные  $c$ ,  $\hbar$ ,  $G$ ,  $G_F$ ,  $k$ , безразмерные величины  $\alpha$ ,  $\alpha_s$ ,  $\alpha_w$  и ряд выражаемых через них параметров. При определении  $\Delta\alpha/\alpha$  все эти величины считаются фиксированными, кроме того результаты вычислений зависят от модельных допущений. Оба эти фактора, возможно, несколько снижают ценность и надежность полученных результатов, согласно которым в первые три минуты существования Вселенной первые четыре десятичных знака числа  $(\alpha^{-1})_{t=3 \text{ мин.}} = 137,0\dots$  были такими же как во все остальные периоды существования Вселенной. Желательно, устранив сомнения, повысить точность результата хотя бы на один-два порядка, поскольку на основе данных по нуклеосинтезу и в первую очередь по квазарам максимум ненулевых значений функции  $\Delta\alpha/\alpha$ , если они вообще существуют, не должен превышать уровня  $\sim 10^{-5}$ .

Все данные по шести группам кроме выделенных звездочкой представлены для наглядности в таблице с выделением “аномальных” результатов желтым цветом. Темно-желтым выделены результаты, обобщающие две независимые серии измерений и фактически единственные на сегодня относительно надежные эмпирические свидетельства в пользу вариации постоянной  $\alpha$ .

Таблица 7.5  
Ограничения на вариации  $\alpha$ ,  
полученные различными методами для разных  $z$

| Исследование,<br>год   | $\Delta\alpha/\alpha$<br>(кроме ЛТ <sub>5</sub> , ЛТ <sub>7</sub> ) | $z$   | Время,<br>10 <sup>9</sup> лет | Первоисточник                             |
|--|---|---|-------------------------------|---|
| <b>Лабораторные тесты, <math>z \approx 0</math></b>            |   |   |                               |   |
| ЛТ <sub>1</sub>  | 1995  | $(0 \pm 1,42) \cdot 10^{-14}$                     | $\approx 0$                   | 140 дн. [Prestage <i>et al.</i> ]         |
| ЛТ <sub>2</sub>  | 2001  | $(8,4 \pm 13,8) \cdot 10^{-15}$                   | $\approx 0$                   | 2 года [Sortais <i>et al.</i> ]           |
| ЛТ <sub>3</sub>  | 2002  | $(-0,2 \pm 8) \cdot 10^{-15}$                     | $\approx 0$                   | 5 лет [Marion <i>et al.</i> ]             |
| ЛТ <sub>4</sub>  | 2004  | $(-0,3 \pm 2) \cdot 10^{-15}$                     | $\approx 0$                   | 2,8 лет [Peik <i>et al.</i> ]             |
| ЛТ <sub>5</sub>  | 2004  | $(-0,9 \pm 2,9) \cdot 10^{-15}$ год <sup>-1</sup> | $\approx 0$                   | [Fischer <i>et al.</i> ]                  |
| ЛТ <sub>6</sub>  | 2007  | $(-0,55 \pm 0,95) \cdot 10^{-14}$                 | $\approx 0$                   | 6 лет [Fortier <i>et al.</i> ]            |
| ЛТ <sub>7</sub>  | 2007  | $(0,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-16}$ год <sup>-1</sup>  | $\approx 0$                   | [Flambaum]                                |
| <b>Геофизические данные</b>                                    |   |   |                               |   |
| ГД <sub>1</sub>  | 1958  | $(0 \pm 8) \cdot 10^{-3}$                         |                               | 3 ÷ 4 [Wilkinson]                         |
| ГД <sub>2</sub>  | 1967  | $(0 \pm 9) \cdot 10^{-4}$                         |                               | 3 [Dyson 1967]                            |
| ГД <sub>3</sub>  | 1968  | $(0 \pm 0,466) \cdot 10^{-4}$                     |                               | 2 [Gold]                                  |
| ГД <sub>4</sub>  | 1968  | $(0 \pm 3(2)) \cdot 10^{-4}$                      |                               | 1 [Chitre and Pal]                        |
| ГД <sub>5</sub>  | 1972  | $(0 \pm 4) \cdot 10^{-4}$                         |                               | 2 [Dyson 1972]                            |
| ГД <sub>6</sub>  | 1972  | $(0 \pm 1) \cdot 10^{-3}$                         |                               | 2 [Dyson 1972]                            |
| ГД <sub>7</sub>  | 1972  | $(0 \pm 5) \cdot 10^{-6}$                         |                               | 1 [Dyson 1972]                            |
| ГД <sub>8</sub>  | 1986  | $(-4,5 \pm 9) \cdot 10^{-6}$                      |                               | 4,5 [Lindner <i>et al.</i> ]              |
| ГД <sub>9</sub>  | 2002  | $(0 \pm 3) \cdot 10^{-7}$                         | $\sim 0,45$                   | 4,6 [Olive <i>et al.</i> ]                |
| ГД <sub>10</sub>   | 2002  | $(0 \pm 1) \cdot 10^{-5}$                         |                               | [Olive <i>et al.</i> ]                    |
| <b>Естественный реактор в Окло, <math>z \approx 0,1</math></b> |   |   |                               |   |
| ЕР <sub>1</sub>  | 1976  | $(0 \pm 1,8) \cdot 10^{-8}$                       | $\approx 0,1$                 | $\approx 1,8$ [Шляхтер; Shliakther]       |
| ЕР <sub>2</sub>  | 1983  | $(0 \pm 9) \cdot 10^{-8}$                         | $\approx 0,1$                 | $\approx 1,8$ [Irvine 1983; 1983a]        |
| ЕР <sub>3</sub>  | 1996  | $(0,15 \pm 1,05) \cdot 10^{-7}$                   | $\approx 0,1$                 | $\approx 1,8$ [Damour and Dyson]          |
| ЕР <sub>4</sub>  | 2000  | $(-0,36 \pm 1,44) \cdot 10^{-7}$                  | $\approx 0,1$                 | $\approx 1,8$ [Fujii <i>et al.</i> ]      |
| ЕР <sub>5</sub>  | 2002  | $(0 \pm 1) \cdot 10^{-7}$                         | $\approx 0,1$                 | $\approx 1,8$ [Olive <i>et al.</i> ]      |
| ЕР <sub>6</sub>  | 2002  | $(-0,36 \pm 1,44) \cdot 10^{-8}$                  | $\approx 0,1$                 | $\approx 1,8$ [Oberhammer <i>et al.</i> ] |
| ЕР <sub>7</sub>  | 2004  | $\geq 4,5) \cdot 10^{-8}$                         | $\approx 0,1$                 | $\approx 1,8$ [Lamoreaux and Torgerson]   |
| ЕР <sub>8</sub>  | 2005  | $(-0,09 \pm 0,63) \cdot 10^{-8}$                  | $\approx 0,1$                 | $\approx 1,8$ [Petrov <i>et al.</i> ]     |
| ЕР <sub>9</sub>  | 2007  | $(-0,65 \pm 1,75) \cdot 10^{-8}$                  | $\approx 0,1$                 | $\approx 1,8$ [Gould <i>et al.</i> ]      |

### Квезары

|                    |      |   |             |       |   |
|--------------------|------|---|-------------|-------|---|
| QSO <sub>1</sub>   | 1956 | $(1,8 \pm 1,6) \cdot 10^{-3}$   | 0,057       |       | [Savodoff]  |
| QSO <sub>2</sub>   | 1967 | $(-2 \pm 5) \cdot 10^{-2}$  | 1,95        |       | [Bahcall <i>et al.</i> ]                                |
| QSO <sub>3</sub>   | 1967 | $(1 \pm 2) \cdot 10^{-3}$   | 0,2         |       | [Bahcall, Schmidt]                                      |
| QSO <sub>4</sub>   | 1976 | $(0 \pm 3) \cdot 10^{-2}$   | 0,524       |       | [Wolfe <i>et al.</i> ]                                  |
| QSO <sub>5</sub>   | 1994 | $(2,1 \pm 2,3) \cdot 10^{-3}$   | 3,2         |       | [Potekhin, Varshalovich]                                |
| QSO <sub>6</sub>   | 1994 | $(0 \pm 1,5) \cdot 10^{-3}$   | 3,2         |       | [Varsh., Potekhin 1994]                                 |
| QSO <sub>7</sub>   | 1995 | $(-0,3 \pm 1,9) \cdot 10^{-4}$  | 2,8–3,2     |       | [Cowie and Songaila]                                    |
| QSO <sub>8</sub>   | 1996 | $(2 \pm 7) \cdot 10^{-5}$   | 2,8–3,1     |       | [Varshalovich <i>et al.</i> 1996]                       |
| QSO <sub>9</sub>   | 1998 | $(0 \pm 2,5) \cdot 10^{-6}$   | 0,24 ÷ 0,8  |       | [Drinkwater <i>et al.</i> ]                             |
| QSO <sub>10</sub>  | 1999 | $(-0,17 \pm 0,39) \cdot 10^{-5}$  | 0,6 ÷ 1     |       | [Webb <i>et al.</i> 1999]                               |
| QSO <sub>11</sub>  | 1999 | $(-1,88 \pm 0,53) \cdot 10^{-5}$  | 1 ÷ 1,6     |       | [Webb <i>et al.</i> 1999]                               |
| QSO <sub>12</sub>  | 1999 | $(-3,3 \pm 6,5 \pm 8) \cdot 10^{-5}$  | 2 ÷ 3,5     |       | [Ivanchik <i>et al.</i> ]                               |
| QSO <sub>13</sub>  | 2000 | $(-4,5 \pm 4,3 \pm 1,4) \cdot 10^{-5}$  | 2 ÷ 4       |       | [Varshalovich <i>et al.</i> 2000]                       |
| QSO <sub>14</sub>  | 2000 | $(0 \pm 1,7) \cdot 10^{-5}$   | 0,68        | 4,8   | [Carilli <i>et al.</i> ]                                |
| QSO <sub>15</sub>  | 2000 | $(0 \pm 1,7) \cdot 10^{-5}$   | 0,25        | 2,5   | [Carilli <i>et al.</i> ]                                |
| QSO <sub>16</sub>  | 2001 | $(-0,7 \pm 0,23) \cdot 10^{-5}$   | 0,5 ÷ 1,8   |       | [Webb <i>et al.</i> 2001]                               |
| QSO <sub>17</sub>  | 2001 | $(-0,76 \pm 0,28) \cdot 10^{-5}$  | 1,8 ÷ 3,5   |       | [Webb <i>et al.</i> 2001]                               |
| QSO <sub>18</sub>  | 2001 | $(-0,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-5}$  | 2 ÷ 3       |       | [Webb <i>et al.</i> 2001]                               |
| QSO <sub>19</sub>  | 2001 | $(-0,72 \pm 0,18) \cdot 10^{-5}$  | 0,5 ÷ 3,5   |       | [Webb <i>et al.</i> 2001]                               |
| QSO <sub>20</sub>  | 2001 | $(-0,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$  | 0,5 ÷ 1     |       | [Murphy <i>et al.</i> 2001]                             |
| QSO <sub>21</sub>  | 2001 | $(-1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$  | 1 ÷ 1,8     |       | [там же]  |
| QSO <sub>22</sub>  | 2001 | $(-0,7 \pm 0,23) \cdot 10^{-5}$   | 0,5 ÷ 1,8   |       | [там же]  |
| QSO <sub>2</sub>   | 2002 | $(-0,57 \pm 0,10) \cdot 10^{-5}$  | 0,2 ÷ 3,7   |       | [Murphy <i>et al.</i> 2002;<br>Webb <i>et al.</i> 2003] |
| QSO' <sub>23</sub> | 2004 | $(-0,543 \pm 0,116) \cdot 10^{-5}$  | 1,67        | 9,6   | см. [Barnett <i>et al.</i> ; Mota]                      |
| QSO <sub>24</sub>  | 2004 | $(0,1 \pm 1,7) \cdot 10^{-6}$<br>$(-0,4 \pm 1,9 \pm 2,7_{\text{сисст.}}) \cdot 10^{-6}$ | 1,15        |       | [Quast <i>et al.</i> ]                                  |
| QSO <sub>25</sub>  | 2004 | $(0 \pm 0,06) \cdot 10^{-5}$  | 0,4 ÷ 2,3   | ≈ 9,7 | [Srianand <i>et al.</i> ]                               |
| QSO' <sub>25</sub> | 2004 | $(0,15 \pm 0,43) \cdot 10^{-5}$   | 1,59 ÷ 2,92 |       | [Chand <i>et al.</i> 2004]                              |
| QSO <sub>26</sub>  | 2005 | $(-0,07 \pm 0,84) \cdot 10^{-6}$  |             |       | [Levshakov <i>et al.</i> 2005]                          |
| QSO <sub>27</sub>  | 2006 | $(-0,05 \pm 0,24) \cdot 10^{-5}$  | 1,1508      |       | [Chand <i>et al.</i> 2006]                              |
| QSO <sub>28</sub>  | 2007 | $(-0,64 \pm 0,36) \cdot 10^{-5}$  | 0,4 ÷ 2,3   | ≈ 9,7 | [Murphy <i>et al.</i> 2007]                             |
| QSO <sub>29</sub>  | 2007 | $(0,54 \pm 0,25) \cdot 10^{-5}$   | 1,84        |       | [Levshakov <i>et al.</i> 2007]                          |

### Космический микроволновой фон

|                   |      |                                  |                   |        |                              |
|-------------------|------|----------------------------------|-------------------|--------|------------------------------|
| CMB <sub>1</sub>  | 2001 | $(-3,5 \pm 5,5) \cdot 10^{-2}$   | ~ 10 <sup>3</sup> | ≈ 13,5 | [Avelino <i>et al.</i> 2001] |
| CMB <sub>2</sub>  | 2001 | $(-5,5 \pm 8,5) \cdot 10^{-2}$   | ~ 10 <sup>3</sup> | ≈ 13,5 | [Landau <i>et al.</i> ]      |
| CMB <sub>3</sub>  | 2006 | $(-3,15 \pm 6,55) \cdot 10^{-2}$ | ~ 10 <sup>3</sup> | ≈ 13,5 | [Ichikawa <i>et al.</i> ]    |
| CMB' <sub>3</sub> | 2006 | $(-0,8 \pm 3,4) \cdot 10^{-2}$   | ~ 10 <sup>3</sup> | ≈ 13,5 | [Ichikawa <i>et al.</i> ]    |
| CMB <sub>4</sub>  | 2007 | $(-1,45 \pm 2,45) \cdot 10^{-2}$ | ~ 10 <sup>3</sup> | ≈ 13,5 | [Stefanescu]                 |



### Нуклеосинтез

|                  |      |                                  |               |                |                             |
|------------------|------|----------------------------------|---------------|----------------|-----------------------------|
| BBN <sub>1</sub> | 1986 | $(0 \pm 1) \cdot 10^{-4}$        | $\sim 10^8$   | $\approx 13,5$ | [Kolb <i>et al.</i> ]       |
| BBN <sub>2</sub> | 1999 | $(0 \pm 2) \cdot 10^{-2}$        | $\sim 10^8$   | $\approx 13,5$ | [Bergström <i>et al.</i> ]  |
| BBN <sub>3</sub> | 2002 | $(3 \pm 7) \cdot 10^{-2}$        | $\sim 10^8$   | $\approx 13,5$ | [Nollet and Lopez]          |
| BBN <sub>4</sub> | 2002 | $(-2,24 \pm 3,75) \cdot 10^{-4}$ | $\sim 10^8$   | $\approx 13,5$ | [Ichikawa, Kawasaki]        |
| BBN <sub>5</sub> | 2002 | $(0 \pm 6) \cdot 10^{-3}$        | $\approx 1,5$ | $\approx 10$   | [Oberhummer <i>et al.</i> ] |

## 7.6. Анализ, выводы и дополнения

До 1999 года, за шестьдесят лет исследований, насколько можно судить почти полностью представленных в таблице, не было обнаружено ни одного факта вариации ФФП. Утверждение, что “Ни одно из самых тщательных рассмотрений не дало никаких бесспорных свидетельств изменений фундаментальных постоянных” [Девис, 57], подтверждалось во многих работах обзорного преимущественно характера, см. [Крамаровский, Чечев; Dyson 1972; Davies; Шляхтер; Ohanian; Зельдович, Новиков], подводящих итоги длительному поиску хотя бы одной вариации какой-либо из ФФП; кроме указанных выше работ см. также [Barrow and Magueijo 1998; 2000; Li and Gott; Dzuba *et al.* 1999; 1999a; Hannestad; Kaplinghat *et al.*; Kühne; Dzuba, Flambaum; Magueijo *et al.*; Nordtvedt; Banks *et al.*; Barrow *et al.* 2002; 2002a; Martins *et al.*; Olive and Pospelov; Huey *et al.*; Dvali, Zaldarriaga; Davies *et al.*]. Очевидно, что две противоположные доктрины – неизменности и вариаций ФФП – находятся в известном смысле в неравном положении. Ведь ГВП можно в принципе подтвердить единственным надежно установленным фактом вариации, в то время как неизменность в частности  $\alpha$  доказать невозможно, поскольку в этом случае результат не может быть окончательным и речь может идти лишь об определенных ограничениях на вариацию. И всегда можно изобрести теорию, в которой изменение  $\alpha$  настолько мало, что существующими экспериментальными средствами измерить его невозможно; из не указанных выше теоретических работ последнего периода отметим лишь некоторые: [Battye *et al.*; Youm; Barrow and Mota; Kostelecky *et al.*; Huang and Li]. С другой стороны, совсем не так просто убедиться в полной надежности экспериментально установленного факта вариации. Из предыдущего раздела мы знаем, что тест на вариацию  $\alpha$  сводится к измерению каких-то других величин – прямого, непосредственного измерения отношения  $|\dot{\alpha}/\alpha|$  или  $\Delta\alpha/\alpha$  нет ни в одном случае. Есть и другие обстоятельства, ставящие под сомнение надежность самого измерения величин и в еще большей степени правильность теоретического толкования полученных результатов. Измерив *что-то*, надо еще понять, *что именно* измерено в действительности. В указанных исследованиях по анализу дуплетов и триплетов спектральных линий квазаров вполне возможно обнаружен некий эффект и тогда вопрос в том, что именно обнаружено. Объяснения могут быть самыми разными, совершенно не обязательно списывать всё на вариацию постоянной  $\alpha$ . Например, неодинаковое объяснение одних и тех же данных привело к взаимно несовместимым результатам QSO<sub>25</sub> и QSO<sub>28</sub> (нулевая вариация в первом случае и заметное изменение во втором) и стало поводом для научной дискуссии [Srianand *et al.* 2007; Murphy *et al.* 2007] между двумя исследовательскими группами, см. также [Flambaum]. Альтернативные понимания возможны даже без учета факторов, способных влиять на точность астрофизических данных, то есть при условии действительного существования наблюдаемых в квазарах эффектов и их соответствия полученным числовым оценкам. Так, в работе [Souza] в качестве альтернативного гипотезе вариаций ФП подхода предлагается учесть доплеровский эффект смещения средней скорости расширения материи в эволюционирующих в галактики квазарах или в галактиках. Расчеты при этом показывают, что например при  $z \approx 1$  смещение будет того же порядка  $\sim 10^{-5}$ , что и отмеченная в работе [Webb *et al.* 1999] аномалия, а коль скоро всё сводится к хорошо изученному эффекту Доплера, нет оснований говорить о вариации постоянной  $\alpha$ . Что же до наличия факторов, способных в разной степени влиять на

саму точность астрофизических данных, количество их довольно внушительно, см. [Uzan; Murphy 2003]. Для большей ясности кратко перечислим некоторые из них.

- Ошибки, связанные с измерением лабораторных длин волн  $\lambda_0$  и частот  $\omega_0$ , сравниваемых с  $\lambda_z$  и  $\omega_z$  от квазаров
- При сравнении длин волн сильно удаленных друг от друга атомов их скорости и параметры красного смещения могут быть различными
- Относительная насыщенность изотопами в квазарах может быть ниже обычной; возможно также, что насыщенность изотопами пространственно зависима
- Сверхтонкое расщепление линий может породить проблему, аналогичную предыдущей
- Изменение орбитальной скорости Земли в течение времени образования квазаров, способное влиять на данные по доплеровскому смещению
- Влияние атмосферной дисперсии на спектр
- Наличие магнитных полей, приводящее к зеемановскому расщеплению линий
- Температурные изменения в процессе измерения, меняющие значение коэффициента преломления воздуха в спектрографе
- Изменение параметров измерительных приборов

Исследуя раннюю Вселенную по оставленным следам, надо быть готовым ко всяким неожиданностям. Одно дело простые формулы (7.7.2) и (7.7.3) зависимости  $\Delta\alpha/\alpha$  от  $\lambda$  и  $\omega$ , другое дело возможность их применения на практике, требующая помимо измерения длин волн и частот учитывать множество влияющих на конечный результат факторов. И хотя ведется активная работа по учету систематически действующих эффектов и устранению связанных с ними погрешностей [там же; Murphy et al. 2002; 2003], нет никакой гарантии, что во-первых удастся в достаточной мере учесть воздействие всех выявленных эффектов и во вторых что нет каких-либо других не выявленных пока факторов, способных существенно повлиять на конечный результат. Очевидно, что в случае СМВ и ВВН, где точность измерения ниже и о вариациях речи пока нет, вполне аналогичная ситуация. В значительно более выгодном положении проверенные и перепроверенные данные из Окло, имеющиеся прямо “под рукой”, а не полученные как далекие сообщения из космоса. Для них зависимость от большего числа измеряемых величин с лихвой компенсируется и более высокой точностью измерения и возможностью учета и контроля над факторами, влияющими на результат.

**В** качестве небольшого отступления заметим, что радостное возбуждение по поводу полученных результатов, охватившее недавно армию любителей-энтузиастов вариаций ФП, было не очень-то заметно среди исследователей, которые непосредственно этим занимаются. На любительском уровне проблема вариаций постоянных считалась едва ли не окончательно решенной; научно-популярные и околону научные издания пестрели заголовками типа “непостоянные постоянные”, а вот сами исследователи, авторы оригинальных работ были куда более сдержанны в проявлении эмоций, более осторожны в оценках и выводах. И дело не столько в академической сдержанности, сколько в отсутствии реальных оснований для победных рапортов о долгожданном взятии неприступной научной высоты. Более того, всё здесь настолько зыбко, ненадежно и неоднозначно, что ни один серьезный исследователь не может этого не сознавать. Так, в первых работах [Flambaum and Murphy] говорится лишь о намеке на вариацию: “В наших предварительных результатах содержится намек на то, что в прошлом  $\alpha$  могло быть меньше”. Показательны в этом плане и более поздние работы [Murphy et al. 2002; Murphy 2003], одна из которых рассчитана больше на специалистов, а другая, подводящая общий итог работы, сделанной автором и другими группами исследователей, – на широкую аудиторию. В первой работе высказывается мысль, что для подтверждения или опровержения неординарного результата

$$\Delta\alpha/\alpha = (-0,57 \pm 0,10) \cdot 10^{-5}$$

необходимо дополнительное тестирование: независимые оптические данные с использованием другого сверхмощного телескопа и дальнейшее сравнение линий поглощения сверхтонкой структуры для  $\lambda \sim 21$  см. Во второй работе делается вывод, что хоть эффект существует, только неясно, что это: вариация  $\alpha$  или же неизвестные систематические эффекты. На этом фоне звучавшие в научно-популярной и порой в научной литературе – см. впрочем [Varshalovich *et al.* 2000; Livio, Stiavelli; Musser] и особенно последние высокоточные результаты по Окло [Petrov *et al.*; Gould *et al.*] – утверждения о будто бы полученных доказательствах существования вариации  $\alpha$  по меньшей мере неосновательны.

Есть и другие соображения помимо высказанных. Если принять, что все приведенные выше в таблице данные надежны, а толкования верны, складывается довольно необычная картина. Внимательно рассмотрев таблицу, нетрудно обнаружить любопытные особенности в поведении постоянной  $\alpha$ . Вариация, а точнее некий интерпретируемый как вариация эффект обнаружен в основном для квазаров в области  $z = 0,2 \div 3,7$ . Данные по нуклеосинтезу ранней Вселенной, нуклеосинтезу в звездах и космическому микроволновому фону говорят о том, что по крайней мере значительных вариаций  $\Delta\alpha/\alpha$  порядка  $10^{-2} \div 10^{-4}$  в этой области нет. Отсюда можно заключить, что уровень  $10^{-5}$  – наивысший для всех этапов эволюции Вселенной, поскольку проведенные со значительно большей точностью измерения для более ранних периодов  $0 \approx z \ll 1$  почти ничего не обнаружили. Причем если лабораторные тесты и данные из Окло трудно совместить с указанной интерпретацией данных по квазарам, то в случае геофизических данных ГД<sub>7</sub> – ГД<sub>10</sub>, особенно ГД<sub>8</sub> и ГД<sub>9</sub> ( $z \approx 0,5$ ), имеет место прямое противоречие. Получается, что в одно и то же время  $\alpha^{-1}$  меняется в пределах  $10^{-5}$  в одних областях Вселенной и одних физических явлениях и с большей на один-два порядка точностью сохраняется в других областях и других явлениях. Это больше похоже на чудеса в решетке, чем на науку! Непонятно также, по какому капризу природы значение постоянной  $\alpha^{-1}$  менялось лишь в одну эпоху, а потом почему-то прекратилось. Надо полагать, что после того как был пройден порог значения 137,037 и затем возможно 137,036 и в вопросе шестого знака числа  $\alpha^{-1}$  была достигнута полная неясность, дело было сделано и необходимость в дальнейших изменениях отпала. Получается, что вариация  $\alpha^{-1}$  во времени сама есть функция времени: так сказать, вариация вариации. К тому же, что речь должна идти о вариации не только во времени, но и в пространстве: в квазарах  $\alpha^{-1}$  меняется, а на Земле – нет. Это находка для теологии и паразитирующих на научных данных толкователей, может быть посильнее антропного принципа. Не усматривается ли в этом тонкий намек на возможность возрождения на новой основе концепции геоцентризма? Конечно, при большом желании и некоторой доле юмора стороны могут прийти к компромиссному решению, постулируя существование сразу двух постоянных Зоммерфельда: одна для тех, кто в вариации не верит, другая для тех, кто верит.

Учитывая огромный интерес, проявляемый к этой проблеме на протяжении более полувека и в последние годы по понятным причинам еще более возросший, мы попытались представить вопрос в достаточно полном объеме с некоторыми подробностями и с изложением позиции главного виновника последней сенсации. Восточная мудрость гласит, что *когда очень ждешь друга, биение собственного сердца принимаешь за стук копыт его коня*. Едва ли приходится сомневаться в том, что поиск вариаций  $\alpha$  и других ФФП будет вестись по всем направлениям, для разных уголков не очень большой как выясняется Вселенной и для разных значений параметра красного смещения, от нуля до  $10^{10}$ , а может быть и выше. Такова логика научного исследования, хотя ГВП в своем первоначальном варианте гипотезы больших чисел Дирака полностью опровергнута и воображаемый порог вариаций ныне передвинут в сторону намного меньших значений. Нам представляется, что проблема вариаций ФФП это типичный пример научной псевдопроблемы, способной занимать умы, притом не только праздные, на протяжении длительного времени. Столь категоричное утверждение,

ставящее ГВП в один ряд с такими псевдопроблемами как трисекция угла и *perpetuum mobile*, следует из изложенного в **части I** общего понимания того, что такое физическая теория и каким условиям она должна удовлетворять, а также некоторых положений теории ЛМФ. Напомним, что любая физическая теория представляет собой систему переменных и постоянных величин и построение теории без постоянных как и без переменных невозможно ни логически ни математически ни онтологически. Это в частности означает, что физическая теория непременно должна содержать абсолютно неизменяемые, не зависящие ни от времени ни от положения в пространстве ни от каких-либо других обстоятельств величины – ФФП, являющиеся одновременно константами, числами самой природы. Если какая-то величина, считающаяся постоянной, подвержена, оказывается, тем или иным изменениям, есть следовательно другая, более фундаментальная величина, которая таким изменениям не подвержена. Это частный случай общего положения, относящегося не только к выделенным физическим числам – ФП, но и к принципу сохранения, инвариантности вообще. Если рушатся бастионы *P*-, *S*- и *PT*-инвариантностей, всё еще нерушима *CP*-инвариантность, если рушится и она (см. 2.18, 2.19), остается неизменной *CPT*-инвариантность, а уж этой связанной с принципами релятивистской инвариантностью и постоянства скорости света в вакууме закономерности подчиняется всё, по крайней мере пока нет свидетельств обратного. В нашем случае весь вопрос следовательно в том, какие именно физические величины должны считаться фундаментальными, абсолютно неизменными. И если это не постоянная Зоммерфельда, она же скорость света в вакууме, что же тогда? Разве есть в природе физическое число более высокого ранга чем  $\alpha^{-1}$ ? Даже допуская подобную возможность в качестве рабочей гипотезы, непонятно, почему изменения длин волн и частот, истинные причины которых не вполне ясны, должно приписывать вариациям  $\alpha$ ? Физическое измерение есть эмпирическая процедура определения более или менее узкого числового интервала (погрешности измерения), в пределах которого находится значение измеряемой величины. И если интервал значений например частоты оказывается неожиданным, следует прежде всего тщательно проверить все возможные источники ошибки, искать “прозаические” причины, а не замахиваться сразу на основополагающие принципы.

Напомним также об экстремальном характере ФФП. Постоянная Зоммерфельда как скорость света в вакууме – *предельное*, в данной случае максимально возможное, значение величины, называемой скоростью. Понимая постоянную  $c \equiv \alpha^{-1}$  в частности как скорость фотона, следует заметить, что это скорость именно в вакууме, а не в воздухе или хотя бы в сильно разреженной среде космического пространства. Аналогично, понимая  $\alpha^{-1}$  как константу связи электромагнитного взаимодействия в теориях Великого объединения или суперобъединения, необходимо учесть, что число  $\alpha^{-1} \approx 137,036$  относится к малым значениям массы или переданного импульса, а для больших значений это число намного меньше (см. ниже, [раздел 8.2](#)). Поэтому звучащее иногда утверждение, что из справедливости гипотетичной пока идеи “бегущих” констант связи ВО вытекает факт вариации  $\alpha^{-1}$  столь же неправомерно и некорректно как утверждение, что из разницы в скоростях фотона в вакууме и земной атмосфере вытекает непостоянство скорости света, то есть нарушение релятивистской инвариантности.

Завершая обсуждение, можно сказать, что перед нами имеющий шансы стать классическим образцом того, как неполный учет всех способных повлиять на конечный результат факторов пытаются представить (притом не столько сами авторы исследования, сколько сидящие на заборе зрители, которые как известно лучше всех забывают голы) в форме долгожданного подтверждения модной научной гипотезы. Видимо, всё же придется искать альтернативные объяснения наблюдаемого эффекта, если только он действительно имеет место, либо обратить внимание на погрешность самого измерения. В общем несмотря на надежды энтузиастов и их вечное “вот-вот” похоже, что и новейшие данные ничего принципиально нового к уже имеющемуся не добавили. Сегодня как и вчера ни одного достаточно убедительного свидетельства вариации постоянной Зоммерфельда нет. С осторожностью, необходимой при

решении столь деликатных и трудноразрешимых вопросов, и исходя из презумпции невиновности, все обвинения в непостоянстве следует отвергнуть как недоказанные и по-прежнему рассматривать число  $\alpha^{-1}$  как физико-математическую константу, не подверженную даже самым малым изменениям.

## 7.7. Теория и эксперимент

Завершив обсуждение волнующей темы вариации постоянной Зоммерфельда, можно наконец вернуться к начатому еще в третьей главе рассмотрению [проблемы эмпирического и теоретического определения константы  \$\alpha^{-1}\$](#) . Эмпирический материал по  $\alpha^{-1}$  поистине огромен, содержит множество прямых и косвенных измерений, проведенных в течение без малого одного столетия. Мы ограничимся результатами, полученными в основном за последние четыре десятилетия, не питая при этом иллюзий относительно исчерпывающей полноты составленного списка. Результат последнего согласования [*Gabrielse et al.*] отличающийся на  $1,3 \sigma$  от предыдущего [*Mohr and Taylor 2002*] обязан своим появлением серьезной ошибке при вычислении множителя  $A_4$  в формуле для АММ электрона ([там же, *Erratum*], подробности см. ниже). А поэтому в качестве эталона, позволяющего ретроспективно оценить качество того или иного измерения, более оправданно брать предыдущий результат  $\alpha^{-1}(2002)$ . Это интересный эталон: хотя эмпирическая точность доведена до уровня  $10^{-9}$ , фактически только пять знаков десятичного представления окончательно верны. В начале прошлого века долгое время не могли из-за близости  $\alpha^{-1}$  к числу 137 ( $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-4}$ ) выяснить, является ли константа целым числом или нет. Теперь, в начале нового века не удалось еще из-за близости к числу 137,036 экспериментально определить, какая цифра стоит на шестом месте, 5 или 6. Порядк записываются 11–12 знаков и всё еще нет полной ясности в правильности уже шестого из них! Любопытно также, что если исходить только из экспериментальных данных, например из значения 137,036 000 00(110) [*Clade et al.*], даже сегодня нельзя полностью исключить возможность точного равенства

$$\alpha^{-1} = 137,036 = \frac{34259}{250} = 2^{-1} \cdot 5^{-3} \cdot 34259 \quad (\sigma \approx 1,9) \quad (7.7.1)$$

выражающего константу  $\alpha^{-1}$  в виде частного от деления простого числа 34259 на 250.

Что касается сравнения произвольного  $\alpha_k^{-1}$  с  $\alpha^{-1}(2002)$ , оно производится с учетом знака по обычной формуле относительных отклонений

$$\delta = \frac{\alpha_k^{-1} - \alpha^{-1}(2002)}{\Delta \alpha_k^{-1}} \quad (7.7.2)$$

где  $\Delta \alpha_k^{-1}$  – абсолютная погрешность измерения  $\alpha_k^{-1}$ . При сравнении двух эмпирических результатов в экспериментальной практике обычно очень хорошим считается относительное отклонение  $\sigma = |\delta|$ , не выходящее за рамки абсолютной погрешности, приписываемой менее точному измерению, то есть  $\sigma \leq 1$ . В интервале  $1 < \sigma < 2$  могут возникнуть кое-какие сомнения, которые растут по мере приближения к  $2 < \sigma < 5$ , а за этими пределами говорить о соответствии уже почти невозможно. Добавим, что относительное отклонение (7.7.2) каждый раз будет даваться в фигурных скобках сразу после абсолютной и относительной погрешностей измерения, приводимых как обычно в круглых скобках.

Получение объективной информации обобщающего характера помимо прочего требует усреднения экспериментальных данных. Известно, что если для произвольной физической величины  $x$  имеется  $n$  измерений  $x_1, x_2, \dots, x_n$  с абсолютными погрешностями  $\Delta x_1, \Delta x_2, \dots, \Delta x_n$  соответственно, то существует несколько способов определения среднего значения  $\bar{x}$ . Простейший метод вычисления арифметического среднего, уравнивающий в правах результаты различной степени точности, в физике неприемлем, поэтому согласование значений физиче-

ских констант как правило производится методом наименьших квадратов по известным формулам

$$\bar{x} = \frac{\sum_{k=1}^n \frac{x_k}{\Delta x_k^2}}{\sum_{k=1}^n \frac{1}{\Delta x_k^2}}, \quad \Delta \bar{x} = 1 / \sqrt{\sum_{k=1}^n \frac{1}{\Delta x_k^2}} \quad (7.7.3)$$

где  $\Delta \bar{x}$  абсолютная погрешность среднего значения  $\bar{x}$ . Этот в общем и целом оправдавший себя метод усреднения имеет две особенности. Во-первых, в случае неравенства отдельных  $\Delta x_k$  ( $k = 1, \dots, n$ )  $\Delta \bar{x}$  меньше любой из них и обычно мало отличается от наименьшей абсолютной погрешности. Во-вторых, усредненное значение  $\bar{x}$  тем меньше отличается от результата с минимальным  $\Delta x_k$ , чем меньше последнее в сравнении с остальными. Несмотря на явную уязвимость и наличие серьезных альтернатив, см. [Коэн], на практике согласование значений ФП производится всё же методом наименьших квадратов (не без учета порой достаточно субъективных факторов). Для постоянной Зоммерфельда

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_{k=1}^n \frac{\alpha_k}{\Delta \alpha_k^2}}{\sum_{k=1}^n \frac{1}{\Delta \alpha_k^2}}, \quad \Delta \bar{\alpha} = 1 / \sqrt{\sum_{k=1}^n \frac{1}{\Delta \alpha_k^2}} \quad (7.7.4)$$

и вскоре обе эти формулы нам понадобятся.

## 7.8. Наименее точные данные

Многообразие физических процессов, имеющих отношение к измерениям постоянной Зоммерфельда, довольно внушительно. К числу наименее важных по надежности и особенно по точности полученного результата измерений постоянной  $\alpha^{-1}$  относятся те, что связаны с определением постоянной Фарадея ( $F$ ), эффектом Зеемана ( $Ze$ ), аномальным магнитным моментом мюона ( $a_\mu$ ) и сверхтонкой структурой позитрония – водородоподобной системы, состоящей из электрона и позитрона (Ps, или  $e^+e^-$ ):

|                           |                 |       |         |   |
|---------------------------|-----------------|-------|---------|---|
| $\alpha_1^{-1}(F)$        | = 137,03449(67) | (4,9) | {-2,25} | [Craig <i>et al.</i> ; Marinenko, Tailor] |
| $\alpha_2^{-1}(Ze)$       | = 137,0370(6)   | (4,4) | {1,7}   | [Robiscoe]                                |
| $\alpha_3^{-1}(a_\mu)$    | = 137,0053(363) | (265) | {-0,8}  | [Коэн, Тэйлор, 236]                       |
| $\alpha_4^{-1}(e^+e^-)$   | = 137,0374(43)  | (31)  | {0,3}   | [Carlson <i>et al.</i> ]                  |
| $\alpha_5^{-1'}(e^+e^-)$  | = 137,0426(17)  | (13)  | {3,9}   | [там же]                                  |
| $\alpha_6^{-1''}(e^+e^-)$ | = 137,0387(17)  | (13)  | {1,6}   | [там же]                                  |

|                                       |                 |       |       |
|---------------------------------------|-----------------|-------|-------|
| $\bar{\alpha}^{-1}(F, Ze, a_\mu, Ps)$ | = 137,03647(42) | (3,1) | {1,1} |
|---------------------------------------|-----------------|-------|-------|

Как видим, точность этих результатов, относительные погрешности которых даны в единицах ppm, и неплохо согласующееся с  $\alpha^{-1}(2002)$  взвешенное среднее всей группы, по меньшей мере на три порядка меньше  $\Delta \alpha^{-1}(2002)$ . Измерения постоянной  $\alpha^{-1}$  через постоянную Фарадея или эффект Зеемана вроде бы уже в прошлом, а формула для  $a_\mu$ , родственная обеспечивающей наивысшую точность определения  $\alpha^{-1}$  формуле аномального магнитного момента электрона  $a_e$ , представляет несомненный интерес, но совсем в другом плане, который позже будет подробно обсужден. Остается сверхтонкая структура атома позитрония. Частота сверхтонкого расщепления основного уровня позитрония представима [Бродский, Дрелл, 92; Киносита, 356] в виде

$$\nu_{e^+e^-}^{\text{теор}} = \frac{7\alpha^2 c R_\infty}{6} \left[ 1 - \frac{6}{7\pi} \left( \frac{16}{9} + \ln 2 \right) \frac{\alpha}{\pi} - \frac{6}{7} \left( \frac{5}{12} \ln \alpha + B \right) \frac{\alpha^2}{\pi^2} + C \frac{\alpha^3}{\pi^3} + o(\alpha^3/\pi^3) \right] \quad (7.8.1)$$

где множители  $B$  и  $C$  в основном уже вычислены, см. [Rubbia; Karshenboim 2005], а  $o(\alpha^3/\pi^3)$  суммарный вклад членов более высокого по сравнению с  $\alpha^3/\pi^3 \sim 10^{-8}$  порядка малости. Перед нами характерный пример нередко встречающихся в физической теории, в частности КЭД, формул типа

$$B = A_0 f(B_1, \dots, B_n) (1 + a_1 \alpha + a_2 \alpha^2 + a_3 \alpha^3 + a_4 \alpha^4 + \dots) \quad (7.8.2)$$

Во многих случаях это единственный доступный способ теоретического определения физической величины  $B$ , требующий всестороннего учета различных факторов. Поскольку физику и физическую теорию мы понимаем как науку о физических величинах и связях между ними, физический эксперимент есть измерение физических величин с использованием теории. В тех относительно редких случаях, когда искомая величина допускает прямое измерение, теория является заказчиком этого измерения. Когда же прямое измерение как в случае  $\alpha$  недоступно или же не обеспечивает требуемой точности измеряются другие величины, связь которых с искомой величиной определяется теорией. На словах всё довольно просто, а на практике помимо чисто технических, порой непреодолимых трудностей всякое прецизионное измерение должно опираться на “хорошую” теорию с “хорошими” величинами. Под этим понимается наличие проверенной, надежно установленной и желательной простой формулы, не содержащей величин, высокая погрешность измерения которых способна сильно повлиять на точность конечного результата. Конкретно в КЭД для хорошего сравнения теории с экспериментом необходима не только допустимость представления величины  $B$  в виде (7.8.2), но и возможность ее максимально точного измерения. Кроме того необходим выбор удобных с теоретической и практической точек зрения величин  $B_1, \dots, B_n$ . Одна из таких величин почти всегда точное размерное число  $c$  и очень часто постоянная Ридберга, известная сегодня с рекордно малой погрешностью  $\sim 10^{-12}$ :

$$R_\infty = 109\,737,315\,685\,27(73) (6,6 \cdot 10^{-12}) \quad (7.8.3)$$

Функция  $f(B_1, \dots, B_n)$  определяется анализом размерностей и поскольку в системах СГС и СИ произведение двух замечательных постоянных  $cR_\infty$  имеет размерность  $T^{-1}$ , понятен выбор частоты в качестве искомой величины. Не определяемый анализом размерностей множитель  $A_0$  обычно не представляет сложностей для теории, так что все действительные трудности относятся к слагаемым в квадратных скобках. Сама возможность применения в КЭД теории возмущений, дающей разложение в ряд по степеням  $\alpha$  ( $1/c$  в А-системе), обусловлена малостью сравнительно с 1 математического числа  $\alpha \approx 1/137$ . Первый член  $a_1$  как правило прост, но вот вычисление второго, а тем более третьего, не говоря уж о последующих членах, редко удается довести до конца или хотя бы до необходимой степени точности (см. ниже формулу для  $a_e$ ). Следует также отметить, что стоящие перед  $\alpha^n$  множители  $a_n$  сами обычно представимы в виде суммы слагаемых, притом нередко содержащих  $\alpha$ , например в форме  $\ln \alpha$  или  $\alpha^n \ln \alpha$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ). Если весь процесс построения физической формулы схематически представить так:

подходящий *выбор* соотносимых друг с другом *величин* +  
 выявляемый теорией *тип связи* между ними +  
*форма связи*, определяемая анализом размерностей +  
 теоретически вычисляемый *общий множитель* формулы +  
 (радиационные) *поправки*

– то чаще всего наличием последних обусловлена почти вся погрешность теоретического определения величин. Учитывая и невысокую точность измерения  $\nu_{e^+e^-}^{\text{эксп}}$ , следует признать, что формула для тонкой структуры позитрония представляет интерес скорее в плане проверки релятивистской теории связанных состояний чем определения константы  $\alpha^{-1}$ .

Более точные эмпирические данные для  $\alpha^{-1}$  получены на основе следующих физических явлений:

- а) тонкая структура водорода и гелия
- б) сверхтонкая структура водорода, мюония и других водородоподобных атомов
- в) аномальный магнитный момент электрона
- г) эффект Джозефсона
- д) квантовый эффект Холла
- е) дебройлевские длины волн, в частности нейтрона и цезия

В группах (а)–(в) постоянная  $\alpha^{-1}$  определяется – см. статьи [Коэн; Коэн, Тэйлор; Киносита] в сборнике “Квантовая метрология и фундаментальные константы”, [Бродский, Дрелл; Филд, Пикассо, Комбли; Дрелл] – с преимущественным использованием, а в трех остальных группах без преимущественного использования формул КЭД. Обсуждение результатов, полученных по формулам КЭД, начнем с тонкой структуры, с которой началась история постоянной *тонкой структуры*.

## 7.9. Тонкая структура водорода и гелия

**Формула Зоммерфельда–Дирака** (исправленная на приведенную массу и аномальный магнитный момент электрона) относительно проста для расщепления между уровнями  $2P_{3/2}$  и  $2P_{1/2}$  в водороде, поскольку многими релятивистскими эффектами вроде лэмбовского сдвига в этом случае можно пренебречь [Бродский, Дрелл, 86], см. также усовершенствованный вариант формулы в [Karshenboim 2005]

$$\Delta E(2P_{3/2} - 2P_{1/2}) = \frac{R_\infty \alpha^2 c}{16} \left\{ \left[ 1 + \frac{5}{8} \alpha^2 \right] \left( 1 - \frac{m_e}{m_p} \right) + 2a_e \left( 1 - \frac{2m_e}{m_p} \right) - \frac{\alpha}{\pi} \alpha^2 \ln(\alpha^{-2}) + \varepsilon \right\} \quad (7.9.1)$$

В случае других атомов, в частности гелия ( $Z = 2$ ), каждое из четырех вхождений  $\alpha^2$  в формуле заменяется на  $Z^2 \alpha^2$ ; может использоваться расщепление между другими уровнями энергии. Хотя и говорят о расщеплении уровней *энергии*, в действительности, как и в случае сверхтонкой структуры позитрония, измеряемая величина здесь *частота*, имеющая удобную размерность  $[c] \cdot [R_\infty]$ . Данную формулу и любую подобная формулу КЭД можно представить в “канонической” **форме (7.11.6)**, учитывая при этом, что в этой же форме представим величина  $a_e$  (шкатулка в шкатулке). Постоянные  $c$ ,  $R_\infty$ ,  $m_e/m_p$ ,  $a_e$  известны сегодня с точностью не ниже 0,64 ppb, так что погрешность определения  $\alpha$  зависит от суммарного вклада  $\varepsilon$  слагаемых порядка  $\alpha^3$ ,  $\alpha^4$ , ... и от точности измерения в мегагерцах величины  $\Delta E(2P_{3/2} - 2P_{1/2})$ . Имеющиеся данные для тонкой структуры водорода (H) и гелия (He) таковы:

|   |                  |        |         |                          |
|---|------------------|--------|---------|--------------------------|
| $\alpha_7^{-1}(\text{H})$                 | = 137,0377(15)   | (10,9) | {1,1}   | [DuMond, Cohen]          |
| $\alpha_8^{-1}(\text{H})$                 | = 137,035 44(54) | (3,9)  | {-1,0}  | [Baird <i>et al.</i> ]   |
| $\alpha_9^{-1}(\text{H})$                 | = 137,035 08(46) | (3,4)  | {-2,0}  | [Shyn <i>et al.</i> ]    |
| $\alpha_{10}^{-1}(\text{H})$              | = 137,035 63(31) | (2,3)  | {-1,2}  | [Cosens <i>et al.</i> ]  |
| $\alpha_{11}^{-1}(\text{H})$              | = 137,034 16(20) | (1,5)  | {-9,2}  | [Kaufman <i>et al.</i> ] |
| $\overline{\alpha}_{7-11}^{-1}(\text{H})$ | = 137,034 74(15) | (1,1)  | {-8,4}  |                          |
| $\alpha_{12}^{-1}(\text{He})$             | = 137,035 95(42) | (3,1)  | {-0,1}  | [Kponou <i>et al.</i> ]  |
| $\alpha_{13}^{-1}(\text{He})$             | = 137,035 98(28) | (2,0)  | {-0,07} | [Lewis]                  |



$$\alpha_{14}^{-1}(\text{He}) = 137,035\,853(99) (0,7) \{-1,5\} \quad [\text{Shiner, Dixon}]$$

$$\bar{\alpha}_{12-14}^{-1}(\text{He}) = 137,035\,871(91) (0,66) \{-1,4\}$$

$$\bar{\alpha}_{7-14}^{-1}(\text{H, He}) = 137,035\,569(78) (0,57) \{-5,5\}$$

Хотя теория и эксперимент тонкой структуры водорода неплохо согласуются друг с другом, однако ни там ни здесь даже приблизиться к современному уровню точности ( $10^{-8} - 10^{-9}$ ) пока не удается. К тому же взвешенное среднее как в отдельности по водороду ( $\sigma \approx -8,4$ ) и в меньшей мере по гелию ( $\sigma \approx -1,4$ ), так и для всей группы ( $\sigma \approx -5,5$ ) явно не согласуется с  $\alpha^{-1}(2002)$ . Можно констатировать, что метод, основанный на измерении и теоретическом вычислении тонкой структуры водорода H и гелия  $\text{He}^+$  (а также дейтерия D и лития  $\text{Li}^{++}$ ), оказался не очень точным и надежным способом определения числа  $\alpha^{-1}$ . Тем не менее окончательно отбрасывать его не следует, поскольку в комбинации с другими он себя, можно полагать, еще не исчерпал. Во всяком случае исследования по спектроскопии в частности гелия и гелиоподобных атомов с видами на значительное более точное определение постоянной тонкой структуры вплоть до достаточно приличного уровня 15 ppb и даже выше ведутся сейчас достаточно интенсивно [Pichanick and Hughes; Inguscio *et al.* 1994; 1997; Yan, Drake; Young *et al.* 1996; 1997; Roach *et al.*; Thompson J.K. *et al.*; Pastor *et al.*; George *et al.*; Livingston *et al.*; Myers *et al.*; Castilleja *et al.*; Cancio *et al.*; Hori *et al.*; Drake 2001; 2001a; 2002; Pachucki; Minardi *et al.*; Zelevinsky *et al.*]. Как и во многих других случаях, когда непосредственно измеряемой величиной является частота, теория здесь в серьезном долгу перед экспериментом и указанный уровень точности определения постоянной  $\alpha$  достигим лишь при условии, что надлежащим образом будут вычислены поправки порядка  $\alpha^4$  и выше, прежде всего – см. например [Drake 2002; Minardi *et al.*] – суммарный вклад  $o(mc^2(\alpha^7 + \alpha^7 \ln \alpha))$  в тонкую структуру гелия.

## 7.10. Сверхтонкая структура водорода, мюония и других водородоподобных атомов

Измеряемая в единицах частоты сверхтонкая структура (сверхтонкое расщепление) между синглетом и триплетом в основном состоянии водорода обусловлена взаимодействием электрона с магнитным моментом протона и потому соответствующая формула содержит отношение магнитного момента протона  $\mu_p$  к магнетону Бора  $\mu_B$ . Запишем эту формулу, см. [Бродский, Дрелл, 88; Киносита, 354–355], которая наряду с другими формулами КЭД усовершенствуется уже столетия, сперва в форме

$$v_{\text{hfs}}^{\text{теор}}(\text{H}) = \frac{16\alpha^2 c R_\infty \mu_p}{3 \mu_B} \left(1 + \frac{m_e}{m_p}\right)^{-3} \left\{ 1 + a_e + (\ln 2 - 1) \alpha^2 + \right. \\ \left. + \left[ 2 \ln \alpha^{-1} \left( \frac{281}{360} - \frac{8 \ln 2}{3} - \frac{4 \ln \alpha^{-1}}{3} \right) + (18,36 \pm \varepsilon) \right] \frac{\alpha^3}{\pi} + \varepsilon_p \right\} \quad (7.8.1)$$

обозначив через  $\varepsilon_p$  совокупный вклад специфически водородных радиационных поправок. Выражение перед фигурными скобками можно представить в виде  $a\alpha^2$  с неизвестной  $\alpha$ , а выражение  $\{\dots\}$  можно записать в форме числа  $\{1 + b\}$ . Уравнение

$$v_{\text{hfs}}^{\text{эксп}}(\text{H}) = a\alpha^2 \{1 + b\} \quad (7.8.2)$$

позволяет вычислить  $\alpha$  через известные  $a$ ,  $v_{\text{hfs}}^{\text{эксп}}(\text{H})$  и  $b$ . Три из четырех измерений  $v_{\text{hfs}}^{\text{эксп}}(\text{H})$  тридцатилетней давности [Hellwig *et al.*; Essen *et al.*; Bangham, Donaldson] хорошо согласуются друг с другом, но явно расходятся с более ранним измерением [Vessot *et al.*]; впрочем при

том уровне точности ( $10^{-12} - 10^{-13}$ ), который был достигнут во всех четырех экспериментах, на вычислении  $\alpha^{-1}$  это никак не могло сказаться. И сегодня экспериментальный результат [Essen *et al.*]

$$v_{\text{hfs}}^{\text{эксп}}(\text{H}) = 1420,405\,751\,7667(9) (6,3 \cdot 10^{-13}) \text{ МГц} \quad (7.8.3)$$

считается хотя уже не рекордным (например частота перехода  $v_{1s-2s}$  атома водорода измерена с точностью  $1,9 \cdot 10^{-14}$ , см. [Widmann *et al.*]), но всё еще одним из наиболее точных прямых измерений величины не только в физике, но и в науке вообще. Если добавить к этому высокую точность определения входящих в выражение  $a$  величин  $\mu_p/\mu_B$  и  $m_p/m_e$ , не говоря уж о  $R_\infty$  и  $c$ , станет ясно, что получение постоянной  $\alpha^{-1}$  на уровне  $10^{-8} - 10^{-9}$  целиком связано с расчетом радиационных поправок порядка  $\alpha^2$  и выше. И понятно, что даже превосходное согласие с  $\alpha^{-1}(2002)$  полученного из (7.8.2) и (7.8.3) взвешенного среднего

$$\bar{\alpha}_{15}^{-1}(\text{H}) = 137,035\,97(22) (1,6) \{-0,13\} \quad [\text{Hellwig } et al.; \text{Essen } et al.]$$

никак не может компенсировать его высокую погрешность. Теория перед экспериментом здесь, как и в случае тонкой структуры, в огромном долгу, который за последние десятилетия не удалось покрыть.

Чтобы убедиться в этом и заодно ознакомиться с результатами теоретической деятельности последних трех десятилетий, приведем современный вариант КЭД-формулы (без учета, как и в первом варианте, не-КЭД-слагаемых) сверхтонкой структуры для общего случая водородоподобных атомов – водорода, дейтерия, трития и иона гелия-3 [Karshenboim 2003]. Сверхтонкое расщепление между уровнями  $1s$  и  $2s$  водородоподобных атомов, частный случай которого представлен формулой (7.8.1) для водорода, можно записать в виде равенства

$$v_{\text{HFS}}(\text{QED}) = v_F(1 + a_e) + \Delta v(\text{QED}) \quad (7.8.4)$$

где через  $\Delta v(\text{QED})$  обозначена обусловленная сверхтонким расщеплением малая поправка к частоте

$$v_F = \frac{16\alpha^2 c R_\infty \mu_p}{3 \mu_B} \left(1 + \frac{m_e}{m_p}\right)^{-3}$$

основного состояния. В обычной записи выражение для  $\Delta v$  выглядит следующим образом [там же]:

$$\begin{aligned} \Delta v_{1s}(\text{QED}) = v_F & \left\{ \frac{3}{2} (Z\alpha)^2 + \alpha (Z\alpha) \left( \ln 2 - \frac{5}{2} \right) + \right. \\ & \frac{\alpha (Z\alpha)^2}{\pi} \left[ -\frac{2}{3} \ln \frac{1}{(Z\alpha)^2} \left( \ln \frac{1}{(Z\alpha)^2} + 4 \ln 2 - \frac{281}{240} \right) + \right. \\ & \left. \left. 17,122\,339\dots - \frac{8}{15} \ln 2 + \frac{34}{225} \right] + 0,7718(4) \frac{\alpha^2 (Z\alpha)}{\pi} \right\} \quad (7.8.5) \end{aligned}$$

Сравнение с формулой (7.8.1) почти тридцатилетней давности указывает на некоторый, не очень большой прогресс в вычислении поправки  $\Delta v$ : практически полностью устранена погрешность в определении слагаемых, обозначенных раньше через  $18,36 \pm \varepsilon$ , с точностью порядка  $10^{-4}$  вычислен множитель перед  $\alpha^2(Z\alpha)$ . Подставляя данные в формулы (7.8.4) и (7.8.5), имеем для атома водорода ( $Z = 1$ ):

$$v_{\text{HFS}}(\text{QED}) \approx 1420,435 \text{ МГц}$$

$$\Delta v_{1s}(\text{QED}) = -33,255\,789(71) \text{ КГц} \quad (2,1 \text{ ppm})$$

Что касается суммарного вклада не-КЭД-поправок к  $v_{\text{hfs}}(\text{H})$ , связанных например со структурой ядра, то из сравнения теории и эксперимента следует, что он того же порядка, что  $\Delta v_{\text{ls}}(\text{QED})$ . И только вычисление и уточнение всех этих поправок способно приблизить теорию сверхтонкой структуры водорода и водородоподобных атомов к эксперименту. В любом случае разрыв между ними по-прежнему так велик, что говорить о возможности сколько-нибудь точного определения постоянной  $\alpha^{-1}$  здесь не приходится.

Более равноправные отношения между теорией и экспериментом установлены для сверхтонкой структуры мюония – водородоподобного атома, состоящего из положительного мюона и электрона и впервые исследованного в 1960 г. [Hughes]. Обозначая связанную множеством степенных и логарифмических зависимостей с  $\alpha$  суммарную радиационную поправку через  $\varepsilon_{\mu}$ , можно записать формулу для  $v_{\text{hfs}}^{\text{теор}}(\mu^+e^-)$  в виде

$$v_{\text{hfs}}^{\text{теор}}(\mu^+e^-) = \frac{16\alpha^2 c R_{\infty} m_e}{3 m_{\mu}} \left(1 + \frac{m_e}{m_{\mu}}\right)^{-3} (1 + a_{\mu}) \cdot (1 + \varepsilon_{\mu}) \quad (7.8.6)$$

В традиционной, справедливой и для общего случая форме, представляющей вычисляемую физическую величину в виде суммы основного члена и отдельных вкладов,

$$v_{\text{hfs}}^{\text{теор}}(\mu^+e^-) = v_{\text{F}} + \Delta v = v_{\text{F}} + \Delta v^{\text{QED}} + \Delta v^{\text{weak}} + \Delta v^{\text{had}} \quad (7.8.7)$$

Называемый энергией Ферми и измеряемый обычно в единицах частоты основной член  $v_{\text{F}}$  это стоящее в формуле (7.8.6) перед  $(1 + \varepsilon_{\mu})$  выражение, которое можно записать в эквивалентной и порой более удобной форме:

$$v_{\text{F}} = \frac{16\alpha^2 c R_{\infty}}{3} \frac{\mu_{\mu}}{\mu_{\text{B}}} \left(1 + \frac{m_e}{m_{\mu}}\right)^{-3} = 4459,031\,79(15) \text{ МГц} \quad (7.8.8)$$

На долю  $v_{\text{F}}$ , вычисленного здесь на основе рекомендованных данных 2002 г., приходится более 99,9% всей суммы, таким образом совокупный вклад всех трех поправок, большую часть которого составляет доля  $\Delta v^{\text{QED}}$ , не превышает 0,1% [Czarnecki *et al.* 2001]:

$$\Delta v^{\text{QED}} + \Delta v^{\text{weak}} + \Delta v^{\text{had}} = 4,270\,99(23) \text{ МГц} \quad (7.8.9)$$

Почти вся погрешность последнего результата, вычисленная здесь с небольшим запасом, связана с вычислением КЭД-поправки четвертого порядка малости по  $\alpha$ . Конечно, значения и самих поправок зависят от значения постоянной  $\alpha$ , но всё же малость данной суммы означает, что если удастся понизить точность определения хотя бы только членов  $\sim \alpha^4$  на порядок, можно будет поставить сверхтонкую структуру мюония в один ряд с наиболее точными и перспективными методами определения постоянной  $\alpha^{-1}$ . Однако последний результат нужен нам больше для того чтобы попытаться с его помощью внести некоторое уточнение в наиболее точное значение  $\alpha^{-1}(\mu^+e^-)$ . Но это только после ознакомления с эмпирическими и теоретическими данными для мюония, соответствие между которыми всегда считалось неплохим. В недавнем прошлом теория и эксперимент шагали почти вровень, и результаты [Mariam *et al.*; Kinoshita and Nio 1994; Kinoshita 1995; Karshenboim 1996]

$$v_{\text{hfs}}^{\text{теор}}(\mu^+e^-) = 4463,3026(1,4) (0,031) \text{ МГц} \quad (7.8.10)$$

$$v_{\text{hfs}}^{\text{эксп}}(\mu^+e^-) = 4463,302\,88(16) (0,036) \text{ МГц} \quad (7.8.11)$$

с относительно небольшим отклонением  $1,75\sigma$  привели к значению  $\alpha_{23}^{-1}$ , имеющему погрешность 130 ppb. Впоследствии теория глубоко увязла в радиационных поправках, а погрешность эксперимента уменьшилась в три раза [Jungmann] и превысила теоретическую на целый порядок:

$$v_{\text{hfs}}^{\text{теор}}(\mu^+e^-) = 4463,302\,563(520)(34) \text{ МГц} \quad 120 \text{ ppb} \quad (7.8.12)$$

$$v_{\text{hfs}}^{\text{эксп}}(\mu^+e^-) = 4463,302\,765(53) \quad \text{МГц} \quad 12 \text{ ppb} \quad (7.8.13)$$

Подстановка последнего экспериментального значения в уравнение для  $v_{\text{hfs}}^{\text{теор}}(\mu^+e^-)$  дает значение  $\alpha_{24}^{-1}$ , свидетельствующее о перспективности использования данного метода для эмпирического определения постоянной Зоммерфельда.

$$\alpha_{16}^{-1}(\mu^+e) = 137,0392(15) \quad (11) \quad \{2,1\} \quad [\text{Bailey, Hughes}]$$

$$\alpha_{17}^{-1}(\mu^+e) = 137,0388(13) \quad (9,5) \quad \{2,2\} \quad [\text{Clelland et al.}]$$

$$\alpha_{18}^{-1}(\mu^+e) = 137,036\,54(30) \quad (2,2) \quad \{1,8\} \quad [\text{De Voe et al.}]$$

$$\alpha_{19}^{-1}(\mu^+e) = 137,036\,46(36) \quad (2,6) \quad \{1,3\} \quad [\text{Jarecki, Herman}]$$

$$\alpha_{20}^{-1}(\mu^+e) = 137,036\,34(21) \quad (1,5) \quad \{1,6\} \quad [\text{Thompson J.K. et al.; Favart et al.}]$$

$$\alpha_{21}^{-1}(\mu^+e) = 137,036\,32(19) \quad (1,4) \quad \{1,7\} \quad [\text{Ахиезер, Рекало}]$$

$$\alpha_{22}^{-1}(\mu^+e) = 137,035\,92(12) \quad (0,88) \quad \{-0,7\} \quad [\text{Casperson et al.}]$$

$$\alpha_{23}^{-1}(\mu^+e) = 137,035\,994(18) \quad (0,13) \quad \{-0,3\} \quad [\text{Kinoshita 1995}]$$

$$\alpha_{24}^{-1}(\mu^+e) = 137,035\,9963(80) \quad (0,058) \quad \{-0,35\} \quad [\text{Liu et al.}]$$

Прежде усреднения результатов запишем формулу для реального вычисления  $\alpha^{-1}(\mu^+e^-)$  с целью определить новое, ранее обещанное значение постоянной  $\alpha^{-1}$ . Значение  $\alpha_{24}^{-1}$  [Liu et al.] получено на базе уже устаревших данных; использование более свежих и точных данных должно привести к более точному результату. Искомую формулу нетрудно получить из сравнения эксперимента с представленной формулами (7.8.6–8) теорией:

$$\alpha^{-1} = \sqrt{\frac{v_{\text{F}}/\alpha^2}{v^{\text{эксп}} - \Delta v}} = \sqrt{\frac{16c R_{\infty} \frac{m_e}{m_{\mu}} \left(1 + \frac{m_e}{m_{\mu}}\right)^{-3} (1 + a_{\mu})}{v^{\text{эксп}} - (\Delta v^{\text{QED}} + \Delta v^{\text{weak}} + \Delta v^{\text{had}})}} \quad (7.8.14)$$

Подставляя значения (7.8.13) для  $v^{\text{эксп}}$ , (7.8.9) для  $\Delta v$ , значения для  $R_{\infty}$ ,  $m_e/m_{\mu}$  и  $a_{\mu}$  имеем:

$$\alpha_{25}^{-1}(\mu^+e) = 137,035\,9994(35)(18)(8)$$

Первая из трех погрешностей, сумма которых равна  $6,1 \cdot 10^{-6}$ , относится к  $\Delta v$ , вторая к  $m_e/m_{\mu}$ , третья к  $v^{\text{эксп}}$ , а окончательный усредненный обычным способом результат

$$\alpha_{25}^{-1}(\mu^+e) = 137,035\,9994(40) \quad (0,029) \quad \{0,1\}$$

имеет вдвое меньшую погрешность чем  $\alpha_{24}^{-1}$  и к тому же прекрасно согласуется с  $\alpha^{-1}(2002)$ . Этим подтверждается высокая надежность мюониевого метода; идеальным ( $0,01\sigma$ ) можно считать и соответствие с  $(\alpha^{-1})^{\text{теор}}$  из теории ЛМФ. В скором будущем точность значения  $\alpha_{25}^{-1}$  несомненно будет превзойдена, основные направления подобного улучшения уже достаточно четко обозначены: уменьшение погрешностей вычисления КЭД-поправок порядка  $\alpha^4$  и отношения  $m_e/m_{\mu}$ . Вопрос лишь в том, насколько значительным окажется будущее уточнение и будет ли при этом достигнут заветный рубеж в несколько ppb, к которому удалось почти вплотную приблизиться? Рассчитывать в обозримом будущем на большее уже нереально, и прежде всего как обычно из-за сложностей, связанных с вычислением всевозможных радиационных поправок.

Дадим теперь результаты усреднения для мюония и всей группы водородоподобных атомов, включающей единственный результат для атома водорода:

$$\overline{\alpha}_{16-25}^{-1}(\mu^+ e^-) = 137,035\,9990(35) (0,026) \{-0,03\}$$

$$\overline{\alpha}_{15-25}^{-1}(\text{H}, \mu^+ e^-) = 137,035\,9990(35) (0,026) \{-0,03\}$$

Погрешность определения  $\overline{\alpha}_{15}^{-1}(\text{H})$  слишком велика, чтобы хоть как-то влиять на средний для всей группы результат  $\overline{\alpha}_{15-25}^{-1}$ , совершенно не отличающийся от взвешенного среднего для мюония, которое вследствие особенностей метода наименьших квадратов (см. формулы 7.7.4) мало отличается от наилучшего значения  $\alpha_{25}^{-1}$ . Сравнение старых и новых данных с  $\alpha^{-1}(2002)$  говорит о надежности применяемых методов. Среди приведенных в списке результатов нет ни одного слишком “подозрительного”, а все последние, наиболее точные значения находятся в самом полном согласии с  $\alpha^{-1}(2002)$ . Правда, погрешность  $\Delta\overline{\alpha}_{15-25}^{-1}$  почти в восемь раз больше чем  $\Delta\alpha^{-1}(2002)$  и всё же непрекращающиеся усилия теоретиков и экспериментаторов [Gnädig, Kuti; Trofimenko; Bodwin, Yennie; Zhang; Zhang *et al.*; Shiner *et al.*; Liu *et al.*; Storry *et al.*; George *et al.*; Pritchard *et al.*; Holzwarth *et al.*; Jungmann; Paterson *et al.*; Stevens *et al.*; Gross *et al.*; Hubler *et al.*; Udem *et al.*; Heupel *et al.*] дают надежду на то, что в деле сверхточного определения  $\alpha^{-1}$  гонка за лидером для сверхтонкой структуры не безнадежна. Если конечно удастся преодолеть хотя бы основные трудности, стоящие сегодня перед теорией сверхтонкой структуры, каковых помимо указанных выше при обсуждении мюония совсем немало. Так, поправки типа  $\alpha(Z\alpha)^6 m^2/M^3$ ,  $\alpha(Z\alpha)^7 m^2/M^3$  для сверхтонкой структуры ионов мюония и гелия,  $\alpha^2(Z\alpha)^6 m$  для лэмбовского сдвига в ионах водорода и гелия,  $\alpha^7 m$  для позитрония известны лишь в так называемом логарифмическом приближении, то есть для относительно больших по сравнению с единицей, вроде  $\ln \alpha^{-1} \sim 5$ , значений логарифма [Karshenboim 2003]. Серьезная работа по вычислению наряду с большими и малых в логарифмическом приближении поправок начата [Melnikov and Yelkhovsky; Hill; Kniehl and Penin; Pachucki] и скоро, видимо, станет ясно, насколько оправданы надежды на достижение существенно более высокой точности определения постоянной  $\alpha^{-1}$  из теории и эксперимента сверхтонкой структуры.

В любом случае все формулы для тонкой и сверхтонкой структуры, содержащие  $\alpha$  в различных степенях, довольно сложны и каждый раз велика или погрешность непосредственно измеряемой величины (“плохая” величина) или неопределенность суммарного вклада трудно вычисляемых и нескончаемых радиационных поправок (“плохая” теория) или то и другое. Потому и проблематично достижение сверхвысокой точности определения константы  $\alpha^{-1}$  через эти процессы, которые раньше большинства других стали использоваться для этой цели. Несмотря на определенный прогресс в теории и эксперименте тонкой и сверхтонкой структуры прежде всего мюония, главенствующая роль в деле эмпирического определения постоянной Зоммерфельда сейчас уже принадлежит другим методам физического исследования.

## 7.11. Аномальный магнитный момент электрона

В роли неизменного лидера многих последних лет, поставляющего наиболее точные значения  $\alpha^{-1}$ , выступает аномальный магнитный момент электрона, измеряемый обычно в единицах  $\mu_B$ , то есть выражаемый безразмерным числом. Известно, что магнитный момент частицы массы  $m$  и заряда  $q$  ( $m_e$  и  $e$  для электрона) представляется в виде

$$\mu = g \cdot \frac{q\hbar}{2mc} \equiv g \cdot \mu_B$$

где  $g$  безразмерный коэффициент, называемый  $g$ -фактором. Для “чистой”, не учитывающей радиационных поправок теории Дирака  $g$ -фактор электрона равен 2, но в действительности

$g = 2(1 + a_e)$ , где  $2a_e$  и есть аномалия, отклонение от физического числа 2. Уже долгое время теория и эксперимент аномального магнитного момента (АММ) электрона является основным способом теоретико-эмпирического определения значения постоянной  $\alpha^{-1}$ , а данные по АММ заряженных лептонов – электрона, мюона и тау – представляют особый интерес для проверки и установления границ применимости стандартной модели, включающей теории электромагнитного, слабого и сильного взаимодействий. Принимая во внимание оба этих фактора, имеющих прямое и косвенное отношение к верификации выводов и следствий теории ЛМФ, надо чуть подробнее остановиться на некоторых положениях, теоретических выкладках и числовых результатах, касающихся АММ электрона и мюона. А перед тем как представить в общих чертах современное положение вещей на сегодня в этом важном отделе физической теории и эксперимента, приведем результаты для постоянной  $\alpha^{-1}$ , полученные к 2006 г. на основе данных по  $a_e$ .

|   |         |         |   |
|---|---------|---------|---|
| $\alpha_{26}^{-1}(a_e) = 137,0381(32)$                            | (23)    | {0,7}   | [Wilkinson, Crane]                            |
| $\alpha_{27}^{-1}(a_e) = 137,035\,49(42)$                         | (3,1)   | {-1,2}  | [Cvitanovic, Kinoshita]                       |
| $\alpha_{28}^{-1}(a_e) = 137,035\,63(42)$                         | (3,1)   | {-0,9}  | [Wesley, Rich 1971; 1972]                     |
| $\alpha_{29}^{-1}(a_e) = 137,035\,43(42)$                         | (3,1)   | {-1,4}  | [Levine, Wright 1971; 1973]                   |
| $\alpha_{30}^{-1}(a_e) = 137,035\,21(42)$                         | (3,1)   | {-1,9}  | [Carroll, Yao]                                |
| $\alpha_{31}^{-1}(a_e) = 137,035\,981(29)$                        | (0,21)  | {-0,6}  | [Van Dyck <i>et al.</i> 1977]                 |
| $\alpha_{32}^{-1}(a_e) = 137,035\,985(12)$                        | (0,09)  | {-1,2}  | [Dehmelt; Rich]                               |
| $\alpha_{33}^{-1}(a_e) = 137,036\,007(11)$                        | (0,08)  | {0,7}   | [Kinoshita 1978; Van Dyck <i>et al.</i> 1979] |
| $\alpha_{34}^{-1}(a_e) = 137,035\,992\,28(86)$                    | (0,006) | {-8,7}  | [Ellis <i>et al.</i> ]                        |
| $\alpha_{35}^{-1}(a_e) = 137,035\,991\,85(70)$                    | (0,005) | {-11,5} | [Kinoshita 1995]                              |
| $\alpha_{36}^{-1}(a_e) = 137,035\,999\,93(52)$                    | (0,004) | {0,3}   | [Kinoshita 1996; 1996a]                       |
| $\alpha_{37}^{-1}(a_e^{\text{CODATA}}) = 137,035\,999\,04(45)$    | (13)    | (0,4)   | $= 137,035\,999\,04(47)$ (0,0034) {-0,15}     |
| $\alpha_{26-37}^{-1}(a_e) = 137,035\,996\,73(29)$ (0,0021) {-5,2} |         |         |   |

Отметим, что в нашем списке отсутствует рекомендованное CODATA [Fundamental Physical Constants] значение

$$\alpha^{-1}(2006) = 137,035\,999\,710(96) \quad (0,68 \text{ ppb}) \quad (7.11.1)$$

имеющее в пять раз меньшую погрешность чем предыдущее [Mohr and Taylor 2002]

$$\alpha^{-1}(2002) = 137,035\,999\,11(46) \quad (3,3 \text{ ppb}) \quad (7.11.2)$$

Оно получено на основе измерения  $g$ -фактора электрона [Odom *et al.*]:

$$a_e^{2006} = 1,159\,652\,180\,85(76) \cdot 10^{-3} \quad (0,66 \text{ ppb}) \quad (7.11.3)$$

и теоретической формулы для  $a_e$ , в которую вкралась ошибка, полностью обесценивающая результат для  $\alpha$ ; к этому мы вернемся после рассмотрения вопросов, в основном касающихся теории АММ как таковой.

Первостепенная роль АММ электрона в получении рекомендованных значений постоянной Зоммерфельда и серьезное несоответствие между различными данными по  $\alpha^{-1}(a_e)$  становятся очевидными из сравнения наилучших значений 1998 и 2002 гг. с соответствующими

щими согласованными значениями и другими данными. Результат  $\alpha_{37}^{-1}(a_e^{\text{CODATA}})$ , получаемый подстановкой  $a_e(2002)$  в приводимое ниже уравнение (7.11.8) для  $a_e$ , отличается от  $\alpha^{-1}(2002)$  лишь на  $7 \cdot 10^{-8}$  с незначительным отклонением  $0,15\sigma$  и имеет такую же погрешность  $3,3 \text{ ppb}$ , которая складывается в основном из погрешности экспериментального определения АММ электрона, из вдвое меньшей погрешности теоретически вычисляемого множителя, стоящего перед  $(\alpha/\pi)^4$ , и совсем малой погрешности адронного вклада. А результат  $\alpha_{36}^{-1}(a_e)$ , предопределивший с небольшим отклонением  $0,3\sigma$  значение  $\alpha^{-1}(98)$ , неважно ( $2,0\sigma$ ) согласуется с  $\alpha_{37}^{-1}$ , еще хуже – с не принятыми в расчет при согласовании двумя предыдущими результатами, как и со взвешенным средним по группе; очень велико ( $5,0\sigma$ ) и отклонение  $\alpha_{37}^{-1}$  от  $\overline{\alpha^{-1}}$ . Подобная несогласованность данных свидетельствует о трудностях, с которыми нередко сталкиваются эксперимент и особенно теория АММ электрона.

Хотя формула для АММ лептонов считается принадлежностью КЭД, теории слабого и сильного взаимодействий имеют к ней самое прямое отношение. Это по сути формула стандартной модели, обычно записываемая в виде суммы

$$a_l = a_l^{\text{QED}} + a_l^{\text{had}} + a_l^{\text{weak}} \quad (7.11.4)$$

электромагнитного, адронного и слабого вкладов, где символ  $l$  обозначает любой из трех заряженных лептонов. Последние два слагаемых настолько меньше первого, что могут считаться лишь малыми поправками к нему. Основной член  $a_l^{\text{QED}}$  включает все вклады, получаемые из рассмотрения фейнмановских диаграмм, связанных лишь с лептонами и фотонами. При этом различают петли, относящиеся к лептону определенного типа и к лептонам разных типов. В обоих случаях речь идет о получаемых на основе теории возмущений суммах, быстро убывающих из-за малости постоянной  $\alpha \approx 1/137$ , точнее величины  $\alpha/\pi \approx 0,0023$ . Далее

$$(\alpha/\pi)^2 \sim 5 \cdot 10^{-6}, \quad (\alpha/\pi)^3 \sim 1 \cdot 10^{-8}, \quad (\alpha/\pi)^4 \sim 3 \cdot 10^{-11}, \quad (\alpha/\pi)^5 \sim 7 \cdot 10^{-14}$$

а вопрос об учете членов порядка  $(\alpha/\pi)^6$  сегодня пока не стоит. Общую формулу электродинамического вклада

$$a_l^{\text{QED}} = \sum_1^n A_n \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n + \sum_2^n B(l, l') \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n \quad (7.11.5)$$

где символом  $l'$  обозначены лептоны различных типов, можно записать в несколько более компактном виде

$$a_l^{\text{QED}} = A_1 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right) + \sum_2^n (A_n + B_n) \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n \quad (7.11.6)$$

Принципиальное отличие множителей  $A_n$  от  $B_n$  обусловлено существенной ролью в теории АММ масс лептонов. В то время как множители  $A_n$  от массы не зависят и потому универсальны для всех типов лептонов, множители  $B_n$  зависят от приводимых в списках ФП отношений

$$m_\mu/m_e = 206,768\,2838(54), \quad m_\tau/m_\mu = 16,8183(27), \quad m_\tau/m_e = 3477,48(57)$$

Заметим, что конкретным вычислением  $a_\tau$  серьезно еще не занимались, а косвенные измерения приводят к результатам с крайне высокой погрешностью:  $-0,052 < a_\tau < 0,058$  [Ackerstaff *et al.*],  $-0,068 < a_\tau < 0,065$  [Acciarri *et al.*]. Что касается двух других лептонов, то  $a_e$  определяется преимущественно членами  $A_n(\alpha/\pi)^n$ , а в случае мюона определяемый фактором  $(m_\mu/m_e)^2 \sim 40\,000$  суммарный вклад членов  $B_n(\alpha/\pi)^n$  ( $n \geq 2$ ) уже достаточно весом. В свою очередь это, скоро увидим, означает, что  $a_e$  малоприспособная пока для тестирования стандартной модели величина, но подходящая для определения постоянной  $\alpha^{-1}$ , зато непригодная для нахождения  $\alpha^{-1}$  формула для  $a_\mu$  едва ли не наиболее перспективное на сегодня средство тестирования стандартной модели.

Знакомство с одной из наиболее знаменитых формул современной физики, объединившей в одно целое многие полученные в рамках стандартной модели результаты и дающей прекрасную возможность сравнить теоретические выкладки с данными прецизионных измерений, начнем с универсальных множителей  $A_n$ . Вычисление этих близких по порядку к единице множителей – целая эпопея в лептонной физике с середины прошлого века, далекая от завершения в наши дни. Для определения числовых множителей с нынешней точностью потребовались десятилетия напряженной вычислительной работы; если стоящий перед  $\alpha/\pi$  множитель  $1/2$  изображается фейнмановской диаграммой с одной замкнутой петлей и требует не более одной-двух страниц ручных вычислений [Schwinger 1948; 1949], то вычисление дальнейших множителей связано с возрастающими в бурном темпе сложностями. Достаточно сказать, что второй множитель представлен уже 7 диаграммами и потребовалось примерно столько же лет для его вычисления [Karplus and Kroll; Peterman 1957; 1957a; Sommerfield 1957; 1958], см. также [Schwinger 1989], на вычисление третьего множителя – 72 фейнмановские диаграммы – ушло почти три десятка лет интенсивной работы [Aldins et al. 1970; 1970a; Brodsky and Kinoshita; Calmet and Perrottet; Calmet and Peterman; Levine and Wright 1971; 1973; Carroll and Yao; Cvitanovic and Kinoshita; Kinoshita and Lindquist 1983; 1989; 1990; Kinoshita 1990] с использованием компьютерных программ, работа завершилась лишь в 1996 г. [Laporta and Remiddi 1993; 1996]; вычисление стоящего перед  $(\alpha/\pi)^4$  четвертого множителя, представленного 891 диаграммами, требует долгих вычислений на суперкомпьютерах, причем усилиями многих [Cafo et al.; Remiddi and Sorella; Kinoshita and Lindquist 1983; 1989; 1990] проделана лишь часть всей работы, тем не менее уже потребовавшая серьезных исправлений [Kinoshita and Nio 2003]. А итоговый результат этой длящейся уже более полувека деятельности десятков исследователей помещается сейчас в нескольких строках. Используя обозначение

$$a_p = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2^n n^p}, \quad \zeta(p) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^p} \text{ – дзета-функция Римана}$$

$$(\zeta(2) = \pi^2/6, \zeta(3) = 1,202\,056\,903\dots, \zeta(5) = 1,036\,927\,755)$$

имеем:

$$A_1 = \frac{1}{2}$$

$$A_2 = \frac{197}{144} + \left(\frac{1}{2} - 3 \ln 2\right) \zeta(2) + \frac{3}{4} \zeta(2) = -0,328\,478\,965\,579\dots$$

$$A_3 = \frac{83}{72} \pi^2 \zeta(3) - \frac{215}{24} \zeta(5) + \frac{100}{3} \left[ \left( a_4 + \frac{1}{24} \ln^4 2 \right) - \frac{1}{24} \pi^2 \ln^2 2 \right] - \frac{239}{2160} \pi^4 + \frac{139}{18} \zeta(3) -$$

$$\frac{298}{9} \pi^2 \ln 2 + \frac{17101}{810} \pi^2 + \frac{28259}{5184} = 1,181\,241\,456\,587\dots$$

Предваряя более подробное рассмотрение четвертого множителя пока лишь заметим, что до недавнего времени вычисления приводили к значению

$$A_4 = -1,7503(384)$$

Ввиду того что  $A_1$  математическая константа, а множители  $A_2$  и  $A_3$  математические выражения, которые могут быть выражены с произвольной точностью, а также в силу малости ( $\sim 10^{-14}$ ) пятого члена в разложении ТВ КЭД по степеням  $\alpha/\pi$ , ясно, что дальнейший успех теоретического вычисления  $a_e$ , следовательно и постоянной Зоммерфельда, связан с уменьшением погрешности определения множителя  $A_4$ .

Перейдем теперь к зависящим от массы множителям  $B_n$ . В двухпетлевом приближении фейнмановских диаграмм учет поляризации вакуума тяжелыми лептонами дается интегральным выражением [Suura and Wichmann; Peterman 1957a], которое при условии  $m_l \gg m_l$



(конкретно  $m_\mu \gg m_e$ ,  $m_\tau \gg m_e$ ) приводит [Lautrup and Rafael 1968; 1970; Samuel and Li 1991; 1992; 1993] к приближенной формуле

$$B_2(l, l') = \frac{1}{45} \left( \frac{m_l}{m_{l'}} \right)^2 + \frac{1}{70} \left( \frac{m_l}{m_{l'}} \right)^4 \ln \left( \frac{m_l}{m_{l'}} \right) + \frac{9}{19600} \left( \frac{m_l}{m_{l'}} \right)^4 + \frac{4}{315} \left( \frac{m_l}{m_{l'}} \right)^6 \ln \left( \frac{m_l}{m_{l'}} \right) - \frac{131}{99225} \left( \frac{m_l}{m_{l'}} \right)^6 + o \left[ \left( \frac{m_l}{m_{l'}} \right)^8 \ln \left( \frac{m_l}{m_{l'}} \right) \right]$$

Подставляя вначале  $m_l = m_e$ ,  $m_{l'} = m_\mu$ , затем  $m_l = m_e$ ,  $m_{l'} = m_\tau$ , получим:

$$B_2(e; \mu) = 5,197\,389\,61(32) \cdot 10^{-7} \quad o(e, \mu) \sim -10^{-18}$$

$$B_2(e; \tau) = 1,837\,502(61) \cdot 10^{-9} \quad o(e, \tau) \sim -10^{-28}$$

Если все расчеты верны, малость и малая погрешность обоих множителей позволяет получить очень высокую степень точности определения суммарного множителя

$$A_2 + B_2(e, \mu) + B_2(e, \tau) = -0,328\,478\,444\,002\,93(63) \quad (0,002 \text{ ppb})$$

Погрешность 0,002 ppb на добрых два порядка меньше той, с которой измерен АММ электрона, так что в дальнейших вычислениях она может вообще не приниматься в расчет.

Уровень трехпетлевого приближения намного сложнее. Используя индекс <sup>vp</sup> для обозначения вакуумной поляризации, а <sup>ll</sup> для фотон-фотонного рассеяния, можно записать множитель  $B_3$  в виде суммы пяти слагаемых:

$$B_3(e, l) = B_3^{\text{vp}}(e; \mu) + B_3^{\text{vp}}(e; \tau) + B_3^{\text{ll}}(e; \mu) + B_3^{\text{ll}}(e; \tau) + B_3^{\text{vp}}(e; \mu, \tau)$$

Выражения для  $B_3^{\text{vp}}(e; \mu)$  и  $B_3^{\text{ll}}(e; \mu)$ , известные из работ [Laporta; Laporta and Remiddi 1993], вычислены с точностью порядка  $(m_e/m_\mu)^6 \sim 10^{-14}$ :

$$B_3^{\text{vp}}(e; \mu) = \left( \frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \left[ -\frac{23}{135} \ln \left( \frac{m_e}{m_\mu} \right) - \frac{2}{45} \pi^2 + \frac{10117}{24300} \right] + \left( \frac{m_e}{m_\mu} \right)^4 \left[ \frac{19}{2520} \ln^2 \left( \frac{m_\mu}{m_e} \right) - \frac{14233}{132300} \ln \left( \frac{m_\mu}{m_e} \right) + \frac{49}{768} \zeta(3) - \frac{11}{945} \pi^2 + \frac{2976691}{296352000} \right] + o \left[ \left( \frac{m_e}{m_\mu} \right)^6 \right] = -2,176\,840\,50(12) \cdot 10^{-5}, \quad o(e; \mu) \sim 10^{-14}$$

$$B_3^{\text{ll}}(e; \mu) = \left( \frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \left[ \frac{3}{2} \zeta(3) - \frac{19}{6} \right] + \left( \frac{m_e}{m_\mu} \right)^4 \left[ -\frac{161}{810} \ln^2 \left( \frac{m_\mu}{m_e} \right) - \frac{16189}{48600} \ln \left( \frac{m_\mu}{m_e} \right) + \frac{13}{18} \zeta(3) - \frac{161}{9720} \pi^2 + \frac{831931}{9720000} \right] + o \left[ \left( \frac{m_e}{m_\mu} \right)^6 \right] = 1,439\,497\,75(9) \cdot 10^{-5}, \quad o(e; \mu) \sim 10^{-14}$$

Заменяя  $m_\mu$  на  $m_\tau$ , получим:

$$B_3^{\text{vp}}(e; \tau) = -1,167\,16(36) \cdot 10^{-7} \quad o[(m_e/m_\tau)^6] \sim 10^{-22}$$

$$B_3^{\text{ll}}(e; \tau) = 5,091\,8(17) \cdot 10^{-8} \quad o[(m_e/m_\tau)^6] \sim 10^{-22}$$

Множитель  $B_3^{vp}(e; \mu, \tau) \sim 10^{-11} \div 10^{-12}$  достаточно мал, чтобы можно было при нынешнем уровне точности теоретического определения  $a_e$  им пренебречь. Теперь сложим все подсчитанные множители при  $(\alpha/\pi)^3$ :

$$A_3 + B_3^{vp}(e; \mu) + B_3^{vp}(e; \tau) + B_3^{LL}(e; \mu) + B_3^{LL}(e; \tau) = 1,181\,234\,017\,345 \quad (20)$$

Даже при пренебрежении вкладом множителя  $B_3^{vp}(e; \mu, \tau)$ , способным в лучшем случае слегка повлиять на абсолютную погрешность результата и изменить два его последних десятичных знака, погрешность определения данного числа позволяет в настоящее время считать, что сумма  $A_3 + B_3(e, l)$  выражается точным математическим числом равным 1,181 234 017.

**В** формуле для  $a_e$  осталось учесть адронный и слабый вклады. Относительная малость обоих – основное пожалуй отличие  $a_e$  от аномального момента мюона (и тау), что при наличии и других факторов позволяет определить постоянную  $\alpha^{-1}$  с высокой эмпирической точностью. Адронный вклад [*Czarnecki and Marciano; Hughes and Kinoshita*], см. также [*Knecht*],

$$a_e^{\text{had}} = 1,67(3) \cdot 10^{-12}$$

на два порядка больше слабого [*Czarnecki, Krause and Marciano*]

$$a_e^{\text{weak}} = 3 \cdot 10^{-14}$$

а суммарно

$$a_e^{\text{had}} + a_e^{\text{weak}} = 1,70(3) \cdot 10^{-12} \quad (7.11.7)$$

Теперь налицо все известные множители и поправки в теоретическом выражении для  $a_e$ , которое можно записать, см. [*Nyffeler*], так:

$$a_e = A_1 \left( \frac{\alpha}{\pi} \right) + [A_2 + B_2(e, \mu) + B_2(e, \tau)] \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + [A_3 + B_3^{vp}(e; \mu) + B_3^{vp}(e; \tau) + B_3^{LL}(e; \mu) + B_3^{LL}(e; \tau)] \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^3 + A_4 \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^4 + a_l^{\text{had}} + a_l^{\text{weak}}$$

Подставляя сюда все данные, окончательно имеем

$$a_e = \frac{1}{2} \left( \frac{\alpha}{\pi} \right) - 0,328\,478\,444\,003 \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + 1,181\,234\,017 \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^3 - 1,7502(384) \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^4 + 1,70(3) \cdot 10^{-12} \quad (7.11.8)$$

Такова в данной редакции и в канун своего шестидесятилетия формула для  $a_e$  – предмет гордости ее многочисленных архитекторов и конструкторов, доказательство справедливости теории возмущений и метода фейнмановских диаграмм, наиболее важное свидетельство рекордной для всего естествознания точности числовых прогнозов КЭД, наконец в какой-то степени и подтверждение справедливости стандартной модели. Впрочем реальная верификация стандартной модели, мы знаем, возможна сегодня лишь по формуле для аномального магнитного момента мюона, а в случае электрона для определения постоянной  $\alpha^{-1}$  нужно исходить из очевидного тождества и равенства

$$a_e^{\text{теор}} \equiv a_e^{\text{SM}} = a_e^{\text{эк}} \quad (7.11.9)$$

Понятно, что какой бы замечательной ни была формула для  $a_e$ , служить на протяжении многих лет поставщиком наиболее точных значений постоянной Зоммерфельда она могла лишь благодаря тому, что погрешность эмпирического определения  $a_e$  значительно ниже погрешности независимого определения  $\alpha^{-1}$  каким угодно другим способом. В недалеком прошлом максимальная точность, достигнутая в опытах [*Van Dyck et al. 1987; Van Dyck*], составляла 3,7 ppb, что на порядок выше точности определения  $\alpha^{-1}$  из квантового эффекта Холла, занимавшего тогда почетное второе место в списке наиболее точных методов измерения

постоянной Зоммерфельда. Эти данные, упомянутые нами в 2.20, к тому же одно из наиболее убедительных свидетельств верности *CPT*-теоремы, требующей равенства всех характеристик частиц и античастиц за исключением равных по абсолютной величине, но противоположных по знаку зарядов. Поскольку все вычисления производятся для электрона, строго говоря следует иметь дело только со значением для  $a_e^{36}(e^-)$ , но с другой стороны нет ни малейших оснований сомневаться в справедливости *CPT*-теоремы, которая, мы знаем из раздела 2.20, непосредственно связана с релятивистской инвариантностью, с фундаментальным законом сохранения скорости света в вакууме  $c$ . Фактически было два равноправных во всех отношениях и численно очень близких  $(0,1\sigma)$  результата, поэтому обычно брали, см. [Mohr and Taylor 2000], взвешенное среднее

$$a_e^{36}(e^-, e^+) = 1,159\,652\,1883(42) \cdot 10^{-3} \quad (3,6 \text{ ppb}) \quad (7.11.10)$$

обоих измерений. Подстановка в (7.11.8) приводила к значению

$$\alpha^{-1} = 137,035\,998\,75(52) \quad (3,8 \text{ ppb}) \quad (7.11.11)$$

которое до согласования 2002 года нередко использовалось, особенно в лептонной физике, вместо  $\alpha^{-1}(98)$ . Была впрочем и другая возможность, связанная с согласованным значением

$$a_e(98) = 1,159\,652\,1869(41) \cdot 10^{-3} \quad (3,6 \text{ ppb}) \quad (7.11.12)$$

в получении которого предыдущий экспериментальный результат как ни странно не был использован, см. [Hagiwara et al. 2002]. Взвешенное среднее, практически не отличающееся в данном случае от арифметического среднего, с абсолютной ошибкой принятой равной  $\Delta a_e(98)$  таково:

$$a_e(e^-, e^+, 98) \equiv a_e(98) = 1,159\,652\,1876(41) \cdot 10^{-3} \quad (3,6 \text{ ppb}) \quad (7.11.13)$$

Заметим, что этот учитывающий с осторожностью обе альтернативы результат очень мало отличается от исходных. Именно он и должен был быть использован в модифицированной формуле (7.11.8) для получения нового значения постоянной  $\alpha^{-1}$ , призванного заменить безнадежно устаревшее  $\alpha_{36}^{-1}(a_e)$ . Имеем

$$\alpha^{-1}(a_e(98)) = 137,035\,998\,84(49)(13)(0,4)$$

где первая скобка связана с  $\Delta a_e(98)$ , вторая с погрешностью вычисления множителя  $A_4$ , а третья с суммарной погрешностью определения адронного и слабого вкладов. Усреднение погрешностей приводило к результату:

$$\alpha^{-1}(a_e(98)) = 137,035\,998\,84(52) \quad (3,8 \text{ ppb}) \quad (7.11.14)$$

Наконец использование нового согласованного значения  $a_e(2002)$  в формуле (7.11.8) дает  $\alpha_{37}^{-1}$ , замыкающее список полученных до 2006 г. посредством АММ электрона результатов.

**Проблемы, возникающие на переднем крае прецизионной физики при измерении ФП, важны и для теории и для эксперимента, особенно если дело идет о постоянной Зоммерфельда. Число, точнее числовой интервал, получаемый для  $\alpha^{-1}$  из АММ электрона, это по сути и без преувеличения едва ли не краеугольный камень современного согласования. Есть поэтому необходимость обсудить ситуацию с формулой для  $a_e$  в целом, особенно в свете событий последних лет. Прежде всего бросаются в глаза серьезные расхождения между данными выше наиболее точными значениями для  $\alpha^{-1}$ . Довольно значительный дрейф в сторону меньших значений  $\alpha^{-1}$  при неизменной погрешности и незначительном изменении значения  $a_e$  в соответствующей формуле не очень хорошо согласуется с высокой репутацией этой формулы. Сравнение ее модификации (7.11.8) с предыдущими, в частности с той, что привела к значению  $\alpha_{36}^{-1}(a_e)$ , показывает заметное изменение всех четырех вычисляемых коэффициентов и среди них несколько неожиданное изменение в седьмом и шестом знаке чисел, стоящих перед  $(\alpha/\pi)^2$  и  $(\alpha/\pi)^3$ . Понятно, что это связано с вычислением зависящих от масс лептонов множителей типа  $B_{2n}$  и  $B_{3n}$ , и таких сюрпризов вроде бы уже не будет.**

Иначе обстоит дело с коэффициентом перед  $(\alpha/\pi)^4$ : вычислена лишь часть 891 фейнмановской диаграммы, не говоря уж о множителях типа  $B_{4n}$ . Именно здесь теория преподнесла сюрприз, который не скоро забудется. Дело в том, что прецизионное измерение (7.11.3) наряду с “уточнением” множителя при  $(\alpha/\pi)^4$ , потребовавшим более 10 лет вычислений на многих суперкомпьютерах [Lepage; Kinoshita and Nio 2006]:

$$A_4 = -1,7283(35) \quad (7.11.15)$$

привело к значению (7.11.1) для  $\alpha^{-1}$ , которое было положено в основу нового согласованного списка ФП [Fundamental Physical Constants]. Отсюда новое взвешенное среднее

$$\alpha^{-1}(\text{CODATA}_{2006}) = 137,035\,999\,679(94) \quad (0,68 \text{ ppb}) \quad (7.11.16)$$

а в итоге рекомендованные значения  $\hbar$ ,  $e$ ,  $m_e$ ,  $\mu_B$ ,  $R_K$ ,  $K_J$ , как и многих других постоянных, стали как бы “заложниками” нового значения множителя  $A_4$ . Но не успели опубликовать список согласованных значений ФП 2006 г., как появилось решительное опровержение [Gabrielse *et al.*] последнего вычисления  $A_4$ , а по сути значительной части всего списка. В результате очередного уточнения

$$A_4 = -1,9144(35) \quad (7.11.17)$$

и налицо немислимый дрейф ( $\delta \approx 57!$ ) в сторону уменьшения указанного множителя. Подстановка в формулу (7.11.8) дает значение

$$\alpha^{-1}(a_e) = 137,035\,999\,068(96) \quad (0,68 \text{ ppb}) \quad (7.11.18)$$

очень близкое ( $\delta \approx 0,09$ ) к  $\alpha^{-1}(\text{CODATA}_{2002})$  и с огромным ( $\delta \approx 6,7$ ) отклонением от  $\alpha^{-1}(\text{CODATA}_{2006})$ . Даже в полной неожиданности истории прецизионных измерений ФФП такое трудно припомнить. Впервые за столетия, с тех пор как стали публиковать списки согласованных значений ФП, значения всех связанных с  $\alpha$  постоянных изначально неверны и фактически непригодны для использования. В какой-то мере подорвано доверие и к вычислению множителя  $A_4$  в формуле для  $a_e$ . Нет никаких гарантий, что в процессе очередного усовершенствования этот множитель при неизменности трех остальных не изменится на такую величину, что это приведет к серьезному отклонению уже от значения (7.11.18). Учитывая сказанное, в качестве эталона для оценки качества того или иного измерения вынужденно взято более надежное (7.11.2).

Всё это можно считать прозрачным намеком на то, что в деликатном деле составления согласованного списка ФП, во многом зависящем от наиболее точного значения постоянной Зоммерфельда, опасно и неоправданно целиком полагаться на одну пусть даже замечательную формулу. Принципиально важно иметь и другие достаточно точные данные, полученные другими методами. Словом, ситуация с доминантой далеко не проста. Непредвиденно сильный дрейф в сторону новых значений не может не сказаться на доверии к формуле для  $a_e$  как главному поставщику не только наиболее точных, но и отличающихся высокой достоверностью значений постоянной Зоммерфельда. Строить обширный список ФП на недостаточно твердой, оказывается, почве рискованно, однако непрерывная погоня за точностью не оставляет другого выбора и надо лишь проявлять осмотрительность, не слишком полагаясь на надежность полученных данных. Если же рассматривать АММ электрона с точки зрения выхода на уровни  $10^{-11}$  и  $10^{-12}$  относительной ошибки в определении  $\alpha^{-1}$ , то перспективы в первом случае вроде неплохие, а во втором довольно туманные. В теоретическом плане здесь необходимо, проделав огромную вычислительную работу, добиться прежде всего гораздо более точного знания множителя  $A_4$ , а в эмпирическом плане – уменьшить на один-два порядка погрешность измерения  $a_e$ . Обе задачи представляются труднодостижимыми, так что уровень точности 0,01 ppb и выше возможно удастся достичь другими методами. Следует обратить также внимание на малость суммарного вклада не-КЭД-поправок сравнительно с остальными членами в формуле (7.11.8). Отсюда следует, что теория АММ электрона может

стать пробным камнем для тестирования стандартной модели лишь на пятом –  $(\alpha/\pi)^5 \sim 10^{-14}$  уровне приближения теории возмущений КЭД, требующем вычисления огромного количества фейнмановских диаграмм.

До сих пор речь в этом разделе шла об определении постоянной Зоммерфельда посредством теории и эксперимента АММ электрона. Единственное по сути основание для определения  $\alpha^{-1}$  через  $a_e$ , а не наоборот это малость эмпирического  $\Delta a_e/a_e$  по сравнению с  $\Delta\alpha/\alpha$ . Если удастся определить постоянную  $\alpha^{-1}$  другим независимым способом с погрешностью меньшей погрешности эмпирического измерения АММ электрона, функция и независимая переменная в формуле (7.11.8) поменяются местами и перед нами будет равенство для вычисления  $a_e$  через  $\alpha^{-1}$ ; лишь в том, понятно, случае если наконец удастся надежно вычислить множитель  $A_4$ . Независимого способа измерить константу  $\alpha^{-1}$  с необходимой точностью пока нет и неизвестно, появится ли такая возможность в обозримом будущем. Но в нашем распоряжении есть еще полученное в разделе 3.11 [уравнение](#), границы точности которой, если таковые имеются, четко не обозначены. Есть следовательно возможность определить само  $A_4$  посредством указанного значения и взвешенного среднего АММ электрона [[Fundamental Physical Constants](#)]. По формуле (7.11.8) прогнозируется число

$$A_4 = -1,794(26) \tag{7.11.19}$$

и это можно считать тестом на проверку верности или границы применимости теоретического значения постоянной  $\alpha^{-1}$ .

## 7.12. Аномальный магнитный момент мюона

Формула, обеспечивающая не вполне быть может надежное, но наиболее точное значение постоянной  $\alpha^{-1}$  и не дающая вместе с тем ясного ответа на некоторые важные вопросы, дополняется родственной формулой, которая для точного определения  $\alpha^{-1}$  пока мало пригодна, зато она в принципе способна внести определенную ясность в те самые вопросы. В свое время представитель семейства лептонов мюон, по недоразумению называющийся тогда мю-мезоном, считали чем-то вроде массивного электрона и часто задавался вопрос, для чего природе вообще понадобилась такая частица. Но поскольку в своих глубинных проявлениях природа судя по всему всегда следует принципу разумной достаточности, вопрос этот со временем был снят, в частности с появлением таких подтвердившихся позже положений как существование трех поколений лептонов и кварков. Если известный тезис позитивизма “существовать значит быть элементом системы” верен хотя бы отчасти, то можно сказать, что право мюона на существование узаконено системой из 24 фундаментальных фермионов, сопоставляемой с 24 фундаментальными бозонами группы  $SU(5)$  и, отметим снова, подкрепляемой значением  $\cong e^{-48}$  постоянной Ферми в [А-системе](#). Связь между поколениями в семействе лептонов достаточно сильна и общие положения теории аномального магнитного момента электрона относятся в равной мере к мюону и тау-лептону. В частности верна общая [формула \(7.11.4\)](#), определяющая АММ лептона как сумму электромагнитного, адронного и слабого вкладов; справедлива [формула \(7.11.5\)](#), представляющая множители  $a_i^{\text{QED}}$  в виде суммы не зависящих от массы и потому универсальных для всех лептонов множителей  $A_n$  и зависящих от массы и заметно различающихся для различных типов лептонов множителей  $B_n$ ; общими являются и методы вычисления указанных множителей, а также вкладов  $a_i^{\text{had}}$  и  $a_i^{\text{weak}}$ . Разница же в том, что в каждом из трех случаев получаются очень разные (за исключением множителей  $A_n$ ), не совпадающие часто даже по порядку числа. Кроме того относительная доля отдельных вкладов в АММ очень разная у электрона и мюона, так что если  $a_e$  с относительной погрешностью  $\sim 10^{-9}$  может считаться, скажем так, КЭД-величиной, то для  $a_\mu$  относительный вклад не-КЭД-компонентов больше в  $\approx (m_\mu/m_e)^2 \sim 40\,000$  раз, то есть на добрых четыре порядка. В этом собственно говоря один из основных “секретов” мюонной физики, делающий ее перспективной в плане верификации стандартной модели и весьма заманчивой в плане

выхода за рамки СМ, например к высотам ВО с его идеей объединения трех фундаментальных сил природы, “бегущими” константами связи включая постоянную  $\alpha$ . Один из аспектов этой теории, открывающий быть может новую страницу в биографии константы Зоммерфельда, предстоит обсудить ниже в разделе 8.2. Именно поэтому при рассмотрении АММ мюона наибольший для нас интерес представляет вопрос, насколько обоснованно всё чаще, хотя и осторожно высказываемое предположение об ограниченности и недостаточности СМ и необходимости выхода за ее рамки.

Как и для АММ электрона мы приведем наиболее важные и необходимые сведения по теории и эксперименту АММ мюона с последующим анализом степени соответствия между теоретическими выкладками СМ и эмпирическими данными. Предварительно заметим, что события, связанные с АММ мюона, развиваются по драматическому сценарию с труднопредсказуемым финалом. Сперва получение сенсационных результатов, воспринятых многими как “окно в новую физику”, потом доскональный анализ с уточнением имеющихся данных, а в итоге воображаемое окно то больше походит на узкую форточку, то открывается еще шире. Сценарий еще не дописан, и в последующем развитии сюжета роль константы  $\alpha^{-1}$  как основной при сопоставлении теоретических выкладок СМ с эмпирическими данными величины может заметно возрасти. Не менее значительную роль может сыграть формула для константы  $G_F$ : при соблюдении некоторых условий она станет альтернативным способом определения численного значения АММ мюона. Словом, есть веские основания для того чтобы уделить обсуждаемой теме внимание, достойное важности очерчиваемого ею широкого круга вопросов. Для мюонной физики, находящейся на переднем крае научных исследований, характерна быстрая, порой стремительная смена общей картины – исходной базы теоретических и эмпирических данных, приоритетов, оценок, суждений и т.п. Исходя из этого и придерживаясь хронологии событий с неожиданными переходами от одной картины к другой, рассмотрим вкратце и в концептуальном преимущественно плане события лишь последних лет.

Чем массивнее представитель данного семейства, тем как правило сложнее связанные с ним расчеты и ниже их точность. Давать довольно громоздкие выражения для множителей и поправок в формуле для  $a_\mu$ , аналогичные приведенным для  $a_e$ , нет необходимости. Ограничимся поэтому перечислением всех слагаемых в сумме для  $a_\mu$  со ссылками на источники, общим выражением этой суммы и представлением количественных результатов. Подробности можно найти в источниках и обзорной работе [Knecht], откуда взяты многие данные; использованные при этом значения для масс и отношений масс лептонов и постоянной Ферми или совпадают или так мало отличаются от согласованных значений, что на конечные числовые данные это практически не влияет. Результаты вычислений множителей типа  $B_n$  даны в таблице.

Таблица 7.12.1

Значения множителей типа  $B_2$  и  $B_3$  для АММ мюона

| Множитель                | Значение          | Источники   |
|--------------------------|-------------------|---|
| $B_2(\mu; e)$            | 1,094 258 300(38) | [Suura and Wichmann; Peterman, 1957a; Elend; Samuel and Li 1991; 1992; 1993]                                  |
| $B_2(\mu; \tau)$         | 0,000 078 064(25) |   |
| $B_3^{VP}(\mu; e)$       | 1,920 455 1(2)    | [Laporta; Laporta and Remiddi 1993; Lautrup and Rafael 1968; 1970; Lautrup; Lautrup, Peterman, and de Rafael] |
| $B_3^{VP}(\mu; \tau)$    | -0,001 782 3(5)   |   |
| $B_3^{LL}(\mu; e)$       | 20,947 924 7(7)   | [Aldins et al. 1970]  |
| $B_3^{LL}(\mu; \tau)$    | 0,002 142 9(7)    |   |
| $B_3^{VP}(\mu; e, \tau)$ | 0,000 527 7(2)    | [Samuel and Li 1991; 1992; 1993; Laporta; Krause]   |

Все эти множители заметно больше аналогичных множителей для  $a_e$ . Добавим, что в отличие от АММ электрона есть первые и пока еще очень неточные данные относительно коэффициента, стоящего перед  $(\alpha/\pi)^5$ . Суммирование по формуле (7.11.5) всех данных, см. [Knecht; Nyffeler], дало выражение

$$a_\mu^{\text{QED}} = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\pi} + 0,765\,857\,399(45) \frac{\alpha^2}{\pi^2} + 24,050\,5095(23) \frac{\alpha^3}{\pi^3} + 125,08(41) \frac{\alpha^4}{\pi^4} + 930(170) \frac{\alpha^5}{\pi^5} \quad (7.12.1)$$

Выражение для КЭД-составляющей АММ мюона ничем не хуже аналогичного выражения для АММ электрона и даже содержит вычисленный с небольшой правдой точностью множитель при члене пятого порядка малости. Но это лишь часть общей формулы, вся соль которой в значительности электрослабого и особенно адронного вкладов. Подстановка в данное выражение значения (7.11.11) для константы  $\alpha^{-1}$ , которое, мы знаем, до недавнего времени широко использовалось вместо непопулярного в лептонной физике  $\alpha^{-1}(98)$ , приводила к значению

$$a_\mu^{\text{QED}} = 0,001\,165\,847\,035(28) \quad (0,024 \text{ ppm}) \quad (7.12.2)$$

для КЭД-составляющей АММ мюона. Оно отличается от экспериментального среднего  $a_\mu^{\text{эксп}} = 0,001\,165\,920\,3(8)$  уже в пятой значащей цифре. Для сравнения: разность  $a_\mu^{\text{эксп}} - a_\mu^{\text{QED}} \approx 7,3 \cdot 10^{-8}$  больше соответствующей разницы для электрона в

$$7,3 \cdot 10^{-8} / 1,7 \cdot 10^{-12} \approx 43\,000 \approx (m_\mu/m_e)^2$$

раз, о чем говорилось выше и в чем теперь можно убедиться на конкретных числах.

Адронный вклад можно записать в виде суммы

$$a_\mu^{\text{had}} = a_\mu^{\text{hvp}1} + a_\mu^{\text{hvp}2} + a_\mu^{\text{hLL}} \quad (7.12.3)$$

где первые два слагаемых относятся к адронной поляризации вакуума порядка  $\alpha^2$  и  $\alpha^3$  соответственно, а третье слагаемое к фотон-фотонному рассеянию. Есть два способа определения вклада  $a_\mu^{\text{hvp}1}$  – один из распада  $e^+e^- \rightarrow$  адроны, другой же с добавлением  $\tau$ -распада или просто из распада  $\tau \rightarrow$  адроны. Если пока только для иллюстрации взять из более чем дюжины результатов достаточно часто употребляемые данные [Jegerlehner 2003; Davier et al. 2003; Nagiwarara et al. 2003], см. также [Knecht], увидим довольно любопытную картину:

$$a_\mu^{\text{hvp}1}(e^+e^-) = 6838(75) \cdot 10^{-11} \quad (7.12.4)$$

$$a_\mu^{\text{hvp}1}(\tau, e^+e^-) = 7090(59) \cdot 10^{-11} \quad (7.12.5)$$

Сразу видно, что эти данные, если только можно положиться на их надежность, явно несовместимы (разница  $\approx 2,5 \cdot 10^{-9}$ , отклонение  $3,36\sigma$ ), поэтому при подведении суммарного итога нужно будет учесть оба альтернативных значения.

Вычисление [Calmet et al. 1976; 1977; Krause] слагаемого  $a_\mu^{\text{hvp}2}$  приводит к значительно меньшему вкладу

$$a_\mu^{\text{hvp}2} = -101(6) \cdot 10^{-11} \quad (7.12.6)$$

а вклад фотон-фотонного рассеяния и того меньше, например в работах [Kinoshita, Nizic, Okamoto; Bijnens et al.; Hayakawa et al. 1995; 1996; Knecht and Nyffeler]

$$a_\mu^{\text{hLL}} = 8(4) \cdot 10^{-10} \quad (7.12.7)$$

Складывая все три адронных вклада в двух вариантах, имеем:

$$a_\mu^{\text{had}}(e^+e^-) = 6,817(121) \cdot 10^{-8} \quad (7.12.8)$$

$$a_\mu^{\text{had}}(\tau, e^+e^-) = 7,069(105) \cdot 10^{-8} \quad (7.12.9)$$

Остается учесть вклад электрослабого взаимодействия, который как и для АММ электрона значительно меньше адронного. Снова имеем сумму из трех слагаемых:

$$a_{\mu}^{\text{EW}} = a_{\mu}^{\text{W}(1)} + a_{\mu}^{\text{EW}(2);f} + a_{\mu}^{\text{EW}(2);b} \quad (7.12.10)$$

где через  $a_{\mu}^{\text{W}(1)}$  обозначен вклад однопетлевого уровня, а два других слагаемых относятся соответственно к вкладу с замкнутыми фермионными петлями и ко всем остальным двухпетлевым вкладам. Не вникая более в какие-либо детали, приведем мало отличающийся от других конечный результат [Czarnecki, Marciano and Vainshtein] для всего электрослабого вклада

$$a_{\mu}^{\text{EW}} = 15,4(3) \cdot 10^{-10} \quad (7.12.11)$$

– он оказался почти в пять раз меньше адронного.

Таким образом, налицо все компоненты формулы для АММ мюона, которая в принятых обозначениях схематически записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} a_{\mu} = & A_1 \cdot (\alpha/\pi) + [A_2 + B_2(\mu;e) + B_2(\mu;\tau)] \cdot (\alpha/\pi)^2 + [A_3 + B_3^{\text{vp}}(\mu;e) + B_3^{\text{vp}}(\mu;\tau) + B_3^{\text{LL}}(\mu;e) + \\ & B_3^{\text{LL}}(\mu;\tau) + B_3^{\text{vp}}(\mu;e,\tau)] \cdot (\alpha/\pi)^3 + (A_4 + B_4) \cdot (\alpha/\pi)^4 + (A_5 + B_5) \cdot (\alpha/\pi)^5 + \\ & (a_{\mu}^{\text{hvp}1} + a_{\mu}^{\text{hvp}2} + a_{\mu}^{\text{hLL}}) + (a_{\mu}^{\text{W}(1)} + a_{\mu}^{\text{EW}(2);f} + a_{\mu}^{\text{EW}(2);b}) \end{aligned} \quad (7.12.12)$$

Подстановкой известных множителей и вкладов в двух указанных вариантах получаются числовые значения, по одной из распространенных в недалеком прошлом версий, см. например [Nyffeler], это

$$a_{\mu}^{\text{SM}}(e^+e^-) = (11\,659\,167,5 \pm 7,5 \pm 4,0 \pm 0,35) \cdot 10^{-10} \quad (7.12.13)$$

$$a_{\mu}^{\text{SM}}(\tau) = (11\,659\,192,7 \pm 5,9 \pm 4,0 \pm 0,35) \cdot 10^{-10} \quad (7.12.14)$$

где первая погрешность связана с адронной поляризацией вакуума, вторая с адронным фотон-фотонным рассеянием, а третья с КЭД и слабой поправками. Сравнение с повсеместно принятым в то время экспериментальным средним  $(11\,659\,203 \pm 8) \cdot 10^{-10}$  дает

$$a_{\mu}^{\text{эк}} - a_{\mu}^{\text{SM}}(e^+e^-) = 35,5(11,7) \cdot 10^{-10} \quad 3,0\sigma \quad (7.12.15)$$

$$a_{\mu}^{\text{эк}} - a_{\mu}^{\text{SM}}(\tau) = 10,3(10,7) \cdot 10^{-10} \quad 1,0\sigma \quad (7.12.16)$$

Отклонение в  $3\sigma$  довольно велико и трудно не увидеть в этом указание на необходимость выйти за ставшие слишком узкими рамки стандартной модели в сторону “новой физики”, в частности суперсимметрии. Многие однако нашли подобное заключение поспешным и вполне резонно призывали дожидаться новых исследований и более точных оценок. Тем более что были и другие варианты сравнения теоретического результата с экспериментальными, см. [Davier and Höcker; Trocöniz and Ynduráin; Narison 2001; 2002], в какой-то мере снимающие противоречие между ними. Кроме того устранение ошибки в результате для  $a_{\mu}^{\text{hvp}1}(e^+e^-)$ , определившем значение (7.12.13), привело к уменьшению критического отклонения в  $3\sigma$  до менее чем  $2\sigma$ , см. [Knecht; Nyffeler].

Даже из такого фрагментарного представления имеющихся к началу 2004 года результатов ясно видно, что проблема несогласованности теоретических прогнозов и эмпирических результатов, как и получаемых двумя различными способами эмпирических данных, существует и может быть даже включена в список приоритетных направлений физического исследования. Вместе с тем на основе имевшихся тогда данных практически невозможно было объективно и если не однозначно, то хотя бы с определенной долей уверенности говорить о недостатках стандартной модели, выявляемых в первую очередь изучением АММ мюона. Определенные коррективы в общую оценку ситуации внесло появление свежих числовых данных, связанных с теоретическим уточнением электромагнитного вклада, увеличивающим значение  $a_{\mu}^{\text{QED}}$  на  $13,6 \cdot 10^{-11}$  [Kinoshita and Nio 2004], и особенно с прецизионным измерением АММ отрицательного мюона [Bennett et al. 2004]



$$a_{\mu^-}^{\text{эксп}} = 11\,659\,214(8)(3) \cdot 10^{-10} \quad (0,7 \text{ ppm}) \quad (7.12.17)$$

приводящим к новому значению мирового взвешенного среднего

$$\bar{a}_{\mu}(2004) = 11\,659\,208,0(6,3) \cdot 10^{-10} \quad (0,54 \text{ ppm}) \quad (7.12.18)$$

Формула для  $a_{\mu}^{\text{QED}}$  по-прежнему обновляется и можно полагать, что уже в недалеком будущем погрешность теоретического определения электромагнитного вклада будет доведена до желаемого стандартного уровня  $\sim 1$  ppb в основном за счет уточнения стоящих перед  $(\alpha/\pi)^3$  и  $(\alpha/\pi)^4$  множителей. Это в свою очередь при наличии прочих условий позволит верифицировать некоторые положения, касающиеся АММ мюона, констант  $\alpha^{-1}$  и  $G_{\text{FA}}$ , о чем будет сказано чуть позже. Достаточно полная динамика наиболее важных изменений последних лет и соответствующие оценки степени соответствия между эмпирическим и теоретическими значениями  $a_{\mu}$  показаны в трех взаимодополняющих таблицах. Цифрами для удобства обозначены следующие работы: 1 – [Rafael], 2 – [Davier *et al.* 2003; 2003a], 3 – [Nyffeler], 4 – [Davier *et al.* 2004], 5 – [Bennett *et al.* 2004]. Под номерами 6–9 показаны данные наших вычислений с использованием новейшего результата (7.12.17), уточненного значения  $a_{\mu}^{\text{QED}}$ , а также взятых из [Knecht; Kinoshita and Nio 2004] взвешенных средних тринадцати данных для  $a_{\mu}^{\text{had}}(e^+e^-)$  и шести для  $a_{\mu}^{\text{had}}(\tau, e^+e^-)$ . Остальные три вклада относительно невелики, а имеющиеся для двух из них данные мало отличаются друг от друга; взвешенное среднее для  $a_{\mu}^{\text{hvp}^2}$  получено из измерений [Hagiwara *et al.* 2004; Krause], а для  $a_{\mu}^{\text{EW}}$  из последних измерений [Knecht *et al.*; Czarnecki, Marciano and Vainshtein]. Серьезные трудности, способные повлиять на конечные оценки, возникли с определением адронного вклада  $a_{\mu}^{\text{hLL}}$ . Недавнее вычисление [Melnikov and Vainshtein]

$$a_{\mu}^{\text{hLL}} = 13,6(25) \cdot 10^{-10} \quad (7.12.19)$$

нуждающееся правда в независимом подтверждении, плохо согласуется с ранее общепринятым (7.12.7), поэтому не отдавая предпочтение ни тому ни другому, придется в конечных расчетах наряду с  $8,6(3,5) \cdot 10^{-10}$  [Davier *et al.* 2003] учесть альтернативное значение, как и взвешенное среднее

$$a_{\mu}^{\text{hLL}} = 11,1(1,8) \cdot 10^{-10} \quad (7.12.20)$$

обоих результатов, см. также [Bijnens and Prades]. В номере 6 кроме указанных средних значений использовано (не пользуясь надо сказать особой популярностью) согласованное значение  $a_{\mu}(2002)$ , а новейшие данные включая последнее измерение (7.12.17) и мировое среднее (7.12.18) показаны в последних трех номерах. Заметим также, что если в работах под номерами 1–5 в качестве постоянной  $\alpha^{-1}$  брались значения (3.11.4), (3.11.4'), полученные из АММ электрона, то позже при вычислении электромагнитного члена  $a_{\mu}^{\text{QED}}$  использовано значение [Wicht *et al.*]

$$\alpha^{-1}(\text{Cs}) = 137,036\,0003(10) \quad (7,4 \text{ ppb}) \quad (7.12.21)$$

полученное из измерения длины волны  $h/M_{\text{Cs}}$  атома цезия с погрешностью лишь вдвое уступающей погрешности  $\alpha^{-1}(a_c)$ . Можно таким образом сказать, что все важнейшие результаты последних лет достаточно полно и в почти строгой хронологической последовательности приведены в таблицах. Первая таблица дает в единицах  $10^{-10}$  значения различных вкладов в теоретическую сумму для АММ мюона  $a_{\mu}$ ; вторая – получаемые при этом в стандартной модели два варианта значений для  $a_{\mu}$  наряду с экспериментальными мировыми средними и последним прецизионным измерением; третья, сводная таблица для всех рассматриваемых случаев показывает точную числовую оценку отклонений между  $a_{\mu}^{\text{SM}}(e^+e^-)$  и  $a_{\mu}^{\text{SM}}(\tau)$  и отклонений каждого из них от соответствующего эмпирического значения.

Таблица 7.12.2

## Значения различных вкладов в АММ мюона

| N | $a_{\mu}^{\text{QED}}$ | $a_{\mu}^{\text{had}}$     |                               |                         |                        | $a_{\mu}^{\text{weak}}$ |
|---|------------------------|----------------------------|-------------------------------|-------------------------|------------------------|-------------------------|
|   |                        | $a_{\mu}^{\text{hvp}1}(e)$ | $a_{\mu}^{\text{hvp}1}(\tau)$ | $a_{\mu}^{\text{hvp}2}$ | $a_{\mu}^{\text{hLL}}$ |                         |
| 1 | 11 658 470,57(0,29)    | 684,7(7,0)                 | 701,9(6,2)                    | -10,0(0,6)              | 8(4)                   | 15,2(0,1)               |
| 2 | 11 658 470,6(0,3)      | 684,7(7,0)                 | 709,0(5,9)                    | -10,0(0,6)              | 8,6(3,5)               | 15,4(0,22)              |
| 3 | 11 658 470,35(0,28)    | 683,8(7,5)                 | 709,0(5,9)                    | -10,0(0,6)              | 8(4)                   | 15,3(0,2)               |
| 4 | 11 658 470,6(0,3)      | 696,3(7,2)                 | 711,0(5,8)                    | -10,0(0,6)              | 8,6(3,5)               | 15,4(0,22)              |
| 5 | 11 658 470,6(0,3)      | 696,3(7,2)                 | 711,0(5,8)                    | -10,0(0,6)              | 8,6(3,5)               | 15,4(0,22)              |
| 6 | 11 658 471,935(0,14)   | 692,3(2,4)                 | 702,9(2,8)                    | -9,8(0,1)               | 11,1(1,8)              | 15,2(0,09)              |
| 7 | 11 658 471,935(0,14)   | 692,3(2,4)                 | 702,9(2,8)                    | -9,8(0,1)               | 8(4)                   | 15,2(0,09)              |
| 8 | 11 658 471,935(0,14)   | 692,3(2,4)                 | 702,9(2,8)                    | -9,8(0,1)               | 13,6(2,5)              | 15,2(0,09)              |
| 9 | 11 658 471,935(0,14)   | 692,3(2,4)                 | 702,9(2,8)                    | -9,8(0,1)               | 11,1(1,8)              | 15,2(0,09)              |

Таблица 7.12.3

## Экспериментальные и теоретические значения АММ мюона

| N | $\bar{a}_{\mu}^{\text{эксп}}$ и $a_{\mu}^{\text{эксп}}$ | $a_{\mu}^{\text{SM}}(\tau)$ | $a_{\mu}^{\text{SM}}(e^{+}e^{-})$ |
|---|---|-----------------------------|-----------------------------------|
| 1 | 11 659 203(8)   | 11 659 185,7(7,4)           | 11 659 168,5(8,1)                 |
| 2 | 11 659 203(8)   | 11 659 193,6(6,9)           | 11 659 169,3(7,8)                 |
| 3 | 11 659 203(8)   | 11 659 192,7(7,1)           | 11 659 167,5(8,5)                 |
| 4 | 11 659 203(8)   | 11 659 195,6(6,8)           | 11 659 180,9(8,0)                 |
| 5 | 11 659 208(6)   | 11 659 195,6(6,8)           | 11 659 180,9(8,0)                 |
| 6 | 11 659 198,1(6,2)                                       | 11 659 191,3(3,3)           | 11 659 180,7(3,0)                 |
| 7 | 11 659 214(8,5)   | 11 659 188,6(4,9)           | 11 659 178,0(4,7)                 |
| 8 | 11 659 214(8,5)   | 11 659 193,8(3,8)           | 11 659 183,2(3,5)                 |
| 9 | 11 659 2080(63)   | 11 659 191,3(3,3)           | 11 659 180,7(3,0)                 |

Таблица 7.12.4

## Отклонения между теоретическими и между эмпирическими и теоретическими значениями АММ мюона

| N | $a_{\mu}^{\text{SM}}(\tau) - a_{\mu}^{\text{SM}}(e)$ | $a_{\mu}^{\text{эксп}} - a_{\mu}^{\text{SM}}(\tau)$ | $a_{\mu}^{\text{эксп}} - a_{\mu}^{\text{SM}}(e^{+}e^{-})$ |
|---|--|---|---|
| 1 | $17,2 \pm 11,0 (1,6\sigma)$                          | $17,3 \pm 10,9 (1,6\sigma)$                         | $34,5 \pm 11,4 (3,0\sigma)$                               |
| 2 | $24,3 \pm 10,4 (2,3\sigma)$                          | $9,4 \pm 10,5 (0,9\sigma)$                          | $33,7 \pm 11,2 (3,0\sigma)$                               |
| 3 | $25,2 \pm 11,1 (2,3\sigma)$                          | $10,3 \pm 10,7 (1,0\sigma)$                         | $35,5 \pm 11,7 (3,0\sigma)$                               |
| 4 | $14,7 \pm 10,5 (1,4\sigma)$                          | $7,4 \pm 10,5 (0,7\sigma)$                          | $22,1 \pm 11,3 (1,9\sigma)$                               |
| 5 | $14,7 \pm 10,5 (1,4\sigma)$                          | $12,4 \pm 9,1 (1,4\sigma)$                          | $27,1 \pm 10,0 (2,7\sigma)$                               |
| 6 | $10,6 \pm 4,5 (2,4\sigma)$                           | $6,8 \pm 7,0 (1,0\sigma)$                           | $17,4 \pm 6,9 (2,5\sigma)$                                |

|   |                                |                                |                                |
|---|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| 7 | $10,6 \pm 6,8$ (1,6 $\sigma$ ) | $25,4 \pm 9,8$ (2,6 $\sigma$ ) | $36,0 \pm 9,7$ (3,7 $\sigma$ ) |
| 8 | $10,6 \pm 5,2$ (2,0 $\sigma$ ) | $20,2 \pm 9,3$ (2,2 $\sigma$ ) | $30,8 \pm 9,2$ (3,3 $\sigma$ ) |
| 9 | $10,6 \pm 4,5$ (2,4 $\sigma$ ) | $16,7 \pm 6,8$ (2,5 $\sigma$ ) | $27,3 \pm 6,7$ (4,1 $\sigma$ ) |

Анализ этих данных начнем с констатации того, что во всех девяти вариантах поправка  $a_\mu^{\text{hvp1}}(\tau)$  больше  $a_\mu^{\text{hvp1}}(e)$ , а это и есть единственная причина ненулевой разности между значениями  $a_\mu^{\text{SM}}(\tau)$  и  $a_\mu^{\text{SM}}(e^+e^-)$ , неизменно превышающей 1,4 $\sigma$  и в двух случаях включая последний, достигающей солидной величины 2,4 $\sigma$ . Значение безразмерной физической величины типа  $a_\mu$  никак не должно зависеть от способа ее определения и наличие подобных фактов – не что иное как свидетельство несовершенства теории. Вопрос однако в том, насколько достоверны имеющиеся данные и не случится ли так (как было с ГВП), что выявление каких-то других, ранее неизвестных факторов или новые более точные, надежные вычисления и измерения развеют все сомнения и полностью подтвердят суверенный статус стандартной модели. Такие вопросы даже с большей остротой ставятся относительно разницы между эмпирическими данными и теоретическими результатами обоих указанных типов. Разница  $a_\mu^{\text{экс}} - a_\mu^{\text{SM}}(\tau)$ , не очень первоначально заметная, меняясь по нарастающей, превысила рубеж 2,4 $\sigma$  в последних уточненных вариантах, а немалое и вначале отклонение  $a_\mu^{\text{экс}} - a_\mu^{\text{SM}}(e^+e^-)$  достигло уже критического пожалуй уровня 3,3 $\sigma$ –4,1 $\sigma$ . Учитывая числовые сюрпризы, в немалом количестве преподносимые физической теорией и экспериментом, это всё еще нельзя считать окончательным решением вопроса, но очевидно, что идея необходимости выхода за рамки СМ становится в противоположность гипотезе о вариациях константы  $\alpha$  всё более правдоподобной. Наглядное представление о наметившемся несоответствии между экспериментом и двумя теоретическими вариантами дает рисунок из [Bennett et al. 2004], см. также [Bennett et al. 2002; 2002a].

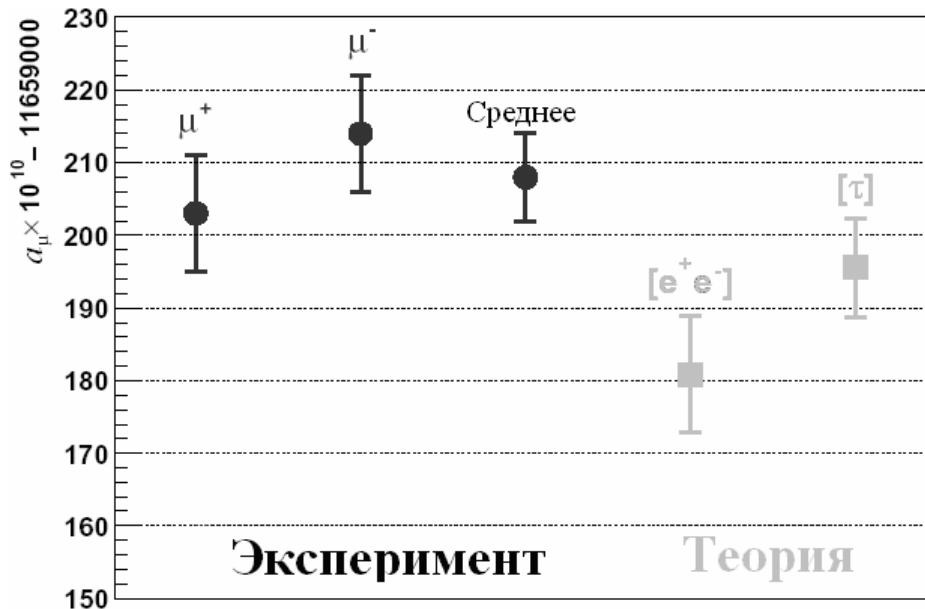
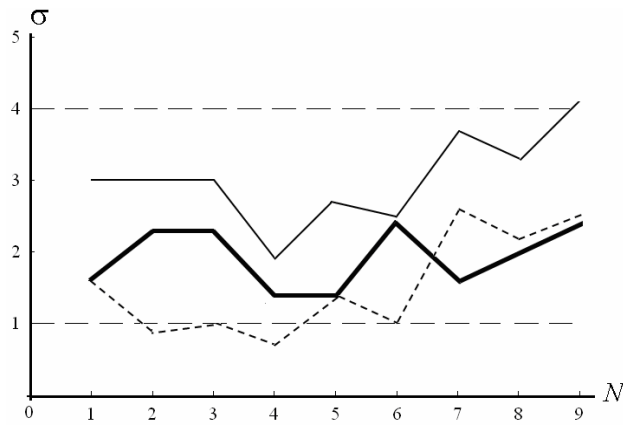


Рис. 7.12.1

Некоторые данные по теории и эксперименту АММ мюона

Чтобы наглядно показать приведенные в сводной таблице 7.12.4 данные, отложим номер исследования по оси абсцисс и отклонение  $\sigma$  по оси ординат. Соединяя точки, получим три ломаные линии: для отклонений  $a_\mu^{\text{SM}}(\tau) - a_\mu^{\text{SM}}(e)$  это жирная, для  $a_\mu^{\text{экс}} - a_\mu^{\text{SM}}(\tau)$  пунктирная и для  $a_\mu^{\text{экс}} - a_\mu^{\text{SM}}(e^+e^-)$  обыкновенная.



**Рис. 7.12.2**

Отклонения  $\sigma$  между теоретическими и между эмпирическими и теоретическими значениями АММ мюона

Нетрудно заметить, что с увеличением номера исследования, то есть с приближением к настоящему времени, все три ломаные уже не выходят за пределы выделенной пунктирными прямыми области  $1 \leq \sigma \leq 4$  и как бы стремятся ввысь – к бóльшим значениям параметра отклонения  $\sigma$ , а значит и к высотам новой физики включая ВО и супергравитацию. Хотя на основе изложенных данных (они уже вскоре несомненно будут дополнены новыми, более точными и надежными эмпирическими измерениями и теоретическими расчетами) недостаточность СМ нельзя считать очевидной, приведенные результаты и динамика их изменения говорят в пользу таких теоретических построений как теория Великого объединения. Здесь это тем более важно, что служит дополнительным стимулом для рассмотрения наряду с прочим константы  $\alpha$  как предельного значения одной из трех основных переменных ВО.

По представленным в первых двух таблицах последним данным погрешность теоретического определения КЭД-составляющей формулы для  $a_\mu$  примерно в 20 раз меньше зависящей от точности вычисления адронного и электрослабого вкладов погрешности формулы в целом и примерно в 40 раз меньше среднего экспериментального значения. Громоздкая формула, где почти за каждым множителем и поправочным членом стоит продолжающийся с неослабным энтузиазмом труд нескольких поколений исследователей, определяет АММ мюона с довольно скромной по нынешним временам точностью 0,3 ppm; примерно такова и точность его эмпирического измерения. Нетрудно поэтому понять тех, кто полагает, что способ вычисления ФП, основанный на ТВ КЭД с добавлением всевозможных поправок, свидетельствует о несовершенстве существующей физической теории, неспособной давать простые решения. Конечно, куда приятнее иметь законченную и компактную, не более чем в полстроки формулу чем потенциально бесконечное, занимающее в полностью развернутом виде не одну страницу выражение. Однако подобное положение вещей – реалия современной физики, а точная компактная формула возможна лишь для крайне ограниченного числа наиболее фундаментальных как правило величин. Вместе с тем отнюдь не исключена возможность существования небольшого количества универсальных поправочных множителей вроде  $R_\mu$  из формулы (3.13.2) для среднего времени жизни мюона, обслуживающих не одну, а целый класс родственных величин. В этой связи вспомним, что  $R_\mu$  использовался в разделе 3.16 при построении формулы для постоянной Ферми, в которой фигурировали и  $a_e$ ,  $a_\mu$ . В сочетании со значением  $G_F = e^{-48}$  была получена формула для  $R_\mu$ , но можно поступить и наоборот: полагая известным значение  $R_\mu$ , получить формулу для отношения  $a_e/a_\mu$ :

$$a_e/a_\mu = \frac{2w^{5/2}}{\pi^5 \alpha^4} R_\mu^{1/4} \cdot e^{-24 + [3\pi - \arctg(2w-1)]9/8} \quad (7.12.22)$$

Если эта формула действительно верна, необходимость в вычислении  $a_\mu$  вообще отпадает, коль скоро известны значения величин, через которые она выражается. Вся тяжесть вычисле-

ний в этом случае ложится на  $a_e$  и  $R_\mu$ . Слишком высокая степень неопределенности значения последней не позволяет делать сейчас достаточно точные прогнозы относительно значения  $a_\mu$ . Если эта неопределенность будет устранена или заметно снижена, тогда относительная ошибка

$$\Delta a_\mu/a_\mu = \Delta a_e/a_e + \Delta R_\mu/4R_\mu + 5\Delta\alpha/\alpha$$

ввиду малости погрешности  $\Delta a_e/a_e$  будет в основном зависеть от точности определения постоянной  $\alpha^{-1}$ . Это означает погрешность  $\approx 0,020$  ppm, то есть близкую к полученной в теоретическом расчете для  $a_\mu^{\text{QED}}$ . А для достижения еще более высокой точности нужно уже независимое не-КЭД-измерение  $\alpha^{-1}$  на уровне менее 1ppb. Что касается перспектив определения самого  $\alpha^{-1}$  посредством  $a_\mu$ , то несмотря на бурный прогресс мюонной физики надежд выйти в обозримом будущем на уровень 1ppb явно мало.

\* \*  
\*

Как мы знаем, экспериментальные и особенно теоретические данные по АММ мюона постоянно обновляются, что создает определенные трудности при их обсуждении. Хотя новейшие – на середину 2008 г. – результаты, полученные с использованием уже значения (7.11.18) для  $\alpha^{-1}(a_e^{\text{QED}})$  [Jegerlehner 2007] по существу ничего не меняют и нового к сказанному выше не добавляют, надо привести некоторые из их хотя бы для полноты (несколько иные значения получены, например, в [Höcker and Marciano; Eidelman; Roberts]).

$$a_\mu^{\text{QED}} = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\pi} + 0,765\,857\,410(26) \frac{\alpha^2}{\pi^2} + 24,050\,509\,65(46) \frac{\alpha^3}{\pi^3} + 130,8105(85) \frac{\alpha^4}{\pi^4} + 663(20) \frac{\alpha^5}{\pi^5}$$

ср. (7.12.1)

$$a_\mu^{\text{QED}} = 0,001\,165\,847\,1811(16)$$

ср. (7.12.2)

$$a_\mu^{\text{had}}(e^+e^-) = 6,921(56) \cdot 10^{-8}$$

ср. (7.12.8)

$$a_\mu^{\text{EW}} = 154(1)(2) \cdot 10^{-11}$$

ср. (7.12.11)

$$a_\mu^{\text{SM}}(e^+e^-) = 116\,591\,786(66) \cdot 10^{-11}$$

ср. (7.12.13)

$$a_\mu^{\text{QED}} - a_\mu^{\text{SM}}(e^+e^-) = 29,4(9,1) \cdot 10^{-10} \quad 3,2\sigma$$

ср. (7.12.15)

### 7.13. Результаты, полученные без использования формул КЭД

Рассмотрение роли константы  $\alpha$  в теории АММ электрона и мюона говорит о настоящей необходимости иметь как можно больше “хороших и разных” измерений постоянной Зоммерфельда. Результатов с погрешностью не превышающей наименьшее  $\Delta\alpha^{-1}(a_e)$  до сих пор нет, но определенный прогресс здесь явно наметился. Исходное соотношение  $\alpha = e^2/\hbar c$ , дополненное реальным учетом имеющихся эмпирических возможностей, позволяет реализовать два эффективных способа теоретико-экспериментального определения  $\alpha^{-1}$ . Проблема “хорошей” теории уже не стоит, поскольку эта формула, частный случай кода  $C_1$  – одного из четырех основных уравнений системы AGECA, не нуждается ни в теории возмущений ни в вычислении регрессирующих в бесконечность радиационных поправок  $\alpha^n$ . Располагая значением постоянной  $c$ , принятым по соглашению за абсолютно точное, остается найти подход к двум другим размерным постоянным. Измерить постоянную Планка и элементарный заряд с высокой точностью не удастся, так что прямой путь к определению постоянной  $\alpha^{-1}$  фактически отрезан и пришлось искать обходные тропы. Доступными они стали лишь с предсказанием [Josephson 1962; 1964] и обнаружением [Anderson, Rowell] эффекта Джозефсона, а затем с открытием квантового эффекта Холла [Klitzing et al.; Tsui et al.].

Обращаясь к содержанию отдельных “проекции” выражения  $e^2/\hbar c$ , точнее к физическому смыслу составленных из констант  $c$ ,  $\hbar$ ,  $e$  комбинаций, напомним, что все допустимые с точки

зрения получения вторичных законов квантования варианты рассмотрены в разделе 3.7 и показаны в таблице 3.7. Формально-содержательный анализ привел тогда к семи возможным вариантам включая комбинацию  $e/\hbar$  с размерностью электрического и магнитного зарядов:

$$[e/\hbar] = [c/e]$$

и  $\hbar/e^2$  с размерностью сопротивления:

$$[\hbar/e^2] = [1/c]$$

Именно эти две непосредственно связанные со вторичными законами квантования комбинации ФФП представляют особый интерес для независимого прецизионного определения константы  $\alpha^{-1}$ . Остается добавить, что безразмерные коэффициенты формул размерностей определяются, как уже не раз отмечалось, физической теорией; кроме того измерения и расчеты проводят здесь с использованием менее универсальной, но для данного случая более удобной системы СИ. В основу реально производимых в этой системе измерений положены:

$2e/h$  эффект Джозефсона

$h/e^2$  квантовый эффект Холла

которые мы сейчас и обсудим по отдельности.

## 7.14. Эффект Джозефсона

Измерением величины  $2e/h$  в эффекте Джозефсона устраняется трудность, связанная при определении числа  $\alpha^{-1}$  с постоянной  $h$ , но сохраняется проблема неудобной постоянной  $e$ . Измерение  $e$  можно свести к измерению более удобных величин, вследствие чего вместо  $\alpha^{-1}(2e/h, e)$  правильнее писать  $\alpha^{-1}(2e/h, R_\infty, \gamma'_p, \mu'_p/\mu_B, \Omega_{ABC}/\Omega_{HBC})$ , где  $\gamma'_p$  гиромангнитное отношение протона в воде,  $\mu'_p/\mu_B$  магнитный момент протона в воде в магнетонах Бора, а  $\Omega_{ABC}/\Omega_{HBC}$  чисто технический параметр, представляющий собой отношение абсолютного ома к стандартному ому Национального бюро стандартов. Для краткости обозначения ограничимся аргументом  $2e/h$ , и хотя нередко основное внимание уделяется гиромангнитному отношению, нам важно подчеркнуть, что в концептуальном плане главное всё-таки эффект Джозефсона и величина  $2e/h$ , имеющая в системе СИ размерность Гц/В и связывающая между собой две удобные для измерения величины – частоту и напряжение. На основе формулы

$$\alpha^{-1}(2e/h) = \sqrt{\frac{c}{4R_\infty \gamma'_p} \frac{2e}{h} \frac{\mu'_p}{\mu_B} \frac{\Omega_{abc}}{\Omega_{HBC}}} \quad (7.14.1)$$

получены следующие результаты:

$$\alpha_{38}^{-1}(2e/h) = 137,036\,08(26) \quad (1,9) \quad \{0,3\} \quad [\text{Taylor et al.; Parker et al.; Finnegan et al.}]$$

$$\alpha_{39}^{-1}(2e/h) = 137,036\,11(21) \quad (1,5) \quad \{0,5\} \quad [\text{Finnegan et al.}]$$

$$\alpha_{40}^{-1}(2e/h) = 137,037\,49(123) \quad (9,0) \quad \{1,2\} \quad \text{анализ данных см. в [Коэн, Тейлор, 289]}$$

$$\alpha_{41}^{-1}(2e/h) = 137,036\,08(75) \quad (5,5) \quad \{0,1\} \quad [\text{там же}]$$

$$\alpha_{42}^{-1}(2e/h) = 137,036\,45(18) \quad (1,3) \quad \{2,5\} \quad [\text{там же}]$$

$$\alpha_{43}^{-1}(2e/h) = 137,035\,91(14) \quad (1,0) \quad \{-0,6\} \quad [\text{там же}]$$

$$\alpha_{44}^{-1}(2e/h) = 137,035\,987(29) \quad (0,21) \quad \{-0,4\} \quad [\text{Olsen, Williams}]$$

$$\alpha_{45}^{-1}(2e/h) = 137,035\,963(15) \quad (0,1) \quad \{-2,4\} \quad [\text{Williams, Olsen}]$$

$$\alpha_{46}^{-1}(2e/h) = 137,035\,9770(77) \quad (0,056) \quad \{-2,9\} \quad [\text{Williams et al.}]$$

|  |
|--|
| $\alpha_{38-46}^{-1}(2e/h) = 137,035\,9755(66) \quad (0,048) \quad \{-3,6\}$ |
|--|

Уже полтора десятилетия формула (7.14.1) фактически не используется для определения  $\alpha^{-1}$  и бывший лидером в конце шестидесятых – начала семидесятых эффект Джозефсона незаметно отодвинулся на второй план. Сегодня наилучший из полученных этим методом результатов с погрешностью в 17 раз превосходящей погрешность  $\alpha_{37}^{-1}(a_e)$  занимает довольно скромное место в списке наилучших достижений всех времен и всеми способами (см. **ниже**). Да и соответствие принятому  $\alpha^{-1}(2002)$  оставляет желать лучшего. Очевидно, что чересчур большое количество подлежащих независимому измерению величин в данном случае – практически непреодолимое препятствие для сверхточного определения  $\alpha^{-1}$ . Открытие закона целочисленного и дробного квантования константы  $h/e^2$ , см. например сборник [**Квантовый эффект Холла**], дает возможность преодолеть это препятствие.

Но прежде приведем хотя бы для справки формулу, содержащую обе  $e$ - $h$ -константы, Джозефсона  $K_J = 2e/h$  и Клитцинга  $R_K = h/e^2$ , под знаком кубического корня:

$$\alpha^{-1}(K_J, R_K) = \left( \frac{K_J R_K}{2\mu_0 R_\infty \gamma'_p} \frac{\mu'_p}{\mu_B} \right)^{1/3} \quad (7.14.2)$$

Такая формула годится больше для определения скажем  $\mu'_p/\mu_B$  через  $\alpha^{-1}$  и остальные величины чем для определения самой постоянной Зоммерфельда. В этом смысле она неконкурентоспособна и практически бесполезна, поскольку трудно поверить в возможность одновременного, независимого и достаточно точного определения сразу трех таких трудных для прецизионного измерения величин как  $2e/h$ ,  $\mu'_p/\mu_B$  и  $\gamma'_p$ .

## 7.15. Квантовый эффект Холла

При рассмотрении **законов квантования**, в частности холловского фундаментального сопротивления – постоянной Клитцинга  $R_K$ , были изложены все важнейшие теоретические положения. Сложностей в понимании здесь нет:  $h/e^2$  не просто комбинация ФП, каким нет числа, но и значимая физическая величина, имеющая к тому же удобное численное значение и подходящую размерность сопротивления, измеряемую (в системе СИ) в омах. В недалеком прошлом (до 1980 г.) о такой величине могли только мечтать, ведь измерение холловского сопротивления почти равноценно прямому измерению самой константы  $\alpha^{-1}$ , см. [**Jeffrey et al. 1997; 1998; Trapon et al.**]. Фактически всё сводится к измерению постоянной Клитцинга в омах, а также определению близкого к единице технического параметра  $K_\Omega = \Omega_{\text{НБС}}/\Omega_{\text{АБС}}$ .  
Формула

$$\alpha^{-1}(h/e^2) = \frac{2R_K}{\mu_0 c} K_\Omega \quad (7.15.1)$$

проще любой другой формулы, используемой для эмпирического определения постоянной Зоммерфельда, поскольку не нужны больше ни вычисления радиационных поправок как в формулах КЭД ни определения вспомогательных величин вроде гиромагнитного отношения как в эффекте Джозефсона. Не случайно за достаточно короткое время были получены результаты, уступавшие тогда по точности лишь наиболее прецизионным  $\alpha^{-1}(a_e)$ :

$$\begin{aligned} \alpha_{47}^{-1}(h/e^2) &= 137,0353(4) & (2,9) & \{-1,7\} & [\text{Klitzing et al.}] \\ \alpha_{48}^{-1}(h/e^2) &= 137,035\,989(30) & (0,22) & \{-0,3\} & [\text{Taylor, Witt}] \\ \alpha_{49}^{-1}(h/e^2) &= 137,035\,950(18) & (0,2) & \{-2,7\} & [\text{Kaminskii et al.}] \\ \alpha_{50}^{-1}(h/e^2) &= 137,035\,9979(33) & (0,024) & \{-0,4\} & [\text{Cage et al.}] \end{aligned}$$

$$\alpha_{51}^{-1}(h/e^2) = 137,036\,0037(27) (0,020) \{1,7\} \quad [\text{Jeffrey et al. 1996}]$$

$$\overline{\alpha}_{47-51}^{-1}(h/e^2) = 137,036\,0006(21) (0,015) \{0,7\}$$

Как видим, взвешенное среднее  $\overline{\alpha}^{-1}(h/e^2)$  с погрешностью в пять раз превосходящей погрешность  $\alpha^{-1}(2002)$  находится в неплохом согласии с последним и значительно хуже ( $1,8\sigma$ ) согласуется с  $\overline{\alpha}^{-1}(a_e)$ , полученным при учете нестандартных  $\alpha_{34}^{-1}(a_e)$ ,  $\alpha_{35}^{-1}(a_e)$ . Это можно расценивать как (пусть косвенное и не окончательное) свидетельство в пользу  $\alpha_{37}^{-1}(a_e)$ , а значит и рекомендованного значения  $\alpha^{-1}(2002)$ .

Разумеется, практически любое современное высокоточное физическое измерение представляет собой целый комплекс процедур, связанных помимо прочего с трудностями чисто технического свойства. А трудности эти порой настолько велики, что могут свести на нет все преимущества теоретического характера, например простоту аналитической формулы. Тем не менее многое говорит о том, что в вопросе определения постоянной  $\alpha^{-1}$  метод, основанный на квантовом эффекте Холла, весьма перспективен, хотя после рекордного [Jeffrey et al. 1996] наступила довольно продолжительная пауза и в списке наилучших результатов  $\alpha_{51}^{-1}$  переместился на строчку вниз. Но не исключено, что в обозримом будущем именно этот метод станет основным, отодвинув на второе место метод, основанный на одновременном измерении величины  $a_e$  и теоретическом вычислении всё новых радиационных поправок в соответствующей формуле.

## 7.16. Комбинированные методы. Длина волны нейтрона и цезия

В завершение нашего обзора кратко обсудим еще несколько результатов, входящих в список наиболее точных значений константы  $\alpha^{-1}$ . Первый из них получен комбинированным методом с использованием теории твердого тела:

$$\alpha_{52}^{-1}(\text{тТ}) = 137,035\,9840(51) (0,037) \{-3,0\} \quad [\text{Williams et al. 1989}]$$

и неважно согласуется с  $\alpha^{-1}(2002)$ . Значительно больший интерес представляют другие результаты, основанные на измерении фундаментальной физической величины – дебройлевской длины волны нейтрона  $\lambda_n = h/m_n c$  (обычно берут  $h/m_n$ ) или цезия  $\lambda_{Cs} = h/m_{Cs} c$ . Для нейтрона

$$\alpha^{-1}(\lambda_n) = \left( \frac{2R_\infty}{c} \frac{m_n}{m_e} \frac{h}{m_n} \right)^{-1/2} \quad (7.16.1)$$

заменив же  $m_n$  на  $m_{Cs}$ , получим формулу для  $\alpha^{-1}(\lambda_{Cs})$ , которую принято записывать в виде

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c} \frac{m_p}{m_e} \frac{m_{Cs}}{m_p} \frac{h}{m_{Cs}} \quad (7.16.2)$$

Метод этот не нов и достаточно эффективен [Weirauch 1975; 1978; Weirauch et al.; Weiss et al.; Krüger et al. 1995; 1998; 1999; Gupta et al.]. Имеющийся на сегодня результат для нейтрона

$$\alpha_{53}^{-1}(\lambda_n) = 137,036\,0108(52) (0,038) \{2,2\} \quad [\text{Krüger et al. 1998; 1999}]$$

это, заметим, уточненный и лишь незначительно подправленный вариант ранее полученного той же группой исследователей и по понятным причинам не включенного нами в основной список

$$\alpha_{53}^{-1'}(\lambda_n) = 137,036\,0105(54) (0,038) \{2,2\} \quad [\text{Krüger et al. 1994}]$$



Он входит, как указывалось, в число наиболее точных измерений, хотя довольно значительно отклоняется от  $\alpha^{-1}(2002)$ . Еще более точный результат с меньшим притом отклонением получен использованием значения дебройлевской длины волны нейтрона в формуле для сверхтонкой структуры мюония [Jungman]. Располагая высокоточным значением отношения  $m_e/m_n$ , записав постоянную Ридберга в виде

$$R_\infty = \frac{\alpha^2 m_e}{2\lambda_n m_n} = \frac{\alpha^2 c m_n m_e}{2 h m_n}$$

и подставив это выражение в формулу (7.8.6), приходим к (содержащей искомую величину в удобной с точки зрения минимизации погрешности четвертой степени) зависимости  $\nu_{\text{hfs}}(\mu^+ e^-) \sim \alpha^4/\lambda_e$ , где  $\lambda_e = \lambda_n/(m_n/m_e)$ . Полученное комбинированием двух методов значение

$$\alpha_{54}^{-1}(\mu^+ e^- \lambda_e) = 137,036\,0047(48) \quad (0,035) \quad \{1,2\} \quad \text{[Jungman]}$$

которое для краткости обозначим через  $(\alpha^{-1})_{54}(\mu e \lambda)$ , имеет значительно меньшую погрешность чем  $\alpha_{25}^{-1}(\mu^+ e^-)$  и значительно меньшее отклонение от  $\alpha^{-1}(2002)$  чем  $\alpha_{53}^{-1}(\lambda_n)$ . Еще недавно совсем неважно обстояло дело с цезием:

$$\alpha_{55}^{-1}(\lambda_{Cs}) = 137,036\,0876(71) \quad (0,052) \quad \{12,5\} \quad \text{см. [Karshenboim 2002]}$$

Это неплохой по точности, но явно аномальный по согласованности с основными данными результат, свидетельствующий о существовании тогда серьезных проблем с надежностью измерения отношения  $h/m_{Cs}$ , а в меньшей мере и  $h/m_n$ . Но с самого начала было ясно, что если эти трудности удастся преодолеть, а точность измерения длины волны в обоих случаях заметно повысить, то метод определения  $\alpha^{-1}$  путем измерения дебройлевской длины волны сулит многое.

Роль цезия и рубидия в деле прецизионного эмпирического определения  $\alpha^{-1}$  стремительно возрастает. Вообще цезий и рубидий, соответственно 55-ый и 37-ой номера в периодической таблице химических элементов, в одной группе с водородом – любимцы метрологии, поскольку некоторые их физические характеристики оказались в высшей степени подходящими для измерения времени, создания сверхточного эталона частоты. Так, частота  $f_{D_1}$  резонансной линии  $D_1$  цезия измерена на уровне  $10^{-10}$  [Weber and Sansonetti], связанная с этой же линией частота

$$f_{\text{ггс}} = f_{D_1}^2 \cdot h/m_{Cs} c^2$$

– на уровне  $10^{-9}$  [Peters et al.]. Вместе с  $R_\infty$  (погрешность  $\sim 10^{-12}$ ) и отношениями масс  $m_{Cs}/m_p$  (погрешность  $\sim 10^{-10}$ ) [Bradley et al.] и  $m_p/m_e$  ( $\Delta \sim 10^{-10}$ ) [Farnham et al.; Fundamental Physical Constants] имеем в общей сложности пять известных с высокой точностью величин, которые можно использовать для определения  $\alpha^{-1}$ . Идея как и в случае  $\alpha^{-1}(\lambda)$  достаточно проста и заключается в том, чтобы формулу

$$\alpha^{-1} = 2(R_\infty \lambda_e)^{-1/2} \tag{7.16.3}$$

применяемую для получения численного значения  $\lambda_e = h/m_e c$  через  $R_\infty$  и  $\alpha^{-1}$ , представить в виде определяющей  $\alpha^{-1}$  комбинации независимо измеренных величин. Здесь нелишне вспомнить, что именно на основе этой формулы, считая число (3.11.12) точным значением константы Зоммерфельда, было получено значение (3.12.17) для переходного между системами  $\mathbf{A}$  и СГС коэффициента  $l_A$ . Аналогично полагая, что погрешность теоретического определения числа  $(\alpha^{-1})^{\text{теор}} = 137,035\,999\,452\,021\dots$ , если таковая имеется, много меньше погрешности определения постоянной Ридберга, приходим к следующим значениям для комптоновской длины электрона и кванта циркуляции:

$$\tilde{\lambda}_{Ce} = \hbar/m_e c = 2,426\,310\,225\,554(17) \cdot 10^{-10} \text{ см} \quad (6,6 \cdot 10^{-12}) \tag{7.16.4}$$

$$\lambda_{ce} = h/m_e c = 3,861\ 592\ 658\ 715(26) \cdot 10^{-11} \text{ см} \quad (6,6 \cdot 10^{-12}) \quad (7.16.5)$$

$$h/2m_e = \pi \hbar/m_e = 3,636\ 947\ 531\ 948(24) \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \quad (6,6 \cdot 10^{-12}) \quad (7.16.6)$$

$$h/m_e = 2\pi \hbar/m_e = 7,273\ 895\ 063\ 896(48) \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \quad (6,6 \cdot 10^{-12}) \quad (7.16.7)$$

Все эти величины имеют погрешность постоянной Ридберга, которая на три порядка меньше погрешности их согласованных значений и на пять – констант  $\hbar$  и  $m_e$ . Очень часто отношения величин одинаковой или даже разной размерности определяются намного точнее чем каждая из них в отдельности. Например отношения  $m_p/m_e$  и  $m_n/m_e$  измерены с точностью 0,43 ppb и 0,6 ppb соответственно, масса протона в атомных единицах массы известна с точностью 0,13 ppb, масса цезия – 0,2 ppb, электрона – 0,44 ppb, нейтрона – 0,55 ppb, тогда как в единицах системы СГС, то есть в граммах, массы  $m_p$ ,  $m_e$ ,  $m_n$  и сама а.е.м. известны лишь с погрешностью  $\sim 100$  ppb. Точность определения постоянной Планка и некоторых масс по формуле

$$\alpha^{-1}(Cs) = \left( 2R_\infty \frac{2c f_{\text{rec}}}{f_{D_1}^2} \frac{m_{Cs}}{m_p} \frac{m_p}{m_e} \right)^{-1/2} \quad (7.16.8)$$

была бы доведена до уровня нескольких ppb, если бы удалось измерить с такой точностью хотя бы одну из фигурирующих в формуле масс. Но поскольку таких измерений и независимого способа верификации теоретического значения постоянной  $(\alpha^{-1})^{\text{теор}}$  пока нет, эта формула, наряду с аналогичной формулой для рубидия, используется лишь для эмпирического определения константы  $\alpha^{-1}$ .

Полученное еще в конце 90-ых значение

$$\alpha_{56}^{-1}(Cs) = 137,035\ 9924(41) (0,03) \{-1,6\} \quad [\text{Udem et al.}]$$

уступает по точности лишь немногим, но надежность этого результата оставляет желать лучшего. Еще в недалеком прошлом цезиевый метод приводил к непомерно большому значению  $\alpha_{55}^{-1}$  в одном случае и к слишком малому  $\alpha_{56}^{-1}$  в другом. Тем не менее поскольку при измерении частот и отношений масс очень часто достигается высокая точность, последнюю формулу несмотря на обилие в ней независимых параметров никак нельзя было отбросить. Было ясно, что цезиевый метод вполне может составить серьезную конкуренцию методам, основанным на измерении АММ электрона и фундаментального холловского сопротивления. И действительно, небольшое уточнение входящих в формулу (7.16.8) частот и массовых отношений привело к уже знакомому нам из [раздела 7.12](#) значению

$$\alpha_{57}^{-1}(Cs) = 137,036\ 0003(10) \quad (0,0074) \{1,2\} \quad [\text{Wicht et al.}]$$

которое находится в заметно лучшем соответствии с  $\alpha^{-1}(2002)$ , чем предшествующее  $\alpha_{56}^{-1}$ . В еще лучшем соответствии находятся более поздние измерения:

$$\alpha_{58}^{-1}(Cs) = 137,036\ 000\ 00(110) (0,008) \{0,81\} \quad [\text{Clade et al.}]$$

$$\alpha_{59}^{-1}(Rb) = 137,035\ 998\ 78(91) (0,0067) \{0,36\} \quad [\text{Gerginov et al.}]$$

В настоящее время это тройка наиболее точных эмпирических не-КЭД-значений постоянной Зоммерфельда; их погрешность лишь в два раза больше погрешности  $\alpha^{-1}(2002)$  и на порядок больше чем у [наилучшего из  \$\alpha^{-1}\(a\_e\)\$](#) , нуждающегося, мы знаем, в уточнении. В любом случае преимущества не связанного с трудоемким вычислением различных поправок цезиевого метода по сравнению с методом, основанным на определении  $a_e$ , достаточны весомы и не исключено, что со временем этот метод станет основным в определении постоянной  $\alpha$ .

Из-за откровенно “нехорошего”  $\alpha_{55}^{-1}$  взвешенное среднее рубидиевого и четырех цезиевых результатов

$$\overline{\alpha_{55-59}^{-1}}(\text{Cs, Rb}) = 137,036\,000\,04(57) (0,0042) \{1,6\}$$

заметно отклоняется от  $\alpha^{-1}(2002)$ . Для четырех “хороших” значений имеем

$$\overline{\alpha_{56-59}^{-1}}(\text{Cs, Rb}) = 137,035\,999\,47(57) (0,0042) \{0,8\}$$

что намного лучше соотносится с  $\alpha^{-1}(2002)$  и практически совпадает ( $\delta = 0,04$ ) с [теоретическим значением \(3.11.12\)](#).

## 7.17. Общие итоги

Все известные нам данные теперь уже представлены и можно приступить к подведению итогов. Для начала выпишем в наглядной форме все основные уравнения и соотношения (выше они даны как правило в развернутом виде), используемые для теоретико-эмпирического определения постоянной Зоммерфельда. Заметим, что уравнения для  $\alpha^{-1}$  в отличие от соотношений, выражающих ее в явном виде через другие физические величины, содержат множество радиационных поправок, которые сами зависят от  $\alpha$ . А в левой части соотношений помимо “основной” величины, дающей обычно название методу определения  $\alpha^{-1}$ , указаны и все остальные имеющие погрешность величины.

$$\frac{\alpha}{2\pi} + \sum_{n=2}^k a_n \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n + a_e^{\text{had}} + a_e^{\text{weak}} = a_e \quad (7.17.1)$$

$$\alpha^{-1}(R_K, K_\Omega) = \frac{2R_K}{\mu_0 c} K_\Omega \quad (7.17.2)$$

$$\alpha^{-1}(h/m_{\text{Cs}}, m_e/m_{\text{Cs}}, R_\infty) = \sqrt{\frac{m_e/m_{\text{Cs}}}{2R_\infty \lambda_{\text{Cs}}}} \quad (7.17.3)$$

$$\alpha^{-1}(h/m_n, m_e/m_n, R_\infty) = \sqrt{\frac{m_e/m_n}{2R_\infty \lambda_n}} \quad (7.17.4)$$

$$\alpha^{-1}(2e/h, \gamma'_p, \mu'_p/\mu_B, K_\Omega) = \sqrt{\frac{c K_J}{4R_\infty \gamma'_p} \frac{\mu'_p}{\mu_B} K_\Omega^{-1}} \quad (7.17.5)$$

$$\alpha^{-1}(K_J, R_K, \gamma'_p, \mu'_p/\mu_B, R_\infty) = \sqrt[3]{\frac{K_J R_K}{2\mu_0 R_\infty \gamma'_p} \frac{\mu'_p}{\mu_B}} \quad (7.17.6)$$

$$\alpha^{-1}(m_e/m_\mu, a_\mu, v, \Delta v, R_\infty) = \sqrt{\frac{\frac{16c R_\infty}{3} \frac{m_e}{m_\mu} \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu}\right)^{-3} (1 + a_\mu)}{v_{\text{hfs}}^{\text{экср}}(\mu^+ e^-) - \Delta v(\alpha)}} \quad (7.17.7)$$

$$\alpha^{-1}(m_e/m_\mu, \mu_p/\mu_B, v, \Delta v, R_\infty) = \sqrt{\frac{\frac{16c R_\infty}{3} \frac{\mu_\mu}{\mu_B} \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu}\right)^{-3}}{v_{\text{hfs}}^{\text{экср}}(\mu^+ e^-) - \Delta v(\alpha)}} \quad (7.17.7')$$

$$\alpha^{-1}(h/m_e, m_e/m_\mu, v, \Delta v, a_\mu) = \sqrt[4]{\frac{\frac{8c}{3\lambda_e} \frac{m_e}{m_\mu} \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu}\right)^{-3} (1 + a_\mu)}{v_{\text{hfs}}^{\text{экср}}(\mu^+ e^-) - \Delta v(\alpha)}} \quad (7.17.8)$$

$$\alpha^{-1}(h/m_e, m_e/m_\mu, \Delta v, v, \mu_p/\mu_B) = \sqrt[4]{\frac{\frac{8c}{3\lambda_e} \frac{\mu_\mu}{\mu_B} \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu}\right)^{-3}}{v_{\text{hfs}}^{\text{эксп}}(\mu^+ e^-) - \Delta v(\alpha)}} \quad (7.17.8')$$

Имеем в общей сложности одно уравнение в чистом виде – для АММ электрона; четыре варианта для двух формул с зависящими от  $\alpha$ , хоть и без существенного влияния на конечный результат, радиационными поправками  $\Delta v(\alpha)$ ; пять соотношений, устанавливающих прямую связь константы  $\alpha^{-1}$  с другими физическими величинами, а также с отношением абсолютного ома к стандартному ому Национального бюро стандартов. Кстати в трех формулах, содержащих этот сугубо технический параметр, значения всех размерных величин берутся в единицах системы СИ, в остальных же случаях используется как обычно система СГС. Если теперь в каждое из этих десяти равенств подставить современные значения почти двух десятков фигурирующих в них ФП, то во всех без исключения случаях получим числовые интервалы близкие и по значению и по погрешности к  $\alpha^{-1}(2002)$ . Это впрочем говорит не о достоинствах известных методов определения  $\alpha^{-1}$ , а лишь о согласованности списка ФП, во многом основанного как раз на ее принятом значении. Лишь при независимом и более точном измерении каких-то величин может быть достигнут прогресс в определении  $\alpha^{-1}$  и множества других связанных с ней постоянных. А при наблюдаемом разнообразии конкурирующих друг с другом основных способов теоретико-эмпирического определения постоянной Зоммерфельда, при той роли, которую она играет в современной физике, неизбежным видится и скорый прорыв в область более точных значений порядка менее 0,1 ррб.

Большинство полученных с 1989 года до 2005 г. прецизионных данных с наглядным изображением их абсолютных погрешностей, а также с указанием даты и положенного в основу измерения метода показаны ниже с использованием рисунка из [Jungman].

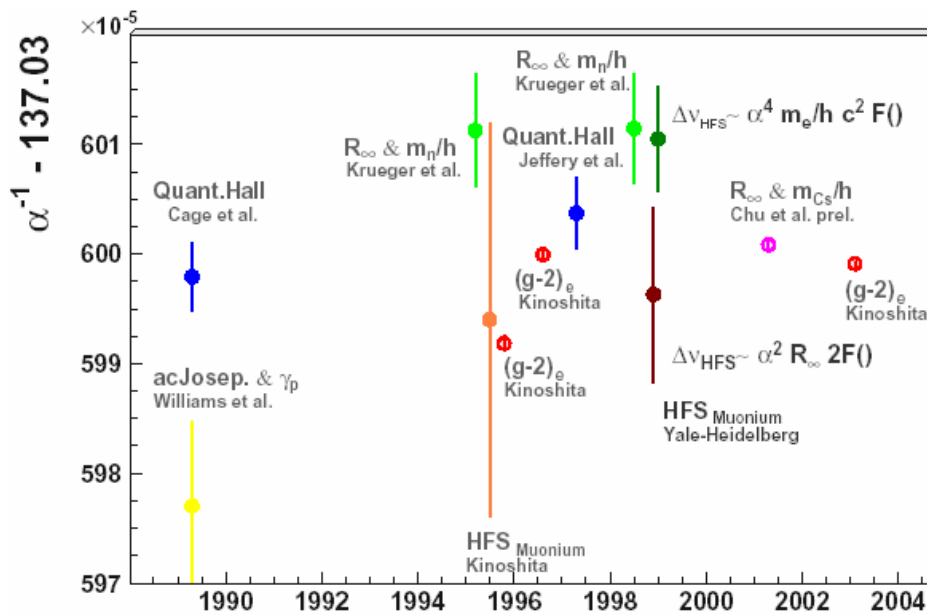


Рис. 7.17.1

Эмпирические данные по  $\alpha^{-1}$ , полученные различными способами

Практически все результаты на рисунке (в хронологическом порядке слева направо) известны читателю из предыдущего: acJoseph. &  $\gamma_p$  это  $\alpha_{46}^{-1}(2e/h)$ , Quant.Hall –  $\alpha_{50}^{-1}(h/e^2)$ ,  $R_\infty \& m_n/h$  –  $\alpha_{53}^{-1}(\lambda_n)$ ,  $\text{HFS}_{\text{Muonium}}$  –  $\alpha_{23}^{-1}(\mu^+ e^-)$ ,  $(g-2)_e$  –  $\alpha_{35}^{-1}(a_e)$ ,  $(g-2)_e$  –  $\alpha_{36}^{-1}(a_e)$ , Quant.Hall –  $\alpha_{51}^{-1}(h/e^2)$ ,  $R_\infty \& m_n/h$  –  $\alpha_{53}^{-1}(\lambda_n)$ ,  $\Delta v_{\text{HFS}} \sim \alpha^2 R_\infty 2F()$   $\text{HFS}_{\text{Muonium}}$  –  $\alpha_{25}^{-1}(\mu^+ e^-)$ ,  $\Delta v_{\text{HFS}} \sim \alpha^4 m_e/hc^2 F()$  –  $\alpha_{54}^{-1}(\mu^+ e^-, \lambda_e)$ ,  $R_\infty \& m_{\text{Cs}}/h$  –  $\alpha_{57}^{-1}(\text{Cs})$ ,  $(g-2)_e$  – результат слегка отличный от  $\alpha_{37}^{-1}(a_e)$

Нетрудно прийти к заключению, что, во-первых, разброс наглядно представленных на рисунке результатов относительно невелик, во-вторых, за последнее десятилетие появилось много новых разнородных прецизионных данных, в-третьих, с 1996 по 2005 г. погрешность определения  $\alpha^{-1}$  практически не изменилась. Но заметим еще раз, что само наличие сразу нескольких перспективных способов определения  $\alpha^{-1}$ , дающих последовательно возрастающую точность – залог того, что этот уровень будет постоянно повышаться.

Итак, в настоящее время, к середине 2008 г. пятнадцать (для полноты охвата) наилучших теоретико-эмпирических значений с указанием абсолютной и относительной погрешностей, отклонения от  $\alpha^{-1}(2002)$  и даты получения выглядит следующим образом:

|    |                                   |                     |            |         |      |
|----|-----------------------------------|---------------------|------------|---------|------|
| 1  | $\alpha^{-1}(a_e^{2006})$         | 137,035 999 068(96) | (0,68 ppb) | {-0,09} | 2006 |
| 2  | $\alpha_{37}^{-1}(a_e)$           | 137,035 999 04(46)  | (3,3 ppb)  | {-0,15} | 2003 |
| 3  | $\alpha_{36}^{-1}(a_e)$           | 137,035 999 93(52)  | (3,8 ppb)  | {1,6}   | 1996 |
| 4  | $\alpha_{35}^{-1}(a_e)$           | 137,035 991 85(70)  | (5,1 ppb)  | {-10,4} | 1995 |
| 5  | $\alpha_{34}^{-1}(a_e)$           | 137,035 992 28(86)  | (6,3 ppb)  | {-7,9}  | 1994 |
| 6  | $\alpha_{59}^{-1}(\text{Rb})$     | 137,035 998 78(91)  | (6,7 ppb)  | {0,36}  | 2006 |
| 7  | $\alpha_{57}^{-1}(\text{Cs})$     | 137,036 0003(10)    | (7,4 ppb)  | {1,2}   | 2002 |
| 8  | $\alpha_{59}^{-1}(\text{Rb})$     | 137,035 998 78(91)  | (0,0067)   | {0,36}  | 2006 |
| 9  | $\alpha_{51}^{-1}(h/e^2)$         | 137,036 0037(27)    | (20 ppb)   | {1,7}   | 1996 |
| 10 | $\alpha_{50}^{-1}(h/e^2)$         | 137,035 9979(33)    | (24 ppb)   | {-0,37} | 1989 |
| 11 | $\alpha_{25}^{-1}(\mu^+ e^-)$     | 137,035 9994(40)    | (29 ppb)   | {0,1}   | 2004 |
| 12 | $\alpha_{56}^{-1}(\text{Cs})$     | 137,035 9924(41)    | (30 ppb)   | {-1,6}  | 1999 |
| 13 | $\alpha_{54}^{-1}(\mu e \lambda)$ | 137,036 0047(48)    | (35 ppb)   | {1,2}   | 2004 |
| 14 | $\alpha_{52}^{-1}(\text{тТ})$     | 137,035 9840(51)    | (37 ppb)   | {-3,0}  | 1989 |
| 15 | $\alpha_{53}^{-1}(\lambda_n)$     | 137,036 0108(52)    | (38 ppb)   | {2,2}   | 1995 |

Список от  $\alpha^{-1}(a_e)$  до  $\alpha^{-1}(\lambda_n)$  содержит результаты, полученные семью относительно независимыми способами определения постоянной Зоммерфельда. Данные, добытые иначе, например один из лидеров конца 80-ых  $\alpha_{46}^{-1}$  из эффекта Джозефсона с погрешностью 56 ppb, в призовой список не вошли, а некоторые методы, как указывалось, для измерения  $\alpha^{-1}$  практически уже не используются. На основе принятых ранее критериев оценки степени отклонения можно утверждать, что из пятнадцати результатов одиннадцать находятся в хорошем или удовлетворительном согласии с  $\alpha^{-1}(2002)$ , два на грани несоответствия, два в полном противоречии.

### Взвешенное среднее

$$\overline{\alpha_{1-57}^{-1}} = 137,035 998 922(90) \quad (0,66 \text{ ppb}) \quad \{-0,4\} \quad (7.17.9)$$

всех шестидесяти приведенных выше результатов, включая наилучшее по погрешности (7.11.18), в пять раз точнее  $\alpha^{-1}(2002)$ . Известно, что паршивые числа портят статистику, а таких здесь всего четыре: практически никак не влияющее из-за своей большой погрешности на конечный результат  $\alpha_{11}^{-1}(\text{H}) - 9,2 \sigma$ ,  $\alpha_{34}^{-1} - 8,7 \sigma$ ,  $\alpha_{35}^{-1} - 11,5 \sigma$ ,  $\alpha_{55}^{-1} - 12,5 \sigma$ . Удалив из списка эти заведомо неприемлемые результаты, а также уточненное в  $\alpha_{37}^{-1}(a_e)$  предшествующее

$\alpha_{36}^{-1}(a_e)$  и нуждающееся в дополнительном подтверждении (7.11.18), окончательно получим в качестве взвешенного среднего для  $\alpha_{(1-59)-11-34-35-36-55}^{-1} = (\overline{\alpha^{-1}})^{\text{эксп}}$  числовой интервал

$$\boxed{(\overline{\alpha^{-1}})^{\text{эксп}} = 137,035\,999\,19(35) \text{ (2,6 ppb)} \quad \{0,17\}} \quad (7.17.10)$$

близкий к  $\alpha^{-1}(2002)$ , но с несколько меньшей погрешностью. Если же исключить все  $\alpha^{-1}(a_e)$ , а также неприемлемые  $\alpha_{11}^{-1}$  и  $\alpha_{55}^{-1}$ , то есть вычислять взвешенное среднее на основе наиболее точных данных, полученных из цезиевого метода, квантового эффекта Холла, комбинированного метода  $\alpha_{32}^{-1}$ , длины волны нейтрона и эффекта Джозефсона – по возрастанию погрешности, то полученное число

$$\overline{\alpha_{(1-59)-a_e-11-55}^{-1}} = 137,035\,999\,39(53) \text{ (3,9 ppb)} \quad \{0,6\} \quad (7.17.11)$$

хорошо согласуется с  $\alpha^{-1}(2002) - 0,6\sigma$ , неплохо с  $\alpha_{37}^{-1}(a_e) - 0,8\sigma$  и очень близко к  $(\alpha^{-1})^{\text{теор}} - 0,11\sigma$ . Объективно результат (7.17.10) как взвешенное среднее всех имеющихся на данный момент “кондиционных” данных предпочтительнее  $\alpha^{-1}(2002)$ , в принципе он мог бы рассматриваться как новое  $\alpha^{-1}(2007)$ , влекущее за собой перекомпоновку всего согласованного списка ФП, однако разница между двумя числами и по значению и по погрешности слишком мала, а главная ситуация со значением (7.11.18) слишком неопределенна чтобы стоило предлагать это всерьез.

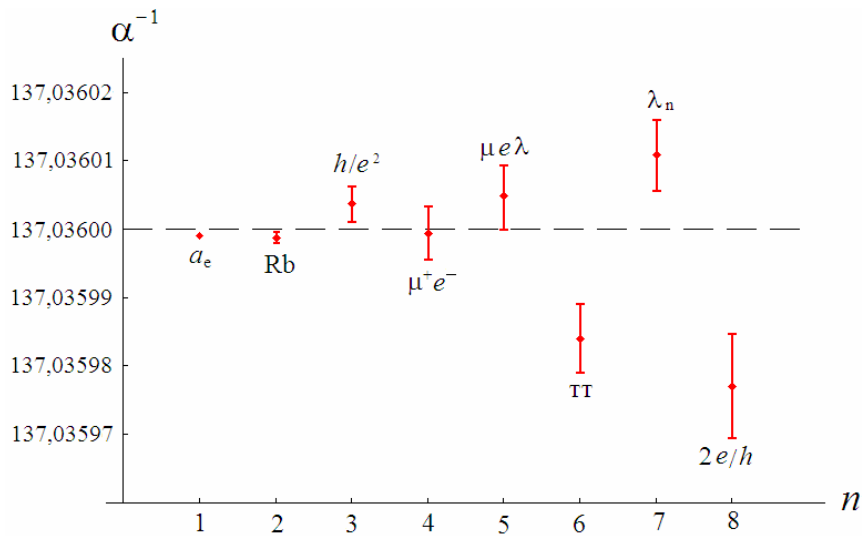


Рис. 7.17.2

Рекорды, полученные восемью способами измерения константы  $\alpha^{-1}$

Исходя из сказанного можно заключить, что серьезных противоречий между независимыми результатами нет, а рекомендованное значение  $\alpha^{-1}(2002)$  надежнее предыдущего. Об этом удобно судить по рисунку, показывающему (с указанием среднего значения и интервала абсолютной погрешности) полученные восемью методами результаты, каждый из которых – наивысшее для данного метода эмпирическое достижение. Интересно, что третий, пятый и седьмой по точности результаты больше отмеченного на рисунке пунктирной линией рационального числа 137,036, а остальные пять меньше. Это и есть конкретная иллюстрация того отмеченного в разделе 7.7 факта, что экспериментально до сих пор не удалось выяснить, какая цифра должна стоять на шестом месте в десятичной записи константы  $\alpha^{-1}$ . И это при том, что уже выписываются 12 знаков, что драматических отклонений здесь нет и все данные укладываются в достаточно узкий интервал шириной  $4,7 \cdot 10^{-5}$ . Относительно небольшой

разброс данных говорит и о том, что согласованное  $\alpha^{-1}(2002)$  действительно было вправе служить ориентиром для математического поиска числа  $\alpha^{-1}$  в главе 3. Точно так же на основе представленных здесь эмпирических данных можно уже уверенно утверждать, что принятое тогда в качестве более грубого и в то же время надежного ориентира простое, легко запоминающееся число

$$\alpha^{-1} = 137,036\,000 \pm 0,000\,004 \quad (0,03) \quad (7.17.12)$$

реально очерчивает границы числового интервала, за пределами которого практически бесполезно искать истинное математическое значение постоянной Зоммерфельда. И ранее служившее ориентиром число 137,036 за последние десятилетия практически не изменилось, но появились нули за шестеркой, см.  $\alpha_{58}^{-1}(\text{Cs})$ , то есть в сотни раз уменьшилась приписываемая ему погрешность.

Об этом свидетельствуют рекомендованные в разные годы, особенно с 1969, значения:

|                     |                    |          |        |                         |
|---------------------|--------------------|----------|--------|-------------------------|
| $\alpha^{-1}(60)$   | 137,0371(5)        | (3,6)    | {2,2}  | [Handbook]              |
| $\alpha^{-1}(63)$   | 137,0388(6)        | (4,4)    | {4,7}  | [Cohen, DuMond]         |
| $\alpha^{-1}(69)$   | 137,036 02(21)     | (1,5)    | {0,1}  | [Taylor <i>et al.</i> ] |
| $\alpha^{-1}(73)$   | 137,036 04(11)     | (0,8)    | {0,37} | [Cohen, Taylor 1973]    |
| $\alpha^{-1}(86)$   | 137,035 9895(61)   | (0,045)  | {-1,6} | [Cohen, Taylor 1986]    |
| $\alpha^{-1}(98)$   | 137,035 999 76(50) | (0,0036) | {1,4}  | [Mohr, Taylor 1999]     |
| $\alpha^{-1}(2002)$ | 137,035 999 11(46) | (0,0033) |        | [Mohr and Taylor 2002]  |

За четыре с половиной десятилетия непрерывной исследовательской работы погрешность теоретико-эмпирического определения постоянной Зоммерфельда уменьшилась более чем в тысячу раз. Учитывая огромную роль, которую  $\alpha^{-1}$  играет в составлении списка согласованных значений ФП, через которые в свою очередь выражается множество других физических величин, можно сказать, что примерно на три порядка повысилась за данный период и точность физического эксперимента в целом. Из ретроспективного сравнения с  $\alpha^{-1}(2002)$  итогов шести предыдущих согласований видно, что в двух случаях соответствие достаточно хорошее, в трех неважное, хоть и не невозможное, а в случае  $\alpha^{-1}(63)$  очень плохое для современной экспериментальной науки. Еще хуже оно для  $\alpha^{-1}(2006)$ , так что зарекаться от подобных промахов в будущем не надо. Сегодня мы имеем достаточно много конкурирующих, взаимодополняющих и взаимокоррелирующих методов, близких по уровню точности; хотя появиться экспериментальный “мутант” может вполне, а вот выжить – едва ли. С ним скорее всего поступят как поступили недавно с  $\alpha_{34}^{-1}(a_e)$  и  $\alpha_{35}^{-1}(a_e)$ , то есть просто не станут ни использовать в расчетах ни учитывать при согласовании. А конкуренция, борьба между различными методами за лидерство всё более обостряется. Из списка пятнадцати лучших результатов видно, что по крайней мере пятью независимыми способами – аномального магнитного момента, дебройлевской длины волны, квантового эффекта Холла, мюониевого и комбинированного – почти с равными шансами на успех и уже в обозримом будущем может быть достигнут уровень  $10^{-11}$  относительной погрешности. Возможно и появление каких-то новых методов высокоточного определения постоянной Зоммерфельда. Что же касается уровня погрешности  $10^{-12}$  и ниже, другими словами повышения точности измерения  $\alpha^{-1}$  в 100 и более раз, то это судя по наблюдаемой последние десятилетия и наглядно отраженной в последнем списке динамике увеличения точности физического эксперимента вопрос более отдаленного будущего. Добавим, что с чисто технической точки зрения каждый метод имеет свои плюсы и минусы, связанные с трудностями измерения той или иной величины. А наблюдаемый не так уж редко прорыв в точности измерения даже теоретически не столь важной величины способен серьезно повлиять на экспериментальный базис, положенный в основу согласования ФП.

Так, существенное повышение точности технического определения  $\alpha$  или заметное уменьшение погрешности определения цезиевой частоты  $f_{\text{гес}}$  позволит совершить резкий скачок в точности определения  $\alpha^{-1}$  и следовательно множества других физических величин. Этим мы завершим обсуждение проблемы теоретико-экспериментального определения константы постоянной Зоммерфельда.

## Литература

- Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. *Квантовая электродинамика*. М.: Наука, 1981
- Ахиезер А.И., Рекало М.П. УФН, 1974, т. 114, с. 487
- Бор Н. *Зоммерфельд и теория атома*. В кн.: Н.Бор. Избр. науч. труды в двух томах, т. II. М.: Наука, 1971, с. 54–55
- Борн М. *Таинственное число 137*. УФН, 1936, т. 16, вып. 6, с. 704
- Бродский С., Дрелл С. *Современный статус квантовой электродинамики*. УФН, 1972, т. 107, с. 57
- Бунге М. *Философия физики*. М.: Прогресс, 1975
- Бьёркен Д.Д., Дрелл С.Д. *Релятивистская квантовая теория*, т. 1–2. М.: Мир, 1978
- Вайнберг С. *Первые три минуты: Современный взгляд на происхождение Вселенной*. М.: Энергоиздат, 1981
- Вейль Г. *Основные черты физического мира. Форма и эволюция*. В кн.: Г.Вейль. Избранные труды. Математика. Теоретическая физика. М.: Наука, 1984, с. 345–360
- Вихман Э. *Квантовая физика (Берклевский курс физики, т. IV)*. М.: Наука, 1977
- Гальцов Д.В. *Постоянная тонкой структуры*. В кн.: Физика макромира. М.: Сов. энцикл., 1980, с. 316
- Девис П. *Случайная Вселенная*. М.: Мир, 1985
- Дирак П.А.М. *Эволюция физической картины природы*. В кн.: Элементарные частицы (Над чем думают физики, вып. 3). М.: Наука, 1965, с. 123–139
- Дрелл С. *Квантовая электродинамика и эксперимент*. УФН, 1980, т. 130, с. 507
- Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. *Физика и космология*. В кн.: Астрономия. Методология. Мировоззрение. М.: Наука, 1979, с. 121–136
- Зельдович Я.Б., Хлопов М.Ю. УФН, 1981, т. 135, с. 45
- Квантовый эффект Холла* (Новости физики твердого тела, вып. 12). М.: Мир, 1986
- Кеплер И. *О шестиугольных снежинках*. М.: Наука, 1982
- Киносита Т. *Новейшие достижения квантовой электродинамики*. В кн.: Квантовая метрология и фундаментальные константы. М.: Мир, 1986, с. 351–364
- Киттель Ч., Найт В., Рудерман М. *Механика* (Берклевский курс физики, т. I). М.: Наука, 1983
- Компанеец А.С. *Симметрия в микро- и макромире*. М.: Наука, 1978
- Коэн Э. *Определение наилучших значений фундаментальных постоянных*. В кн.: Квантовая метрология и фундаментальные константы. М.: Мир, 1981, с. 122–173
- Коэн Э., Тейлор Б. *Согласование значений фундаментальных констант с помощью метода наименьших квадратов по данным на 1973 г.* Там же, с. 174–350
- Крамаровский Я.М., Чечёв В.П. УФН, 1970, т. 102, с. 141
- Кудрявцев П.С. *Курс истории физики*. М.: Просвещение, 1982
- Мельников В.Н. *Проблемы теории гравитации и элементарных частиц*, вып. 7. М.: Атомиздат, 1976, с. 190
- Станюкович К.П. *Гравитационное поле и элементарные частицы*. М.: Наука, 1965
- Тейлор Б., Лангенберг Д., Паркер У. *Фундаментальные физические постоянные*. УФН, 1971, т. 105, с. 575
- Тонкой структуры постоянная*. В кн.: БСЭ, т.42. М.: Большая сов. энцикл., 1956, с. 623
- Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. *Современная наука о природе. Законы механики* (Фейнмановские лекции по физике, т. 1). М.: Мир, 1977
- Филд Дж., Пикассо Э., Комбли Ф. *Проверка фундаментальных физических теорий в опытах со свободными заряженными лептонами*. УФН, 1979, т. 127, с. 553
- Монография "Фундаментальная теория ЛМФ"  
Глава 7. Великая константа физики



- Шляхтер А.И.** Препринт ЛИЯФ, № 260. Л., 1976
- Шпольский Э.В.** *Атомная физика*, т. 2. М: Наука, 1974
- Эйнштейн А.** *К современному состоянию проблемы излучения*. В кн.: А. Эйнштейн. Собр. науч. трудов, т. III. М.: Наука, 1966, с. 164–179
- Acciarri M.** et al. Phys. Lett. **B434**, 169 (1998)
- Ackerstaff K.** et al. Phys. Lett. **B431**, 188 (1998)
- Aldins J., Brodsky S. J., Dufner A., and Kinoshita T.** Phys. Rev. Lett. **23**, 441 (1970)  
– Phys. Rev. **D1**, 2378 (1970a)
- Anderson P. W.** and **Rowell J. M.** Phys. Rev. Lett. **10**, 230 (1963)
- Ashenfelter T., Mathews G. J., and Olive K. A.** *Chemical Evolution of Mg Isotopes versus the Time Variation of the Fine Structure Constant*. Phys. Rev. Lett. **92**, 041102 (2004)
- Astrophysical Constants and Parameters*. Revised May 2006 by M. A. Dobbs (McGill U), D. E. Groom (LBNL), and D. Scott (UBC). The Review of Particle Physics, 2006 <http://pdg.lbl.gov/2006/reviews/astrophpp.pdf>
- Avelino P. P., Esposito S., Mangano G., Martins C. J., Melchiorri A., Miele G., Pisanti O., Rocha G., and Viana T. P.** Phys. Rev. **D64**, 103505 (2001)  
– *Early-Universe Constraints on a Time-Varying Fine Structure Constant*.  
[arxiv.org/abs/astro-ph/0102144](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0102144), 8 Feb (2001a)
- Bahecall J. N., Sargent W. L., and Schmidt M.** AstroPhys. Journ. **149**, L11 (1967)
- Bahecall J. N.** and **Schmidt M.** Phys. Rev. Lett. **19**, 1294 (1967)
- Bailey J. M.** and **Hughes V. W.** In: Nuclidic Masses, ed. W. H. Johnson. Vienna: Springer-Verlag, 1964, p. 130
- Baird J. C., Branderberger J., Gondaira K. I., and Metcalf H.** Phys. Rev. Lett. **A5**, 564 (1972)
- Bangham M. J.** and **Donaldson R. W.** National Phys. Lab. Rep., Qu 17, 1971
- Banks T., Dine M., and Douglas M.** *Time-Varying and Particle Physics*. Phys. Rev. Lett. **88**, 131301 (2002)
- Barnett M. G., Dick R., and Wunderle K. E.** *Variation of the Fine Structure Constant in QSO Spectra from Coherent Dark Matter Oscillations*. [arXiv:astro-ph/0401278](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0401278), v.1, 15 Jan (2004)
- Barrow J. D.** Phys. Rev. **D35**, 1805 (1987)
- Barrow J. D.** and **Magueijo J.** *Varying-Theories and Solutions to the Cosmological Problems*. Phys. Lett. **B443**, 104 (1998)  
– *Can a Changing Explain the Supernovae Results?* AstroPhys. Journ. **532**(2), L87–L90 (2000)
- Barrow J. D., Magueijo J., and Sandvik H. B.** *A Cosmological Tale of Two Varying Constants*. Phys. Lett. **B541**(3–4), 201 (2002)  
– *Variations of Alpha in Space and Time*. Phys. Rev. **D66**, 043515 (2002a)
- Barrow J. D.** and **Mota D. F.** Class. Quantum Grav. **20**, 1 (2003)
- Battye R. A., Crittendon R., and Weller J.** Phys. Rev. **D63**, 043505 (2001)
- Baum W. A.** and **Florentin-Nielsen R.** AstroPhys. Journ. **209**, 319 (1976)
- Bekenstein J. D.** Phys. Rev. **D15**(6), 1548 (1977)  
– Comments AstroPhys. **8**, 89 (1979)  
– Phys. Rev. **D25**, 1527 (1982)
- Bennett G. W.** et al. *Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.7 ppm*. [arXiv:hep-ex/0208001](http://arxiv.org/abs/hep-ex/0208001), v.2, 13 Aug (2002a)  
– *Measurement of the Negative Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.7 ppm* [arXiv:hep-ex/0401008](http://arxiv.org/abs/hep-ex/0401008), v.3, 21 Feb (2004)
- Bennett G. W.** et al. *Muon g-2 Collaboration*. Phys. Rev. Lett. **89**, 101804 (2002)
- Bergström L., Iguri S., and Rubinstein H.** *Constraints on the Variation of the Fine Structure Constant from Big Bang Nucleosynthesis*. Phys. Rev. **D60**, 045005 (1999)
- Bijnens J., Pallante E., and Prades J.** Nucl. Phys. **B474**, 379 (1996)
- Bijnens J.** and **Prades J.** *Status of the hadronic light-by-light contribution to the muon anomalous magnetic moment*. Acta Physica Polonica B, No 9, v. 38 (2007)

- Bodwin G.T.** and **Yennie D.R.** *Some Recoil Corrections to the Hydrogen Hyperfine Splitting.* Phys. Rev. **D37**(2), 498 (1988)
- Bradley M.P., Porto J.V., Rainville S., Thompson J.K., and Pritchard D.E.** Phys. Rev. Lett. **83**, 4510 (1999)
- Brans C.** and **Dicke R.** Phys. Rev. **124**, 925 (1961)
- Braxmaier C., Pradl O., Müller H., Peters A., Mlynek J., Loriette V., and Schiller S.** Phys. Rev. **D64**, 042001 (2001)
- Brodsky S.J.** and **Kinoshita T.** Phys. Rev. **D3**, 356 (1971)
- Cafo M., Turrini S., and Remiddi E.** Phys. Rev. **D30**, 483 (1984)
- Cage M.E.** et al. *NBS Determination of the Fine-Structure Constant, and of the Quantized Hall Resistance and Josephson Frequency-to-Voltage Quotient in SI Units.* IEEE Trans. Instrum. Meas. **38**(2), 284–289 (1989)
- Calmet J., Narison S., Perrottet M., and de Rafael E.** Phys. Lett. **B61**, 283 (1976)  
– Rev. Mod. Phys. **49**, 21 (1977)
- Calmet J.** and **Perrottet M.** Phys. Rev. **D3**, 3101 (1971)
- Calmet J.** and **Peterman A.** Phys. Lett. **B47**, 369 (1973)
- Cancio P., Minardi F., and Inguscio M.** *Fine-Structure Constant and Precision Laser Spectroscopy of Helium.* In: Proc. of the Intern. School of Physics “Enrico Fermi,” Course CXLVI, Recent Advances in Metrology and Fundamental Constants. T. J. Quinn, S. Leschiutta, and P. Tavella, eds. Amsterdam: IOS Press, p. 217–238 (2001)
- Carilli C.L.** et al. *Astronomical Constraints on the Cosmic Evolution of the Fine Structure Constant and Possible Quantum Dimensions.* Phys. Rev. Lett. **85**(26), 5511 (2000)
- Carlson E.R.** et al. Phys. Rev. Lett. **29**, 1059 (1972)
- Carroll R.** and **Yao Y.P.** Phys. Lett. **B48**, 125 (1974)
- Carter B.** *Large Numbers in AstroPhysics and Cosmology.* Cambridge Preprint, Inst. of Theor. Astronomy, 1968
- Caso C.** et al. (Particle Data Group). *On Number of Light Neutrino Types.* Eur. Phys. Journ. **C3**, 1 (1998)
- Casperson D.E.** et al. Phys. Rev. Lett. **38**, 1504 (1977)
- Castillega J., Livingston D., Sanders A., and Shiner S.** *Precise Measurement of the  $J = 1$  to  $J = 2$  Fine Structure Interval in the  $2^3P$  State of Helium.* Phys. Rev. Lett. **84**(19), 4321 (2000)
- Chand H., Srianand R., Petitjean P., and Aracil B.** *Probing the Cosmological Variation of the Fine-Structure Constant: Results Based on VLT-UVES Sample.* [arXiv:astro-ph/0401094](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0401094), v.1, 8 Jan (2004)  
– *Probing the Time-Variation of the Fine-Structure Constant: Results Based on Si IV Doublets From a UVES Sample.* [arXiv:astro-ph/0408200](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0408200), v.1, 8 Oct (2004a)
- Chand H., Srianand R., Petitjean P., Aracil B., Quast R., and Reimers D.** *On the variation of the fine-structure constant: Very high resolution spectrum of QSO HE 0515–4414.* [arXiv:astro-ph/0601194](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601194), v.1, 10 Jan (2006)
- Chiba T.** *Constancy of the Constants of Nature.* [arXiv:gr-qc/0110118](https://arxiv.org/abs/gr-qc/0110118), v.2, Mar (2002)
- Chitre S.M.** and **Pal Y.** Phys. Rev. Lett. **20**, 278 (1968)
- Cladé P., Mirandes E. de, Cadoret M., Guellati-Khélifa S., Schwob C., Nez F., Julien L., and Biraben F.** Phys. Rev. Lett. **96**, 033001 (2006)
- Clelland W.E.** et al. Phys. Rev. Lett. **13**, 202 (1964)
- Cohen E.R.** and **DuMond J.W.M.** Rev. Mod. Phys. **37**, 537 (1965)
- Cohen E.R.** and **Taylor B.N.** Phys. Chem. Ref. Data **2**, 4 (1973)  
– *The 1986 Adjustment of the Fundamental Constants.* Report of the CODATA Task Group on Fundamental Constants. CODATA Bulletin 63. New York: Pergamon, Elmsford, 1986
- Cosens B.L.** and **Vorburger T.V.** Phys. Rev. **A2**, 16 (1970)  
*Cosmology.* Authors: Carlo Giunti, Marco Laveder, and Sabino Matarrese, 2006. <http://www.nu.to.infn.it/Cosmology/>
- Cowie L.L.** and **Songaila A.** AstroPhys. Journ. **453**, 596 (1995)
- Craig D.N., Hoffman J.I., Law C.A., and Hamer W.J.** Journ. Res. Nat. Bur. Stand. (U.S.), **64A** (Phys. and Chem.) No **5**, 381 (1960)
- Cvitanovic P., Kinoshita T.** Phys. Rev. Lett. **29**, 1534 (1972)
- Czarnecki A., Krause B., and Marciano W.J.** Phys. Rev. Lett. **76**, 3267 (1996)
- Czarnecki A.** and **Marciano W.J.** Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **76**, 245 (1998)

- Czarnecki A., Eidelman S.I., and Karshenboim S.G.** *Muonium Hyperfine Structure and Hadronic Effects*.  
[arXiv:hep-ph/0107327](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0107327), v.1, 31 Jul (2001)
- Czarnecki A., Marciano W.J., and Vainshtein A.** *Phys. Rev.* **D67**, 073006 (2003)
- Damour T. and Dyson F.J.** *The Oklo Bound on the Time Variation of the Fine-Structure Constant Revisited*. *Nucl. Phys.* **B480**, 37–54 (1996)
- Damour T., Piazza F., and Veneziano G.** Preprint [gr-qc/0204094](https://arxiv.org/abs/gr-qc/0204094) (2002)  
 – Preprint [hep-th/0205111](https://arxiv.org/abs/hep-th/0205111), (2002a)
- Damour T. and Polyakov A.M.** *Nucl. Phys.* **B423**, 532–558 (1994)
- Davier M., Eidelman S., Höcker A., and Zhang Z.** *Eur. Phys. Journ.* **C27**, 497 (2003)  
 – *Confronting Spectral Functions from  $e^+e^-$  Annihilation and  $\tau$  Decays: Consequences for the Muon Magnetic Moment*. [arXiv:hep-ph/0208177](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0208177), v.3, 12 Jan (2003a)  
 – *Updated Estimate of the Muon Magnetic Moment Using Revised Results from  $e^+e^-$  Annihilation*.  
[arXiv:hep-ph/0308213](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0308213), v.2, 13 Feb (2004)
- Davier M. and Höcker A.** *Phys. Lett.* **B435**, 427 (1998)
- Davies P.C.W.** *Journ. of Phys.* **A5**, 1296 (1972)
- Davies P.C.W., Davis T.M., and Lineweaver C.H.** *Black Holes Constrain Varying Constants*. *Nature (London)* **418**(6898), 602–603 (2002)
- Dehmelt H.G.** *Invited Talk Presented at Orbis Scientiae*, 1978. Coral Gables, Florida, Jan (1978)
- De Souza M.E.** *An Alternative to the Variation of the Fine Structure Constant*. [arXiv:astro-ph/0301085](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301085), v.1, 6 Jan (2003)
- De Voe R.** et al. *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1779 (1970)
- Dicke R.H.** *Nature* **192**, 440 (1961)  
 – *The Theoretical Significance of Experimental Relativity*. New York: Gordon and Breach, 1964
- Dirac P.A.M.** *Nature* **139**, 323 (1937) (Русский перевод: *Космологические постоянные*. В кн.: Альберт Эйнштейн и теория гравитации. М.: Мир, 1979, с. 538)  
 – *Proc. Roy. Soc.* **A165**, 199 (1938)  
 – *Proc. Roy. Soc.* **A338**, 439 (1974)  
 – *The Relativistic Electron Wave equation*. Preprint KFKI-1977-62. Budapest: Hung. Acad. of Sci. Central Res. Inst. for Phys., 1977, p. 19 (Русский перевод: *Релятивистское волновое уравнение электрона*. УФН, 1979, т. 129, с. 681)
- Drake G.W.F.** *QED Effects in Helium and Comparisons with High Precision Experiment*. *Phys. Scr.* **T95**, 22–31 (2001)  
 – *Review of High Precision Theory and Experiment for Helium*. In: *The Hydrogen Atom: Precision Physics of Simple Atomic Systems*, eds. S.G.Karshenboim, F.S. Pavone, G.F.Bassani, M.Inguscio, and T.W.Hänsch. Berlin: Springer, p. 57–78 (2001a)  
 – *Progress in Helium Fine-Structure Calculations and the Fine-Structure Constant*. *Can. Journ. Phys.* **80**(11), 1195–1212 (2002)
- Drinkwater M.** et al. *MNRAS*, [astro-ph/9711290](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9711290), Nov (1999)
- DuMond J.W.M. and Cohen E.R.** *Rev. Mod. Phys.* **25**, 691 (1953)
- Dvali G. and Zaldarriaga M.** *Changing with Time: Implications for Fifth-Force-Type Experiments and Quintessence*. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 091303 (2002)
- Dyson F.J.** *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1291 (1967)  
 – *The Fundamental Constants and Their Time Variation*. In: *Aspects of Quantum Theory*, eds. A. Salam and E.P. Wigner. Cambridge: Camb. Univ. Press, p. 213–236 (1972)
- Dzuba V.A. and Flambaum V.V.** *Atomic Optical Clocks and Search for Variation of the Fine-Structure Constant*. *Phys. Rev.* **A61**, 034502 (2000)
- Dzuba V.A., Flambaum V.V., and Webb J.K.** *Space-Time Variation of Physical Constants and Relativistic Corrections in Atoms*. *Phys. Rev. Lett.* **82**(5), 888 (1999)  
 – *Calculations of the Relativistic Effects in Many-Electron Atoms and Space-Time Variation of Fundamental Constants*. *Phys. Rev.* **A59**(1), 230 (1999a)
- Eddington A.S.** *Proc. Cam. Phil. Soc.* **27**, 15 (1931)  
 – *Relativity Theory of Protons and Electrons*. Cambridge: Camb. Univ. Press, 1936
- Eidelman S.** *Present status and prospects of  $(g_\mu - 2)/2$* . *Acta Physica Polonica B*, No 11, v. 38 (2007)

- Elend H.H.** Phys. Lett. **20**, 682 (1966); Erratum—ibid. **21**, 720 (1966)
- Ellis J., Karliner M., Samuel M.A., and Steinfelds E.** Preprint [9409376](#),(1994)
- ESO Press Release 05/04, 31 Mar 2004. *New Quasar Studies Keep Fundamental Physical Constant Constant*  
<http://www.eso.org/outreach/press-rel/pr-2004/pr-05-04.html>
- Essen L.** et al. Nature, **229**, 110 (1971)
- Farnham D.L., Van Dyck R.S., and Schwinberg P.B.** Phys. Rev. Lett. **75**, 3598 (1995)
- Favart D.** et al. Phys. Rev. Lett. **27**, 1336 (1971)
- Finnegan T.F., Denenstein A., and Langenberg D.N.** Phys. Rev. Lett. **24**, 738 (1970)
- Fiorentini G. and Ricci B.**  *$\alpha$ : A Constant that is not A Constant?* [astro-ph/0207390](#), v.1, 18 Jul (2002)
- Fischer M.** et al. *New limits on the drift of fundamental constants from laboratory measurements.* Phys. Rev. Lett. **92**, 230802 (2004) <http://arxiv.org/abs/physics/0312086>, v.2, [physics.optics], 4 Jun (2004)
- Flambaum V.V.** *Variation of fundamental constants: theory and observations.* [arXiv:0705.3704](#), v.2 [physics.atom-ph] 21 Jun (2007)
- Flambaum V. and Murphy M.** Phys. Rev. Lett. **82**, 884 (1999); Ibid. p. 888
- Flambaum V.V. and Kozlov M.G.** *Enhanced Sensitivity to the Time Variation of the Fine-Structure Constant and  $m_p/m_e$  in Diatomic Molecules.* Phys. Rev. Lett. **99**, 150801, 4 p. (2007). [arXiv:0704.2301](#),v.2 [astro-ph]
- Flambaum V.V. and Tedesco A.F.** Phys.Rev. C **73**, 055501, 1-9 (2006)
- Fortier T.M.** et al. *Precision Atomic Spectroscopy for Improved Limits on Variation of the Fine Structure Constant and Local Position Invariance.* Phys. Rev. Lett. **98**, 070801, 4 p. (2007)
- Fujii Y.** et al. *The Nuclear Interaction at Oklo 2 Billion Years Ago.* [arXiv:hep-ph/9809549](#), v.2, 4 Jan (2000)
- Fundamental Physical Constants – Extensive Listing* <http://physics.nist.gov/constants>
- Gabrielse G., Hanneke D., Kinoshita T., Nio M., and Odom B.** *New Determination of the Fine Structure Constant from the Electron  $g$  Value and QED.* Phys. Rev. Lett. **97**, 030802 (2006); Erratum—ibid  
[hussle.harvard.edu/~gabrielse/gabrielse/papers/2006/NewFineStructureConstant.pdf](http://hussle.harvard.edu/~gabrielse/gabrielse/papers/2006/NewFineStructureConstant.pdf)
- Gamov G.** Phys. Rev. Lett. **19**, 759 (1967)
- Ganguli S.N.** et al. Phys. Lett. **B74**, 130 (1978)
- George M.C., Lombardi L.D., and Hessels E.A.** *Precision Microwave Measurement of the  $2^3P_1-2^3P_0$  Interval in Atomic Helium: A Determination of the Fine-Structure Constant.* Phys. Rev. Lett. **87**, 173002 (2001)
- Gerginov V., Calkins K., Tanner C. E., McFerran J., Diddams S., Bartels A., and Hollberg L.** Phys. Rev. A **73**, 032504 (2006)
- Gnädig G. and Kuti J.** *Proton Structure and Hyperfine Splitting in the Hydrogen Atom.* Phys. Lett. B **42**(2), 241 (1972)
- Gold R.** Phys. Rev. Lett. **20**, 219 (1968)
- Gould C.R., Sharapov E.I., and Lamoreaux S.K.** *Time-variability of alpha from realistic models of Oklo reactors.*  
[arXiv:nucl-ex/0701019](#), v.2, 30 Apr (2007)
- Groom D.E.** et al. The Eur. Phys. Journ. **C15**, 1 (2000)
- Gross B., Huber A., Niering M., Weitz M., and Hänsch T.W.** *Optical Ramsey Spectroscopy of Atomic Hydrogen.* EuroPhys. Lett. **44**(2), 186 (1998)
- Gupta S., Dieckmann K., Hadzibabic Z., and Pritchard D.E.** *Contrast Interferometry Using Bose–Einstein Condensates to Measure  $h/m$  and Alpha.* Phys. Rev. Lett. **89**, 140401 (2002)
- Hagiwara K.** et al. (*Particle Data Group Collaboration*). Phys. Rev. **D66**, 010001 (2002)
- Hagiwara K., Martin A.D., Nomura D., and Teubner T.** Phys. Lett. **B557**, 69 (2003)  
– *Predictions for  $g-2$  of the Muon and  $\alpha_{QED}(M_Z^2)$ .* [arXiv:hep-ph/0312250](#), v.3, 28 Apr (2004)
- Handbook of Chemistry and Physics*, 41<sup>st</sup> ed., 1959–1960
- Hannestad S.** *Possible Constraints on the Time Variation of the Fine Structure Constant from Cosmic Microwave Background Data.* Phys. Rev. **D60**, 023515 (1999)
- Hayakawa S.** *Atomism and Cosmology.* Progr. Theor. Phys. Suppl., Yukawa 30<sup>th</sup> Anniversary Issue, v. 532 (1965)
- Hayakawa M., Kinoshita T., and Sanda A.I.** Phys. Rev. Lett. **75**, 790 (1995)

- Phys. Rev. **D54**, 3137 (1996)
- Hellwig H.** et al. IEEE Trans. Instrum. and Meas. **IM-19**, 200 (1970)
- Heupel T.** et al. *Hydrogen Atom Interferometer with Short Light Pulses*. EuroPhys. Lett. **57**(2), 158 (2002)
- Hill R.** Phys. Rev. Lett. **86**, 3280 (2001)
- Höcker A.** and **Marciano W.J.** *The Muon Anomalous Magnetic Moment*. Reviews, Tables, and Plots in the 2005 Web Update of Review of Particle Physics, Dec 20 (2005) <http://www-pdg.lbl.gov/2005/reviews/g-2.pdf>
- Holzwarth R., Reichert J., Udem T., and Hänsch T.W.** *Optical Frequency Metrology and its Contribution to the Determination of Fundamental Constants*. In: Atomic Physics 17, AIP Conf. Proc. 551, eds. E. Arimondo, P. De Natale, and M. Inguscio. Melville, New York: Amer. Inst. of Physics, p. 58–72 (2001)
- Horack J.** *Lifting the Veil on Hubble's Constant*. Nasa Science News, 1999  
[http://spacescience.spaceref.com/newhome/headlines/ast25may99\\_2.htm](http://spacescience.spaceref.com/newhome/headlines/ast25may99_2.htm)
- Hori M.** et al. *Sub-ppm Laser Spectroscopy of Antiprotonic Helium and a CPT-Violation Limit on the Antiprotonic Charge and Mass*. Phys. Rev. Lett. **87**, 093401 (2001)
- Huang Q.-G.** and **Li M.** Journ. of High Energy Phys. **5**, 026 (2003)
- Hübner B., Cornaz A., and Kündig W.** Phys. Rev. **D51**, 4005 (1995)
- Huey G., Alexander S., and Pogossian L.** *Quintessence and Variation of the Fine Structure Constant in the Cosmic Microwave Background Radiation*. Phys. Rev. **D65**, 083001 (2002)
- Hughes V.W.** et al. Phys. Rev. Lett. **5**, 63 (1960)
- Hughes V.W.** and **Kinoshita T.** Rev. Mod. Phys. **71**, 133 (1999)
- Ichikawa K.** and **Kawasaki M.** Preprint. [hep-ph/0203006](http://hep-ph/0203006), 2002
- Ichikawa K., Kanzaki T. and Kawasaki M.** *CMB constraints on the simultaneous variation of the fine structure constant and electron mass*. [arXiv:astro-ph/0602577](http://arxiv.org/abs/astro-ph/0602577), v.2, 25 May (2006)
- Inguscio M., Cataliotti F.S., de Natale P.D., Giusfredi G., Marin F., and Pavone F.S.** *Recent Developments in Laser Spectroscopy of Helium*. In: Atomic Physics, 14<sup>th</sup> Intern. Conf. on Atomic Physics, eds. D.J. Wineland, C.E. Wieman, and S.J. Smith. New York: AIP Press, v. **323**, p. 81–101 (1994)
- Inguscio M., Giusfredi G., Pavone F.S., and Prevedelli M.** *The Fine Structure Constant: Laser Spectroscopy of Helium and Electromagnetically Induced Transparency*. Phys. Scr. **T70**, 42–47 (1997)
- Irvine J.M.** Phil. Trans. R. Soc. London **A310**, 239 (1983)  
– Contemp. Phys. **24**, 427 (1983a)
- Ivanchik A.V., Potekhin A.Y., and Varshalovich D.A.** *The Fine-Structure Constant: A New Observational Limit on its Cosmological Variation and Some Theoretical Consequences*. Astron. AstroPhys. **343**(2), 439–445 (1999)
- Ivanchik A.V., Rodriguez E., Petitjean P., and Varshalovich D.** Astron. Lett. **28**, 423 (2002)
- Jarecki J.** and **Herman R.M.** Phys. Rev. Lett. **28**, 199 (1972)
- Jeffrey A.** et al. In: 1996 Conf. on Precision Electromagnetic Measurements. Braunschweig, Germany, 1996
- Jeffery A.-M., Elmquist R.E., Lee L.H., Shields J.Q., and Dziuba R.F.** *NIST Comparison of the Quantized Hall Resistance and the Realization of the SI OHM Through the Calculable Capacitor*. IEEE Trans. Instrum. Meas. **46**(2), 264–268 (1997)
- Jeffery A., Elmquist R.E., Shields J.Q., Lee L.H., Cage M.E., Shields H., and Dziuba R.F.** *Determination of the von Klitzing Constant and the Fine-Structure Constant Through a Comparison of the Quantized Hall Resistance and the Ohm Derived for the NIST Calculable Capacitor*. Metrologia **35**(2), 83–96 (1998)
- Jegerlehner F.** Phys Journ. **G29**, 101 (2003)  
– *Essentials of the muon  $g_\mu - 2$* . Acta Physica Polonica B, No 9, v. 38 (2007). [arXiv:hep-ph/0703125](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0703125), v. 3, 1 Jul (2007)
- Jordan D.J.** *3168 and the Feigenbaum Constant*  
<http://www.geocities.com/davidjayjordan/3168andtheFeigenbaumConstant.html>
- Jordan P.** *Schwerkraft und Weltall*. Braunschweig: Vieweg und Sohn, 1955
- Josephson B.D.** Phys. Lett. **1**, 251 (1962)  
– Rev. Mod. Phys. **36**, 216 (1964)
- Jungmann K.P.** *Past, Present and Future of Muonium*. [arXiv:nucl-ex/0404013](http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0404013), v.1, 8 Apr (2004)
- Kaminskii V. Yu., Kuznetsov V. A., Lebedev S.N.** et al. CPEM'88: Digest Papers, Tokyo, 1988

- Kaplinghat M., Scherrer R.J., and Turner M.S.** *Constraining Variations in the Fine-Structure Constant with the Cosmic Microwave Background*. Phys. Rev. **D60**, 023516 (1999)
- Karplus R. and Kroll N.M.** Phys. Rev. **77**, 536 (1950)
- Karshenboim S.G.** Z. Phys. **D36**, 11 (1996)
- *The Lamb Shift of Hydrogen and Low-Energy Tests of QED*. [arXiv:hep-ph/9411356](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9411356), v.1, 22 Nov (2002)
  - *Simple Atoms, Quantum Electrodynamics and Fundamental Constants*. [arXiv:hep-ph/0305205](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0305205), v.1, 19 May (2003)
  - *Precision physics of simple atoms: QED tests, nuclear structure and fundamental constants*. [arXiv:hep-ph/0509010](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0509010), v.1, 1 Sep (2005)
- Kaufman S.L., Lamb W.E., Lea K.R., and Lewental M.** Phys. Rev. **A5**, 564 (1971)
- Kinoshita T.** In: *New Frontiers in High Energy Physics in Natural Sciences*, v. 14. N.Y.: Plenum Press, p. 127 (1978)
- *Theory of the Anomalous Magnetic Moment of the Electron – Numerical Approach*. In: *Quantum Electrodynamics*, ed. T. Kinoshita. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., p. 218 (1990)
  - *Improved Determination of the Fine Structure Constant Based on the Electron  $g-2$  and Muonium Hyperfine Structure*. IEEE Trans. Instrum. Meas. **44**(2), 498 (1995)
  - *The Fine Structure Constant*. Rep. Prog. Phys. **59**(11), 1459–1492 (1996)
  - Preprint, Conf. on Precision Electromagnetic Meas., CLNS96/1418 (1996a)
- Kinoshita T. and Lindquist W.B.** Phys. Rev. **D27**, 867, 877, 886 (1983)
- Phys. Rev. **D39**, 2407 (1989)
  - Phys. Rev. **D42**, 636 (1990)
- Kinoshita T. and Nio M.** Phys. Rev. Lett. **72**, 3803 (1994)
- Phys. Rev. Lett. **90**, 021803 (2003)
  - *Improved  $\alpha^4$  Term of the Muon Anomalous Magnetic Moment*. [arXiv:hep-ph/0402206](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0402206), v. 2, 23 Mar (2004)
  - Phys. Rev. D **73**, 013003 (2006)
- Kinoshita T., Nizic B., and Okamoto Y.** Phys. Rev. **D31**, 2108 (1985)
- Klitzing K. von, Dorda G. von, and Pepper M.** *New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance*. Phys. Rev. Lett. **45**(6), 494 (1980)
- Knecht M.** *Lectures delivered at the 41 Internationale Universitätswochen für Theoretische Physik*. Schladming, Austria, 22–28 February 2003, Preprint CPT-2003/P.4525
- Knecht M. and Nyffeler A.** Phys. Rev. **D65**, 073034 (2002)
- Knecht M., Peris S., Perrottet M., and de Rafael E.** JHEP **11**, 003 (2002). [arXiv:hep-ph/0205102](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0205102), v.3, 8 Nov (2002)
- Kniehl B. and Penin A.A.** Phys. Rev. Lett. **85**, 5094 (2000)
- Kolb E.W., Perry M.J., and Walker T.P.** Phys. Rev. **D33**, 869 (1986)
- Kostelecky V.A., Lehnert R., and Perry M.J.** *Spacetime-Varying Couplings and Lorentz Violation*. [arxiv:astro-ph/0212003](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0212003), 30 Nov (2002)
- Kponou A., Hughes V.W., Johnson C.E., Lewis S.A., and Pichanick F.M.J.** Phys. Rev. Lett. **26**, 1613 (1971)
- Krause B.** Phys. Lett. **B390**, 392 (1997)
- Krüger E., Nistler W., and Weirauch W.** In: 1994 Conf. on Precision Electromagnetic Measurements. Digest. Boulder, p. 388 (1994)
- *Determination of the Fine-Structure Constant by a Precise Measurement of  $h/m_n$* . Metrologia **32**(2), 117–128 (1995)
  - *Determination of the Fine-Structure Constant by A Precise Measurement of  $h/m_n$ : the Final Result*. Metrologia **35**(3), 203–209 (1998)
  - *Re-evaluation of a Precise Measurement of  $h/m_n$* . Metrologia **36**(2), 147–148 (1999)
- Kühne R.W.** *Time-Varying Fine-Structure Constant Requires Cosmological Constant*. Mod. Phys. Lett. **A14**(27), 1917 (1999)
- Lamoreaux S.K. and Torgerson J.R.** *Neutron Moderation in the Oklo Natural Reactor and the Time Variation of  $\alpha$* . [arXiv:nucl-th/0309048](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0309048), v.3, 24 Mar (2004)
- Landau S., Harai D.D., and Zaldarriaga M.** Phys. Rev. **D63**, 083505 (2001)
- Laporta S.** Nuovo Cimento **106A**, 675 (1993)
- Laporta S. and Remiddi E.** Phys. Lett. **B301**, 440 (1993)

- Phys. Lett. **B379**, 283 (1996)
- Lautrup B.E.** Phys. Lett. **B32**, 627 (1970)
- Lautrup B.E., Peterman A., and de Rafael E.** Nuovo Cimento **1A**, 238 (1971)
- Lautrup B.E. and de Rafael E.** Phys. Rev. **174**, 1835 (1968)  
– Nuovo Cimento **64A**, 322 (1970)
- Lepage G.P.** J. Comput. Phys. **27**, 192 (1978)
- Levine M.J. and Wright J.** Phys. Rev. Lett. **26**, 1351 (1971)  
– Phys. Rev. **D8**, 3171 (1973)
- Levshakov A., Centurión M., Molaro P., D’Odorico S., Reimers D., Quast R., and Pollmann M.** *Most Precise Single Redshift Bound to  $\Delta\alpha/\alpha$* . [arXiv:astro-ph/0511765](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0511765), v.1, 28 Nov (2005)  
– *Most Precise Single Redshift Bound to the Variability of the Fine-Structure Constant*. [arXiv:astro-ph/0512287](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512287), v.1, 12 Dec (2005a)  
– *A new measure of  $\Delta\alpha/\alpha$  at redshift  $z = 1.84$  from very high resolution spectra of Q 1101-264*. Astron. and Astrophys., v. **466**(3), 1077–1082 (2007). [arXiv:astro-ph/0703042](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703042), v.1, 2 Mar (2007)
- Lewis M.L.** In: Proc. of the Fourth Intern. Conf. on At. Phys. New York, p. 105–119, 1975
- Li L.-X. and Gott J.R.** *Inflation in Kaluza–Klein Theory: Relation between the Fine-Structure Constant and the Cosmological Constant*. Phys. Rev. **D58**, 103513 (1998)
- Lindner M., Leich D.A., Borg R.J., Russ G.P., Bazan J.M., Simons D.S., and Date A.R.** Nature (London) **320**, 246 (1986)
- Liu W.** et al. *High Precision Measurements of the Ground State Hyperfine Structure Interval of Muonium and of the Muon Magnetic Moment*. Phys. Rev. Lett. **82**(4), 711 (1999)
- Livingston D., Castilleja J., Sanders A., and Shiner D.** *Work on a Precision Measurement of Helium Fine Structure*. Bull. Am. Phys. Soc. **44**(1), 584–584 (1999)
- Livio M. and Stiavelli M.** *Does the Fine-structure Constant Really Vary in Time?* Astrophys. Journ. **507**(1, part 2), L13–L15 (1998)
- Magueijo J.A., Barrow J.D., and Sandvik H.B.** *Is it  $e$  or is it  $c$ ? Experimental Tests of Varying Alpha*. Phys. Lett. **B549**(3–4), 284 (2002)
- Malaney R.A. and Mathews G.J.** Phys. Rep. **229**, 145 (1993)
- Mariam F.G.** et al. Phys. Rev. Lett. **49**, 993 (1982)
- Marinenko G. and Tailor J.K.** Analyt. Chem. **40**, 1645 (1968)
- Marion H.** et al. *A Search for Variations of Fundamental Constants Using Atomic Fountain Clocks*. [arXiv:Physics/0212112](https://arxiv.org/abs/Physics/0212112), v.1, 16 Dec (2002)
- Martins C.J.A.P., Melchiorri A., Trotta R., Bean R., Rocha G., Avelino P.P., and Viana P.T.B.** *Measuring in the Early Universe: CMB Temperature, Large-Scale Structure, and Fisher Matrix Analysis*. Phys. Rev. **D66**, 023505 (2002)
- Melnikov V.N.** *Gravity as a Key Problem of the Millennium*. [arXiv:gr-qc/0007067](https://arxiv.org/abs/gr-qc/0007067), v.1 (2000)
- Melnikov K. and Vainshtein A.** Phys. Rev. **D70**, 113006 (2004)
- Melnikov K. and Yelkhovsky A.** Phys. Rev. Lett. **86**, 1498 (2001)
- Milne E.A.** Proc. Roy. Soc. **A158**, 324 (1937)
- Minardi F.** et al. Phys. Rev. Lett. **82**, 1112 (1999)
- Misner C.W., Thorne K.S., and Wheeler J.A.** *Gravitation*, v.3. San Francisco: Freeman, 1973
- Mohr P.J. and Taylor B.N.** *CODATA Recommended Values of Fundamental Physical Constants: 1998*. Journ. of Phys. and Chem. Ref. Data, **28**(6) (1999)  
– Rev. Mod. Phys. **72**(2), 351–459 (2000)  
– *CODATA Internationally Recommended Values of Fundamental Physical Constants* <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/>  
– *CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2002*. Rev. Mod. Phys. **77**, 1 (2005) <http://www.ff.oc.uh.cu/fisteo/PhC.pdf>
- Morgenstern R.** Nature **232**, 109 (1971)
- Mota D.F.** *Variations of the Fine Structure Constant in Space and Time*. [arXiv:astro-ph/0401631](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0401631), v.1, 26 Apr (2006)

- Murphy M.T.** *Experimental Evidence for a Varying Fine Structure Constant*, 2003  
[moriond.in2p3.fr/EW/2003/Transparencies/2\\_Monday/2\\_2\\_afternoon/2\\_2\\_6\\_Murphy/M\\_Murphy.pdf](http://moriond.in2p3.fr/EW/2003/Transparencies/2_Monday/2_2_afternoon/2_2_6_Murphy/M_Murphy.pdf)
- Murphy M.T., Webb J.K., Flambaum V.V., Churchill C.W., and Prochaska J.X.** *Possible Evidence for a Variable Fine-Structure Constant from QSO Absorption Lines: Systematic Errors.* *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **327**(4), 1223–1236 (2001)
- Murphy M.T., Webb J.K., Flambaum V.V., Churchill C.W., and Prochaska J.X.** *Possible Evidence for a Variable Fine-Structure Constant from QSO Absorption Lines: Systematic Errors.* *Ibid.* **327**(4), 1223–1236 (2001a)
- Murphy M.T., Webb J.K., Flambaum V.V., and Curran S.J.** *Time Evolution of the Fine Structure Constant.* [arXiv:astro-ph/0209488](http://arXiv:astro-ph/0209488), v.1, 24 Sep (2002)
- Murphy M.T., Webb J.K., and Flambaum V.V.** *MNRAS* **345**, 609 (2003)
- Murphy M.T., Webb J.K., and Flambaum V.V.** *Revision of VLT/UVES constraints on a varying fine-structure constant.* *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **384**, 1053–1062 (2008). [arXiv:astro-ph/0612407](http://arXiv:astro-ph/0612407), v.3, 11 Nov (2007)
- Musser G.** *Sci. Amer.* **10**, (1998)
- Myers E.G. and Tarbutt M.R.** *Measurement of the  $1s2p^3P_0-^3P_1$  Fine-Structure Interval in Heliumlike Magnesium.* *Phys. Rev. A* **61**, 010501 (2000)
- Narison S.** *Phys. Lett.* **B513**, 53 (2001)  
 – Erratum–*ibid.* **B526**, 414 (2002)
- Nilsson T.** *On Time-Variation of the Fundamental Constants*, 2003  
<http://www.teorfys.uu.se/courses/exjobb/varconst.pdf>
- Nollett K.M. and Lopez R.E.** *Primordial Nucleosynthesis with a Varying Fine Structure Constant: An Improved Estimate.* *Phys. Rev. D* **66**, 063507 (2002)
- Nordtvedt K.** *Space-Time Variation of Physical Constants and the Equivalence Principle.* *Int. Journ. Mod. Phys. A* **17**(20), 2711–2715 (2002)
- Nyffeler A.** *Theoretical Status of the Muon  $g-2$ .* [arXiv:hep-ph/0305135](http://arXiv:hep-ph/0305135), v.1, 13 May (2003)
- Oberhummer H., Csóto A., Fairbairn M., Schlattland H., and Sharma M.M.** *Temporal Variation of Coupling Constants and Nucleosynthesis.* [arXiv:astro-ph/0210459](http://arXiv:astro-ph/0210459), v.1, 21 Okt. (2002)
- Odom B., Hanneke D., D’Urso B., and Gabrielse G.** *New Measurement of the Electron Magnetic Moment Using a One-Electron Quantum Cyclotron.* *Phys. Rev. Lett.* **97**, 030801 (2006)
- Ohanian H.C.** *Found. of Phys.* **7**(5/6), 391 (1977)
- Olive K.A. and Pospelov M.** *Evolution of the Fine Structure Constant Driven by Dark Matter and the Cosmological Constant.* *Phys. Rev. D* **65**, 085044 (2002)
- Olive K., Pospelov M., Qian Y.-Z., Coc A., Cassé M., and Vangioni-Flam E.** Preprint [hep-ph/0205269](http://hep-ph/0205269), (2002)
- Olsen P.T. and Williams E.R.** *Determination of the Gyromagnetic Ratio of the Proton Gamma-p.* In: Proc. of the 5<sup>th</sup> Intern. Conference on Atomic Masses and Fundamental Constants, ed. J.H. Sanders and A.H. Wabsta. New York: Plenum Press, 1976
- Overduin J.M. and Wesson P.S.** *Kaluza–Klein Gravity.* *Phys. Rep.* **283**, 303–380 (1997) [gr-qc/9805018]
- Pachucki K.** *Phys. Rev. A* **63**, 042053 (2001)
- Parker W.H., Taylor B.N., and Langenberg D.N.** *Phys. Rev. Lett.* **18**, 287 (1967)
- Particle Data Group*, 2006 <http://www-pdg.lbl.gov/>
- Pastor P.C., Giusfredi G., Minardi F., Pavone F., and Inguscio M.** *Helium Spectroscopy and Fine Structure Constant.* In: *Frontier Tests of QED and Physics of the Vacuum*, eds. E. Zavattini, D. Bakalov, and C. Rizzo. Sofia: Heron Press, p. 333–340 (1998)
- Paterson D., Chantler C.T., Hudson L.T., Serpa F.G., Gillaspay J.D., and Takács E.** *Absolute Test of Quantum Electrodynamics for Helium-Like Vanadium.* In: *The Hydrogen Atom: Precision Physics of Simple Atomic Systems*, eds. S.G. Karshenboim, F.S. Pavone, G.F. Bassani, M. Inguscio, and T.W. Hänsch. Berlin: Springer, p. 699–713 (2001)
- Peik E., Lipphardt B., Schnatz H., Schneider T., Tamm Chr., and Karshenboim S.G.** *New Limit on the Present Temporal Variation of the Fine Structure Constant.* [arXiv:Physics/0402132](http://arXiv:Physics/0402132), v.1, 27 Feb (2004)



- Peterman A.** *Helv. Phys. Acta* **30**, 407 (1957)  
– *Phys. Rev.* **105**, 1931 (1957a)
- Peters A., Chung K.Y., Young B., Hensley J., and Chu S.** *Precision Atom Interferometry*. *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **355**(1733), 2223–2233 (1997)
- Petrov, Yu. V. Nazarov A.I., Onegin M.S., Petrov V. Yu., and Sakhnovsky E.G.** *Natural Nuclear Reactor Oklo and Variation of Fundamental Constants: Computation of Neutronics of Fresh Core*. [arXiv:hep-ph/0506186](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0506186), v.3, 15 Sep (2005)
- Pichanick F.M.J. and Hughes V.W.** *The Fine Structure in the  $2^3P$  State of Helium*. In: *Quantum Electrodynamics*. ed. T. Kinoshita. Singapore: World Scientific, ch. 17, p. 905–936 (1990)
- Potekhin A.Y. and Varshalovich D.A.** *Astron. AstroPhys. Suppl. Ser.* **104**, 89 (1994)
- Prestage J.D., Tjoelker R.L., and Maleki L.** *Atomic Clocks and Variations of the Fine Structure Constant*. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3511 (1995)
- Pritchard D.E., Bradley M.P., Porto J.V., Rainville S., and Thompson J.K.** *Single Ion Mass Spectrometry and the Fine Structure Constant*. In: *Atomic Physics 17*, AIP Conference Proceedings 551, eds. E. Arimondo, P. De Natale, and M. Inguscio. Melville, New York: American Institute of Physics, p. 73–85 (2001)
- Quast R., Reimers D., and Levshakov S.A.** *Probing the Variability of the Fine-Structure Constant with the VLT/UVES*. [arXiv:astro-ph/0311280](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0311280), v.2, 8 Jan (2004)
- Rafael E. de.** *The Muon  $g-2$  Revisited. Invited Talk at the XVI Rencontres de Physique de La Valle d'Aoste*. [arXiv:hep-ph/0208251](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0208251), v.1, 27 Aug (2002)
- Rees M.J., Ruffini R., and Wheeler J.A.** *Black Holes, Gravitational Waves and Cosmology*. New York: Gordon and Breach, 1974
- Reeves H.** *Rev. Mod. Phys.* **66**, 193 (1994)
- Remiddi E. and Sorella S.P.** *Lett. Nuovo Cim.* **44**, 231 (1985)
- Rich A.** *Invited Talk Presented at Orbis Scientiae, 1978*. Coral Gables, Florida, Jan 1978
- Roach T.M., Levy C.M., and Gabrielse G.** *Precision Spectroscopy of Helium for Measurement of the Fine-Structure Constant*. *Bull. Am. Phys. Soc.* **43**(3), 1316–1316 (1998)
- Roberts B. L.** *Muon Physics: A Pillar of the Standard Model*. [arXiv:0704.2394](https://arxiv.org/abs/0704.2394), v. 1 [hep-ex], 18 Apr (2007)
- Robiscoe R. T.** *Phys. Rev. A* **22**, 138 (1971)
- Rubbia A.** *Positronium as a probe for new physics beyond the standart model*. [arXiv:hep-ph/0402151](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0402151), v.1, 13 Feb (2004)
- Samuel M. A. and Li G.** *Phys. Rev. D* **44**, 3935 (1991)  
– *Ibid.* **D46**, 4782 (1992)  
– *Ibid.* **D48**, 1879 (1993), errata.
- Savedoff M.P.** *Nature (London)* **176**, 688 (1956)
- Schwinger J.** *Phys. Rev.* **73**, 416 (1948)  
– *Phys. Rev.* **76**, 790 (1949)  
– *Particles, Sources and Fields*, v. III. New York: Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1989
- Shiner D.L. and Dixson R.** *Measuring the Fine Structure Constant Using Helium Fine Structure*. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44**(2), 518–521 (1995)
- Shiner D.L., Dixson R., and Zhao P.** *Precise Measurement of the Lamb Shift and Fine Structure of the  $2S-2P$  Transition in Triplet Helium*. *Phys. Rev. Lett.* **72**(12), 1802 (1994)
- Shlyakhter A. I.** *Nature (London)* **264**, 340 (1976)
- Shyn T. W., Rebane T., Robiscoe R. T., and Williams W. L.** *Phys. Rev. A* **3**, 116 (1971)
- Sigurdson K., Kurylov A., and Kamionkowski M.** *Spatial Variation of the Fine-Structure Parameter and the Cosmic Microwave Background*. [arXiv:astro-ph/0306372](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0306372), v.2, 20 Nov (2003)
- Sommerfield C.M.** *Phys. Rev.* **107**, 328 (1957)  
– *Ann. Phys. (New York)* **5**, 26 (1958)
- Sortais Y. et al.** *Physica Scripta.* **T95**, 50 (2001)
- Srianand R., Chand H., Petitjean P., and Aracil B.** *Limits on the Time Variation of the Electromagnetic Fine-Structure Constant in the Low Energy Limit from Absorption Lines in the Spectra of Distant Quasars*. [arXiv:astro-ph/0402177](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0402177), v.1, 8 Feb (2004)

- Srianand R., Chand H., Petitjean P., and Aracil B.** Phys. Rev. Lett. **99**, 239002 (2007)
- Stefanescu P.** Constraints on time variation of fine structure constant from WMAP-3yr data. [arXiv:0707.0190](https://arxiv.org/abs/0707.0190), v.1 [astro-ph] 2 Jul 2007
- Stevens G.D., Iu C.H., Bergeman T., Metcalf H.J., Seipp I., Taylor K.T., and Delande D.** *Precision Measurements on Lithium Atoms in an Electric Field Compared with R-Matrix and Other Stark Theories.* Phys. Rev. **A53**(3), 1349 (1996)
- Storry C.H., George M.C., and Hessels E.A.** *Precision Microwave Measurement of the  $2^3P_1-2^3P_2$  Interval in Atomic Helium.* Phys. Rev. Lett. **84**(15), 3274 (2000)
- Suura H. and Wichmann E.** Phys. Rev. **105**, 1930 (1957)
- Taylor B.N., Parker W.H., and Langenberg D.N.** Rev. Mod. Phys. **41**, 375 (1969)
- Taylor B.N. and Witt T.J.** Rapport de la 17<sup>e</sup> Session de BIPM, p. E122 (1986)
- Taylor R.** *Pollock, Mondrian and Nature: Recent Scientific Investigations*  
[http://materialscience.uoregon.edu/taylor/art/Taylorchaos\\_1.pdf](http://materialscience.uoregon.edu/taylor/art/Taylorchaos_1.pdf)
- Tegmark M.** *Is "The Theory of Everything" Merely the Ultimate Ensemble Theory?* Ann. of Phys. **270**, 1–51 (1998)
- Tegmark M. et al.** *Cosmological Parameters from SDSS and WMAP.* [arXiv:astro-ph/0310723](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310723), v.2, 15 Jan (2004)
- Teller E.** Phys. Rev. **73**, 801 (1948)
- Thompson J.K., Howie D.J.H., and Myers E.G.** *Measurements of the  $1s2s^1S_0-1s2p^3P_{1,0}$  Transitions in Heliumlike Nitrogen.* Phys. Rev. **A57**(1), 180 (1998)
- Thompson P.A. et al.** Phys. Rev. **A8**, 86 (1973)
- Torgerson J.R.** Preprint [Physics/0012054](https://arxiv.org/abs/physics/0012054) (2000)
- Trapon G., Thévenot O., Lacueille J.-C., Poirier W., Fhima H., and Genevès G.** *Progress in Linking the Farad and the  $R_K$  Value to the SI Units at BNM-LCIE.* IEEE Trans. Instrum. Meas. **50**(2), 572–575 (2001)
- Trocöniz J.F. De and Ynduráin F.J.** Phys. Rev. **D65**, 093001 (2002)
- Trofimenko E.E.** *Nuclear Size and Hyperfine Structure in Hydrogen-Like Atoms.* Phys. Lett. **A73**(5,6), 383 (1979)
- Tsui D.C., Stormer H.L., and Gossard A.C.** Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982)
- Tubbs A.D., and Wolfe A.M.** AstroPhys. Journ. Lett. **236**, L105 (1980)
- Turneure J.P. and Stein S.R.** *An Experimental Limit on the Time Variation of the Fine Structure Constant.* In: Atomic Masses and Fundamental Constants, v. 5, ed. J.H. Sanders and A.H. Wapstra. New York: Plenum, p. 636 (1976)
- Udem Th., Reichert J., Holzwarth R., and Hänsch T.W.** *Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium  $D_1$  Line with a Mode-Locked Laser.* Phys. Rev. Lett. **82**(18), 3568 (1999)
- Uzan J.-P.** *The Fundamental Constants and Their Variation: Observational and Theoretical Status.* Rev. Mod. Phys. **75**(2), April (2003)
- Van Dyck R.S.** *Anomalous Magnetic Moment of Single Electrons and Positrons: Experiment.* In: Quantum Electrodynamics, ed. T. Kinoshita. Singapore: World Scientific, p. 322–388 (1990)
- Van Dyck R.S., Schwinberg P.B., and Dehmelt H.G.** Phys. Rev. Lett. **38**, 310 (1977)  
– Bull. Am. Phys. Soc. **24**, Abstract **D5**, 758 (1979)  
– *New High Precision Comparison of Electron and Positron  $g$  Factors.* Phys. Rev. Lett. **59**, 26 (1987)
- Varshalovich D.A. and Potekhin A.Y.** *Testing the Fine-Structure Constant for a Possible Cosmological Variation from the Analysis of Quasar Spectra Pis'ma.* Astron. Zh. **20**(12), 883-889 (1994)
- Varshalovich D.A., Potekhin A.Y. and Ivanchik A.V.** *Physics/000406, in X-ray and Inner-Shell Processes.* In: AIP Conf. Proc. (AIP, Melville, 2000), **506**, 503 (2000)
- Varshalovich D.A., Potekhin A.Y., Ivanchik A.V., Panchuk V.E., and Lanzetta K.M.** *Testing Cosmological Variations of Fundamental Physical Constants by Analysis of Quasar Spectra.* In: Proc. of the 2<sup>nd</sup> Intern. Sakharov Memorial Conference (Moscow, 19–26 May, 1996). [arXiv:astro-ph/9607098](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9607098), v.1, 19 Jul (1996)
- Vessot R. et al.** IEEE Trans. Instrum. Meas., **IM-15**, 165 (1966)
- Webb J.K., Flambaum V.V., Churchill C.W., Drinkwater M.J., and Barrow J.D.** *Search for Time Variation of the Fine Structure Constant.* Phys. Rev. Lett. **82**(5), 884 (1999)

- Webb J.K., Murphy M.T., Flambaum V.V., Dzuba V.A., Barrow J.D., Churchill C.W., Prochaska J.X., and Wolfe A.M.** *Further Evidence for Cosmological Evolution of the Fine Structure Constant*. Phys. Rev. Lett. **87**, 091301 (2001)
- Webb J.K., Murphy M.T., and Flambaum V.V.** *The Cosmology of Extra Dimensions and Varying Fundamental Constants*. In: C.J.A.P. Martins (ed.). Dordrecht; Boston: Kluwer Academic Publishers, 2003
- Weber K.H. and Sansonetti C.J.** Phys. Rev. **A35**, 4650 (1987)
- Weirauch W.** *A Method to Determine the Ratio of the Planck Constant to the Neutron Mass*. Nucl. Instrum. Methods **131**(1), 111–117 (1975)
- *A New Method to Determine the Ratio of the Planck Constant to the Neutron Mass*. In: Fundamental Physics with Reactor Neutrons and Neutrinos, ed. T. von Egidy. London: IOP Conf. Ser. No. 42, Institute of Physics, ch. 1, p. 47–52 (1978)
- Weirauch W., Krüger E., and Nistler W.** *A Proposal for Determining  $h/m_n$  with High Accuracy*. In: Lecture Notes in Physics 128: Neutron Spin Echo, ed. F. Mezei. Berlin: Springer-Verlag, p. 94–103 (1980)
- Weiss D.S., Young B.C., and Chu S.** *Precision Measurement of  $h/m_{Cs}$  Based on Photon Recoil Using Laser-Cooled Atoms and Atomic Interferometry*. Appl. Phys. **B59**(3), 217–256 (1994)
- Wesley J.C. and Rich A.** Phys. Rev. **A4**, 1341 (1971)
- Rev. Mod. Phys. **44**, 250 (1972)
- Wicht A., Hensley J.M., Sarajlic E., and Chu S.** *A Preliminary Measurement of  $h/m_{Cs}$  with Atom Interferometry*. In: Frequency Standards and Metrology. Proceedings of the 6<sup>th</sup> Symposium, ed. P. Gill. Singapore: World Scientific, p. 193–212 (2002)
- Widmann E. et al.** *Measurement of the Antihydrogen Hyperfine Structure. Letter of Intent for AD*. CERN/SPSC 2003-009 SPSC-I-226, Feb 25 (2003)
- Wilkinson D.H.** Philos. Mag. **3**, 582 (1958)
- Wilkinson D.T. and Crane H.R.** Phys. Rev. **130**, 852 (1963)
- Williams E.R. and Olsen P.T.** *New Measurement of the Proton Gyromagnetic Ratio and a Derived Value of the Fine-Structure Constant Accurate to a Part in  $10^7$* . Phys. Rev. Lett. **42**(24), 1575 (1979)
- Williams P.J. et al.** Phys. Rev. Lett. **36**, 551 (1976)
- Williams E.R. et al.** IEEE Trans. Instrum. Meas. **38**, 233–237 (1989)
- Wolfe A.M., Brown R.L., and Roberts M.S.** Phys. Rev. Lett. **37**, 179 (1976)
- Wolfe A.M. and Davis M.M.** Astron. Journ. **84**, 699 (1979)
- Yan Z.-C. and Drake G.** *High Precision Calculation of Fine Structure Splittings in Helium and He-Like Ions*. Phys. Rev. Lett. **74**(24), 4791 (1995)
- Yao W.-M. et al.** Journ. of Phys. **G33**, 1 (2006)
- Youm D.** Mod. Phys. Lett. **A17**, 175 (2002)
- Young B.C., Kasevich M., and Chu S.** *Precision Atom Interferometry with Light Pulses*. In: Atom Interferometry, ed. P.R. Berman. New York: Academic Press, p. 363–406 (1997)
- Young B.C., Weitz M., Hensley J.M., and Chu S.** *Atom Interferometers and Precision Measurements*. In: Symposium on Frequency Standards and Metrology, ed. J.C. Bergquist. Singapore: World Scientific, p. 223–230 (1996)
- Zelevinsky T., Farkas D., and Gabrielse G.** *Precision Measurement of the Three  $2^3P_J$  Helium Fine Structure Intervals*. Phys. Rev. Lett. **95**, 203001 (2005)  
<http://hussle.harvard.edu/~gabrielse/gabrielse/papers/2005/ImprovedHeliumFineStructure.pdf>
- Zhang T.** *Corrections to  $O(\alpha^7(\ln)mc^2)$  Fine-Structure Splittings and  $O(\alpha^6(\ln)mc^2)$  Energy Levels in Helium*. Phys. Rev. **A54**(2), 1252 (1996)
- Zhang T., Yan Z.-C., and Drake G.W.F.** *QED Corrections of  $O(\alpha^7(\ln)mc^2)$  to the Fine Structure Splittings of Helium and He-Like Ions*. Phys. Rev. Lett. **77**(9), 1715 (1996)

