

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Лабораторные методы поиска дрейфа
постоянной тонкой структуры

Н.Н. Колачевский

Рассматриваются лабораторные методы, нацеленные на поиск возможного дрейфа постоянной тонкой структуры. Чувствительность лабораторных методов к линейному дрейфу приближается к чувствительности астрофизических тестов, при этом параметры экспериментов строго контролируются. Представлены результаты современных прецизионных спектроскопических экспериментов, базирующихся на измерениях частот атомных переходов (в сравнении с первичным ^{133}Cs -стандартом частоты) в различных атомных системах. Показано, что комбинируя результаты лабораторных спектроскопических измерений, можно разделить вклады электромагнитного и сильного взаимодействий.

PACS numbers: 06.20.Jr, 06.30.Ft

Содержание

1. Введение (1171).
 2. Сводка основных результатов по дрейфу постоянной тонкой структуры α из геологических и астрофизических данных (1172).
 - 2.1. Реактор Окло. 2.2. Астрофизические исследования.
 3. Лабораторные эксперименты по поиску дрейфа α (1174).
 - 3.1. Атомные часы. 3.2. Цезиевый пучковый стандарт времени. 3.3. Цезиевый фонтан. 3.4. Тонкая и сверхтонкая структура. 3.5. Прецизионное измерение частот оптического диапазона. 3.6. Оптическая "гребенка". 3.7. Измерение частот конкретных атомных переходов. 3.8. Дрейф констант и оптические переходы. 3.9. Сравнение дрейфов частот переходов в H , Hg^+ и Yb^+ . 3.10. Разделение вкладов взаимодействий различных типов.
 4. Заключение (1189).
- Список литературы (1189).

1. Введение

Идея о возможных дрейфах фундаментальных констант восходит к дираковской гипотезе "больших чисел" (1937 г.), имевшей целью гармонизировать основные законы физики [1]. Гипотеза Дирака, поставившая под сомнение постоянство фундаментальных параметров, входящих в различные физические теории, дала толчок к развитию целой области экспериментальной и теоретической физики, направленной на поиск изменений фундаментальных констант во времени. Поскольку не существует общепринятой теории, предсказывающей

значения фундаментальных констант или устанавливающей их внутреннюю взаимосвязь, то поиск возможных дрейфов и флуктуаций относится в большой степени к области экспериментальных исследований. Интерес к данному вопросу стимулируется тем, что в теоретических моделях, ставящих своей целью объединить квантовую механику с теорией гравитации, допускается нарушение принципа эквивалентности Эйнштейна и, как следствие, дрейф негравитационных констант, одной из причин которого могут быть флуктуации плотности Вселенной [2, 3]. Таким образом, определение величины дрейфа или верхней границы возможного дрейфа фундаментальных констант позволит судить о применимости и справедливости новых теоретических моделей. Большинство предположений о причинах дрейфа основывается на связи констант с граничными условиями, например в момент Большого взрыва, соответствующих инфляционных процессов и фазовых переходов, а также продолжающимся расширением Вселенной и остаточными флуктуациями плотности. Мы не будем подробно затрагивать вопрос о возможных причинах возникновения дрейфов, который интенсивно обсуждается в литературе (см., например, [2, 4–6]), а сфокусируем внимание на методах и результатах экспериментального поиска дрейфа константы электромагнитных взаимодействий $\alpha = e^2/\hbar c$.

В течение последних десятилетий были проведены различные астрофизические и лабораторные эксперименты, целью которых являлось определение возможного дрейфа фундаментальных констант, например, постоянной тонкой структуры α , отношения масс электрона и протона $\mu = m_e/m_p$, константы гравитационного взаимодействия и пр. С постоянно увеличивающейся точностью исследуются самые разнообразные физические объекты: спектры поглощения и излучения галактик, состав метеоритов, орбиты планет, химический состав минералов, переходы в атомных системах, радиоактив-

Н.Н. Колачевский. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
Тел. (095) 135-85-44. Тел./Факс (095) 132-66-44
E-mail: kolach@fromru.com

Статья поступила 30 марта 2004 г.,
после доработки 8 июня 2004 г.

ный распад и многие другие. Обширный подробный обзор, посвященный данному вопросу, опубликован Ж.-П. Узаном (J.-P. Uzan) в 2003 г. [7]. В качестве содержательных обзоров, отражающих астрофизические исследования, можно порекомендовать недавние работы Д.А. Варшаловича [8] и Дж. Бакала (J. Bahcall) [9].

В указанной области исследований можно выделить две подгруппы — лабораторные исследования и исследования, ориентированные на нелабораторные объекты, такие, как геологические образцы и астрофизические данные. Пионерские работы 1956 г. [10, 11], в которых изучалось космологическое красное смещение линий переходов дублета тонкой структуры, положили начало эпохе космологических тестов наличия дрейфа постоянной тонкой структуры α . Несмотря на относительно невысокую чувствительность к изменениям α (достигшей на сегодня уровня $\Delta\alpha/\alpha = 10^{-6}$ [12]), метод оказался исключительно чувствительным к монотонному дрейфу α за счет огромных временных интервалов (вплоть до $1,3 \times 10^{10}$ лет), разделяющих момент испускания (поглощения) света и нынешнюю эпоху. Схожей точностью обладают также методы, основанные на исследовании ядерных реакций [13, 14] и радиоактивного распада [15]. До недавнего времени методы исследования нелабораторных объектов являлись признанными лидерами в этой области и обладали наивысшей чувствительностью (вплоть до 10^{-16} год $^{-1}$) к относительным дрейфам фундаментальных констант. Необходимо, однако, отметить, что систематические ошибки, присущие данным методам, с большим трудом поддаются численным оценкам. При определении дрейфа констант делается ряд правдоподобных, но практически не подлежащих прямой проверке предположений, например, о постоянстве изотопического состава элементов во Вселенной, низких значениях магнитных полей в межзвездном пространстве, значениях температуры поверхности Земли в далеком прошлом и др.

В свою очередь, лабораторные исследования, обладающие высокой чувствительностью к вариациям α и других фундаментальных величин, позволяют судить об их изменениях на протяжении последних нескольких лет. Систематические погрешности, присущие лабораторным методам, поддаются уверенному контролю, кроме того, открывается возможность проведения независимых экспериментов.

Одним из основных методов определения дрейфа постоянной тонкой структуры является наблюдение за отношением частот переходов в атомных системах в течение некоторого интервала времени. Существенный прогресс, достигнутый за последние годы в области измерения частот оптических атомных переходов [16, 17], связан с появлением возможности проведения фазово-когерентного сравнения частоты оптического перехода с частотой сверхтонкого перехода в атоме ^{133}Cs , положенной в основу определения секунды в СИ. Относительная точность измерений абсолютных частот переходов оптического диапазона в 2000 г. вышла на уровень 10^{-14} [18] и в настоящее время приближается к 10^{-15} [19]. Проведены измерения частот оптических переходов в водороде [18, 20], кальции [21], ионах стронция [22], индия [23], иттербия [24–26], ртути [27, 28] и других атомных системах. Следует также отметить значительные улучшения стабильности и абсолютной точности первичных стандартов частоты: точность

цезиевых и рубидиевых стандартов достигла значений 8×10^{-16} и 6×10^{-16} соответственно [28, 29].

В 2003–2004 гг. в США, Франции и Германии была проведена серия повторных абсолютных измерений частот переходов в ряде атомных систем, позволившая установить ряд строгих ограничений на дрейф α . Результаты этих работ были опубликованы после выхода в свет обзора [7], поэтому роль и место лабораторных измерений в этом обзоре оказались недостаточно полно освещенными. Точность оценок вышла на уровень 10^{-15} год $^{-1}$ и вплотную приблизилась к чувствительности астрофизических и геологических методов. Потенциал лабораторных методов далеко не исчерпан: увеличивается как точность измерения частот, так и временной интервал, разделяющий прецизионные измерения. Можно прогнозировать, что через несколько лет чувствительность лабораторных спектроскопических методов к дрейфу констант уверенно превзойдет точность большинства нелабораторных методов.

Отметим также, что лабораторные измерения являются комплементарными к астрофизическим и геологическим исследованиям, поскольку перечисленными методами тестируется наличие дрейфа в совершенно разные временные эпохи. Например, логично допустить, что дрейф констант в начале развития Вселенной был намного значительнее, чем сегодня, ввиду быстрой динамики процессов, следовавших за моментом Большого взрыва.

В настоящем обзоре описаны основные лабораторные экспериментальные методы поиска дрейфа постоянной тонкой структуры, проанализированы результаты спектроскопических тестов, проведенных в различных метрологических лабораториях. Для сравнения кратко представлены результаты наиболее чувствительных нелабораторных методов: исследования реактора Окло и спектров удаленных космических объектов. Отметим, что после выхода обзора [7] и опубликования результатов статистически значимого наблюдения дрейфа α [12] появились новые астрофизические данные, представленные в работах [9, 30, 31], которые, однако, не анализируются в настоящем обзоре и приводятся лишь для сравнения. В разделе 3.10 рассмотрен метод, позволяющий разделить вклады различных типов взаимодействий при измерении частот переходов в атомных системах, и наложить строгое ограничение на дрейф постоянной тонкой структуры $\dot{\alpha}/\alpha$ без привлечения модельных допущений об эволюции различных типов взаимодействий.

2. Сводка основных результатов по дрейфу постоянной тонкой структуры α из геологических и астрофизических данных

2.1. Реактор Окло

Одна из наиболее строгих оценок дрейфа постоянной тонкой структуры α получена из анализа процессов, происходивших около 2×10^9 лет назад в естественном ядерном реакторе в Окло (Габон, Африка) [32]. Два миллиарда лет назад естественная смесь изотопов урана содержала существенно больший процент ^{235}U (период полураспада $T_{1/2} \simeq 7 \times 10^8$ лет), и в результате образования богатых рудных месторождений урана возникла медленно текущая цепная реакция; вода при этом играла роль замедлителя нейтронов. По результатам исследо-

вания продуктов распада урана, а также по изотопическому составу других "наблюдателей", не являющихся продуктами распада, но подвергшихся активному облучению нейтронами, можно восстановить скорости и соответствующие сечения реакций, протекавших в то время. Было отмечено, что отношение содержания изотопов самария $^{149}\text{Sm}/^{147}\text{Sm}$, которые не являются продуктами распада урана, составляет в реакторе Окло около 0,02, что значительно меньше, чем в естественной изотопической смеси, где оно равно 0,9. Изменение изотопического состава обусловлено реакцией захвата теплового нейтрона изотопом ^{149}Sm : $n + ^{149}\text{Sm} \rightarrow ^{150}\text{Sm} + \gamma$. Сечение реакции определяется почти точным резонансом с расстройкой всего лишь 0,1 эВ [13]. Тщательный анализ данных позволяет оценить сечение реакции на момент функционирования реактора и определить границы расстройки резонанса в далеком прошлом. Согласно современному анализу [14] относительное отклонение значения α , которое эта постоянная имела около 2×10^9 лет назад, от ее сегодняшнего значения составляет

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = (-0,8 \pm 1,0) \times 10^{-8}. \quad (1)$$

Однако этот результат не является однозначным и существенно зависит от параметров (температуры) реактора, заложенных в модель. В той же работе в качестве альтернативного приводится значение

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = (8,8 \pm 0,7) \times 10^{-8}, \quad (2)$$

свидетельствующее о наличии статистически значимого дрейфа. При анализе учитывалось только влияние дрейфа α и не рассматривались возможные корреляции постоянной тонкой структуры с другими константами взаимодействия. С этой точки зрения результат оказывается также сильно модельно-зависимым (ср. с [15]).

2.2. Астрофизические исследования

В середине 60-х годов впервые было предложено использовать анализ астрофизических спектров для оценки стабильности постоянной тонкой структуры [10]. Как видно из табл. 1, отношение расщепления компонентов тонкой структуры к частоте оптического перехода является величиной, зависящей лишь от α^2 ; при вычислении отношения соответствующих частот для удаленных источников космологическое красное смещение z сокращается. Также сокращается и постоянная Ридберга $R_y = m_e c^2 \alpha^2 / 2h$ (выраженная в герцах), содержащая, в свою очередь, зависимость от α . Величина красного смещения спектральных линий определяется как

$$1 + z = \frac{v_{\text{emiss}}}{v_{\text{observ}}}, \quad (3)$$

где v_{emiss} — частота в момент испускания (поглощения) удаленным источником в прошлом, v_{observ} — наблюдаемое значение. Сравнивая отношения частот линий переходов, зарегистрированных от удаленных источников, с лабораторными измерениями этого отношения, можно судить о значениях α в прошлом. Доступные исследованию временные интервалы, разделяющие момент испускания (поглощения) света и нынешний день, могут

Таблица 1. Масштабирующие факторы для различных типов атомных переходов в нерелятивистском приближении

Переход	Масштабирующий фактор
Оптический	R_y
Тонкая структура	$\alpha^2 R_y$
Сверхтонкая структура	$g_{\text{nuc}}(\mu_N/\mu_B) \alpha^2 R_y$
<i>Примечание.</i> Здесь R_y — постоянная Ридберга, выраженная в герцах, g_{nuc} — g -фактор ядра, μ_N — ядерный магнетон, μ_B — магнетон Бора.	

достигать $1,3 \times 10^{10}$ лет и приближаться к возрасту Вселенной. Проведенные в 60-х годах измерения расщепления дублета тонкой структуры в ионах NII и NeIII источника Cygnus A, обладающего космологическим красным смещением $z = 0,057$ (т.е. эпоха $\sim 10^9$ лет назад), позволили получить оценку $\Delta\alpha/\alpha = (1,8 \pm 1,6) \times 10^{-3}$ [11].

По сравнению с первыми измерениями точность оценок повысилась на несколько порядков величины и составила $\Delta\alpha/\alpha \sim 10^{-6}$. Повышение точности достигнуто за счет создания крупных телескопов и значительного увеличения чувствительности и разрешающей способности спектроскопических методов. Современная измерительная техника позволяет регистрировать сигналы, соответствующие гораздо более ранним эпохам, что также повышает чувствительность к линейному дрейфу констант. Интригующие результаты получены с применением так называемого многомультиплетного метода (many-multiplet method), в котором учитываются релятивистские поправки (см. раздел 3.4) к уровням переходов различных атомных систем [12]. Полный материал по астрофизическим измерениям дрейфа α читатель может найти в работах [7–9].

Используя многомультиплетный метод, авторы работ [12, 33, 34] провели исследование спектров поглощения излучения далеких квазаров (ярких астрофизических источников) в газовых облаках галактик, находившихся на пути излучения к Земле. Спектры, обладающие большими значениями красного смещения ($0,2 < z < 3,7$), были зарегистрированы с помощью комплекса (телескоп/спектрограф) Keck/HIRES (Гавайи) [35]. В квазинепрерывном спектре квазара идентифицировались узкие линии поглощения атомов и ионов (например, MgII, CrII, FeII, ZnII, CrII, NiII, AlIII), их длины волн измерялись и сравнивались с лабораторными значениями. В отличие от классического метода исследования дублетов линий переходов тонкой структуры [10], имеющих одинаковое основное состояние, в многомультиплетном методе учитывается большой релятивистский сдвиг уровней основного состояния, после чего сравниваются длины волн переходов в различных атомных системах. Увеличение статистики достигается за счет предположения, что различные элементы облака обладают одинаковой скоростью (их линии имеют одинаковое красное смещение) относительно наблюдателя, что верно лишь при усреднении по большому ансамблю систем [33].

Результат обработки спектров 72 поглощающих систем представлен на рис. 1. Кроме данных, полученных с помощью многомультиплетного метода (кружки), приведены результаты, полученные при обработке спектров атомарного (HI, 21 см) и молекулярного (H₂) водорода (полые квадраты). Авторы работ [12, 36]

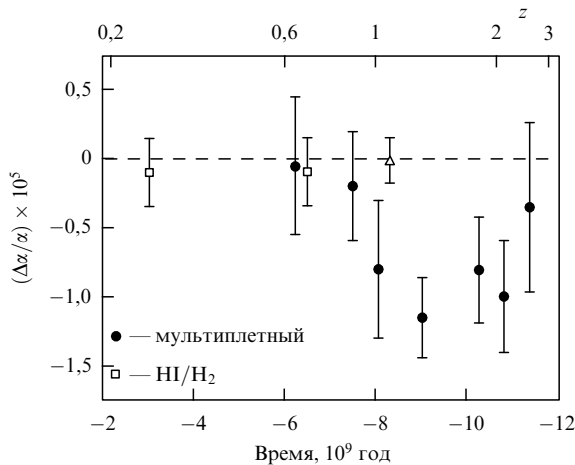


Рис. 1. Результат обработки астрофизических данных по спектрам поглощения атомов и ионов в межзвездных облаках. На нижней горизонтальной шкале отложено время, отсчитываемое от настоящего момента к началу образования Вселенной, возраст которой принимается равным $13,9 \times 10^9$ лет. Данные взяты из работы [12]. Треугольник представляет результат независимого измерения [30].

пришли к выводу, что значение постоянной тонкой структуры в прошлом ($0,5 < z < 3,5$) отличалось от ее современного значения:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = (-0,54 \pm 0,12) \times 10^{-5}, \quad (4)$$

причем статистическая значимость результата составляет $4,7\sigma$ (σ — стандартное отклонение). Отметим, что это не единственное наблюдение вероятного отличия фундаментальных констант в прошлом от их современных значений. Измерения спектров молекулярного водорода квазара Q 0347-382 позволяют сделать вывод, что отношение массы электрона к массе протона μ также, возможно, было несколько другим 10^{10} лет назад [37]:

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = (5 \pm 2) \times 10^{-5} \quad \text{или} \quad \frac{\Delta\mu}{\mu} = (3,0 \pm 2,4) \times 10^{-5} \quad (5)$$

в зависимости от метода обработки.

Недавние астрофизические исследования мультиплетных линий излучения иона ОIII (500 и 496 нм), относящихся к диапазону красного смещения $0,16 < z < 0,80$, позволили установить надежную верхнюю границу возможного изменения α в прошлом. Исследования выполнены при участии Дж. Бакала, классика, работающего в этой области более 40 лет, который в 1965 г. предложил использовать линии 500 и 496 нм иона ОIII для тестирования постоянства α . Ограничение

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = (0,7 \pm 1,4) \times 10^{-4} \quad (6)$$

получено в 2003 г. при использовании 17 различных способов группирования и анализа данных [9]. Оценки части данных, выполненные с помощью многомультиплетного метода, привели к результату $\Delta\alpha/\alpha = (1,2 \pm 0,7) \times 10^{-4}$, находящемуся в небольшом расхождении с (4).

С помощью регистрирующего комплекса VLT/UVES в 2003 г. проведено исследование поглощающей системы в спектре квазара HE 0515-4414, характеризуемой величиной красного смещения $z = 1,15$. Обработка спектров

поглощения FeII многомультиплетным методом позволила наложить жесткое ограничение на изменение α в прошлом [30]:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = (0,1 \pm 1,7) \times 10^{-6}. \quad (7)$$

Это наблюдение противоречит результату (4) (см. рис. 1) и практически полностью исключает наличие дрейфа на уровне, заявленном в [36]. Авторы работы [31], исследовавшие многомультиплетным методом ряд систем с $0,4 < z < 2,3$, пришли к аналогичному выводу об отсутствии статистически значимого относительного отклонения на уровне 10^{-6} :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = (-0,6 \pm 0,6) \times 10^{-6}. \quad (8)$$

Астрофизические измерения базируются на определенных моделях эволюции Вселенной (значении постоянной Хаббла, шкале светимости и пр.). За последние годы точность определения постоянной Хаббла значительно возросла, появилась определенность в вопросе возраста и кривизны Вселенной [38, 39]. Однако вследствие огромных расстояний и временных интервалов, разделяющих моменты испускания и детектирования излучения, систематические эффекты (доплеровский сдвиг от различных участков газового облака, относительная распространенность изотопов, зеемановское расщепление, влияние движения Земли) с большим трудом поддаются измерению. Определенную роль играют инструментальные ошибки: точность калибровки спектрографа и точность лабораторных измерений соответствующих длин волн. Во всех астрофизических тестах предполагается, что наблюдаемые изменения частот переходов связаны с изменением констант во времени, при этом возможность пространственных градиентов исключается. Несмотря на существование весомых аргументов в пользу такого допущения (см. обзор [5] и приведенные там ссылки), необходимо иметь в виду, что объекты, исследуемые астрофизическими методами, удалены от нас не только во времени, но и в пространстве. Кроме того, при сравнении данных используются постулаты лоренц- и пространственной инвариантности. Космологические тесты, обладающие высокой чувствительностью к монотонному дрейфу констант (вплоть до 10^{-16} год $^{-1}$), не позволяют судить об их дрейфе в настоящее время, особенно, если предположить осцилляционный характер их изменения (см., например, [5]). Современные лабораторные методы, дополняющие астрофизические и геологические методы, позволяют наложить ограничения на дрейф констант в настоящее время, используя небольшое число модельных допущений, и достигают при этом чувствительности к дрейфу, вплотную приближающейся к чувствительности нелабораторных методов.

3. Лабораторные эксперименты по поиску дрейфа α

3.1. Атомные часы

Лабораторные методы исследования зависимости постоянной тонкой структуры α от времени основаны на сравнении частот стабильных высокочастотных осцилляторов, например, частот атомных переходов или

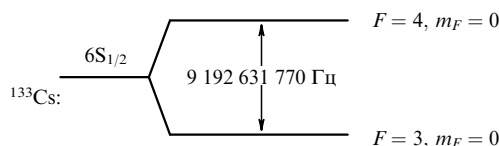


Рис. 2. Переход в атоме ^{133}Cs , служащий для определения секунды.

частот твердотельных резонаторов. Измерения обладают хорошей статистикой, отличаются высокой воспроизводимостью и уверенным контролем над систематическими погрешностями. Одним из первых лабораторных тестов такого рода является эксперимент 1974 г. [40], в котором в течение 10 дней частота моды сверхпроводящего микроволнового резонатора сравнивалась с частотой перехода

$$6S_{1/2}(F=3, m_F=0) \leftrightarrow 6S_{1/2}(F'=4, m'_F=0)$$

в атоме ^{133}Cs . Поскольку размеры резонатора масштабируются боровским радиусом $r_B \sim 1/\alpha$, а частота сверхтонкого перехода в цезии — величиной $g_{\text{Cs}}(\mu_N/\mu_B)\alpha^2 R_y$ (см. раздел 3.4), то был сделан вывод, что

$$\left| \frac{\partial}{\partial t} \ln \left(g_{\text{Cs}} \frac{\mu_N}{\mu_B} \alpha^3 \right) \right| < 4,1 \times 10^{-12} \text{ год}^{-1}, \quad (9)$$

где g_{Cs} — g -фактор ядра цезия.

Большинство последующих лабораторных исследований в этой области также было основано на сравнении частоты некоторого стабильного осциллятора с частотой сверхтонкого перехода

$$6S_{1/2}(F=3, m_F=0) \leftrightarrow 6S_{1/2}(F'=4, m'_F=0)$$

в атоме ^{133}Cs , определяющего величину секунды в СИ. С 1967 г. в качестве определения секунды принято время, за которое в атоме ^{133}Cs происходит ровно 9 192 631 770 переходов между сверхтонкими подуровнями основного состояния (рис. 2). В литературе регулярно используется термин "измерение абсолютной частоты", подразумевающий непосредственное сравнение некоторой частоты с первичным цезиевым стандартом. Таким образом, при измерении частоты в герцах эта частота масштабируется на энергию сверхтонкого расщепления в ^{133}Cs . Прежде чем перейти к анализу лабораторных методов поиска дрейфа α , опишем принципы действия пучкового цезиевого стандарта и цезиевого фонтана.

3.2. Цезиевый пучковый стандарт времени

Стандарт, основывающийся на переходе между сверхтонкими подуровнями основного состояния в цезии (см. рис. 2), обладает высокой стабильностью и в то же время высокой воспроизводимостью: средние частоты двух различных стандартов совпадают с большой степенью точности. Сигнал частоты, генерируемый цезиевым стандартом, является наилучшим реперным сигналом для проведения сравнительных экспериментов на длительных интервалах времени ввиду его доступности и стабильности. В настоящее время сигналы первичных стандартов частоты из различных лабораторий мира, усредненные в соответствующих долях, определяют мировой сигнал времени UTC (Universal Coordinated Time). Первичные стандарты частоты играют основную

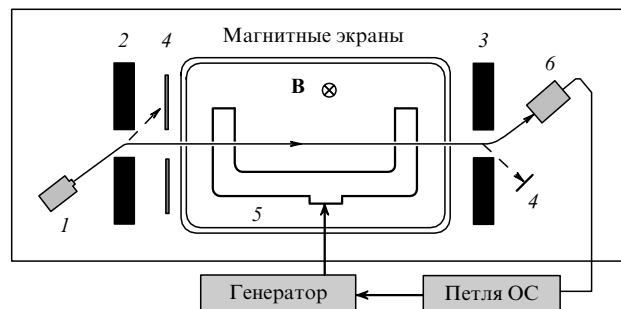


Рис. 3. Схема атомных часов с цезиевой трубкой: 1 — цезиевая печь, 2 и 3 — магниты поляризатора и анализатора, 4 — поглотитель, 5 — микроволновый резонатор, 6 — детектор атомов, петля ОС — петля обратной связи.

роль в формировании сигнала американской навигационной системы GPS (Global Positioning System), позволяющей любому пользователю принимать сигнал времени, синхронизированный относительно UTC с точностью около 100 нс.

Рассмотрим принцип работы пучкового цезиевого стандарта HP5071A¹, используемого, в частности, на спутниках системы GPS. Схема прибора представлена на рис. 3. Атомы цезия, вылетающие из печи 1, коллимируются системой диафрагм и попадают в неоднородное магнитное поле, создаваемое системой магнитов поляризатора 2. Атомы пучка с различными значениями F, m_F (в исходном пучке содержится около 44 % атомов с $F=3$ и 56 % с $F'=4$, населенности магнитных подуровней при комнатной температуре можно считать одинаковыми) по-разному отклоняются полем: в результате взаимодействия и вывода части атомов из пучка возникает разность населенностей подуровней $F=3, m_F=0$ и $F'=4, m'_F=0$. Для рамановской спектроскопии эталонного перехода используется микроволновый резонатор с двумя пространственно разнесенными зонами [41].

Поскольку энергия магнитных подуровней зависит от величины магнитного поля, область взаимодействия атомов и радиочастотного поля экранируется от внешних полей. Магнитные подуровни в зоне взаимодействия разделяются в небольшом хорошо контролируемом однородном магнитном поле $\mathbf{B}$, что необходимо для спектроскопии эталонного перехода $m_F=0 \leftrightarrow m'_F=0$, обладающего невысокой чувствительностью к магнитному полю (квадратичный зееман-эффект). Селектированные атомы попадают в первую область взаимодействия с микроволновым полем (левая часть резонатора 5), откуда вылетают в когерентной суперпозиции состояний $F'=4, m'_F=0$ и $F=3, m_F=0$. При подлете ко второй области относительная фаза возбуждающего поля и дипольного момента перехода атома определяет ход взаимодействия атома с полем. После прохождения второй области взаимодействия в том же резонаторе атомы пучка, обладающие различными значениями F , вновь пространственно разделяются в неоднородном поле анализатора 3. Наблюдается зависящая от отстройки частоты генератора относительно частоты атомного резонанса интерференционная картина, шири-

¹ Производитель — фирма "Hewlett Packard".

на полосы которой задается временем пролета между областями взаимодействия. Сигнал детектора используется для управления фазой генератора, питающего микроволновый резонатор, и стабилизации его частоты относительно центра атомного резонанса.

Кратковременная стабильность цезиевого стандарта частоты определяется характеристиками микроволнового поля, сканирующего эталонный резонанс. Вырабатываемый при сканировании сигнал ошибки управляет частотой высокостабильного кварцевого генератора, на базе которого синтезируется поле в микроволновом резонаторе, связывая тем самым частоту кварцевого генератора с частотой эталонного перехода. Так, кратковременная стабильность часов HP5071A составляет 5×10^{-12} за 1 с. Неоднородность и нестабильность магнитного поля и другие систематические эффекты ограничивают долговременную стабильность и абсолютную точность часов HP5071A уровнем 10^{-12} . Калибровка частоты часов по сигналу GPS позволяет повысить их абсолютную точность вплоть до 10^{-13} . Резкое увеличение кратковременной стабильности достигается сочетанием в едином блоке цезиевого стандарта частоты, обеспечивающего высокую долговременную стабильность, с водородным мазером, обладающим рекордно высокой фазовой стабильностью, но подверженным медленным дрейфам и скачкам частоты.

Пучковые цезиевые стандарты имеются практически во всех мировых метрологических центрах. Точность и стабильность пучковых стандартов зависит от линейных размеров (времени пролета между зонами) и присущих им систематических сдвигов, обусловленных доплеровским эффектом, неоднородностью магнитного поля и т.д. Стационарные пучковые стандарты, такие, как NIST-7, функционирующий в National Institute of Standards and Technology (NIST), Boulder, США, позволяют достичь абсолютной точности на уровне 5×10^{-15} [42]. Дальнейшее повышение точности оказывается возможным при понижении температуры цезиевого пучка.

3.3. Цезиевый фонтан

Появившиеся в середине 90-х годов методы лазерного охлаждения атомов позволили понизить температуру атомного облака вплоть до нескольких микрокельвинов [43]. Поскольку атом ^{133}Cs обладает сильным и легкодоступным циклическим охлаждающим переходом $6^2S_{1/2}(F=4) \leftrightarrow 6^2P_{3/2}(F'=5)$ на длине волны 852 нм, то началась разработка стандартов времени, использующих холодные атомы, — цезиевых фонтанов. Для синтеза сигнала времени в фонтанах так же, как и в пучковых стандартах, используются атомы ^{87}Rb . В настоящее время в мире функционирует несколько фонтанов, применяемых как первичные стандарты частоты: цезиевый фонтан F1 в NIST [42], фонтан CSF1 в PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Германия) [44], цезиевый и цезиево-рубидиевый фонтаны FO1 и FO2 в BNM (Bureau National de Métrologie, Париж, Франция) [45], а также мобильный фонтан FOM, созданный в BNM. Несколько фонтанов находятся в стадии проектирования, например, фонтан, создаваемый в НИИФТРИ (Россия) [46].

На рисунке 4 изображена принципиальная схема цезиевого фонтана (описывается фонтан FOM). В отличие от пучкового стандарта атомы в фонтане взаимодей-

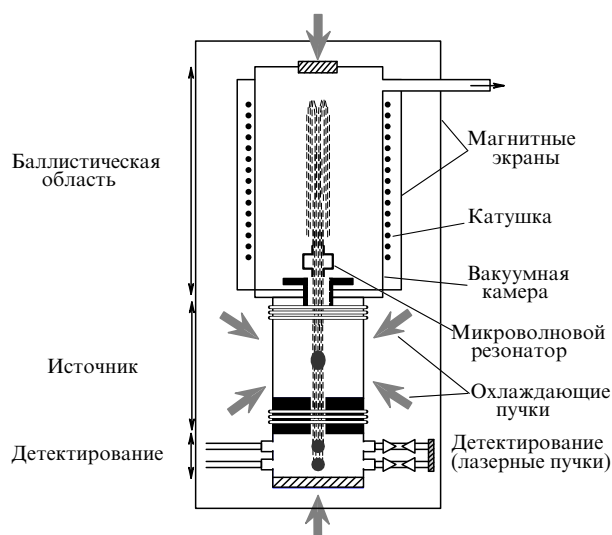


Рис. 4. Схема цезиевого фонтана.

ствуют с микроволновым излучением, дважды проходя через *одну и ту же* область резонатора за время пролета вдоль баллистической траектории. Атомы ^{133}Cs подвергаются лазерному охлаждению с помощью трех ортогональных пар широких лазерных пучков, частота которых отстроена в красную область относительно частоты перехода $6S_{1/2}(F=4) \leftrightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$. В ловушке охлаждается 10^7 – 10^8 атомов до температуры в несколько микрокельвинов, что соответствует их относительной скорости в несколько миллиметров в секунду, которая примерно на четыре порядка ниже скорости атомов в термическом пучке. Затем атомы получают вертикальный импульс, что достигается изменением интенсивности лазерных пучков. Облако атомов ускоряется вертикально вверх, достигая скорости 4 м с^{-1} , и свободно движется по баллистической траектории, имеющей высоту около 1 м. Перед влетом в резонатор атомное облако подвергается воздействию микроволнового и светового импульсов, которые производят селекцию атомов в состоянии $6S_{1/2}(F=3, m_F=0)$. Как и в пучковом стандарте, в фонтане используется принцип рамси-спектроскопии: атомы, провазимодействовавшие с полем резонатора, под действием силы тяжести вновь возвращаются в зону взаимодействия. Время свободного полета T_0 в фонтане составляет немного менее 1 с, что позволяет существенно увеличить разрешение рамси-спектроскопии. Так, ширина центральной интерференционной полосы фонтана FOM составляет около 1 Гц (рис. 5б).

Баллистическая область и область взаимодействия с микроволновым полем хорошо заэкранированы от внешних магнитных полей и, как и в случае пучкового стандарта, на эти области наложено слабое постоянное магнитное поле, необходимое для расщепления магнитных подуровней. После второго взаимодействия с полем атомы попадают в область детектирования, находящуюся под источником. В области детектирования контролируются населенности обоих уровней $6S_{1/2}(F=3, m_F=0)$ и $6S_{1/2}(F'=4, m_F'=0)$. Количество атомов в состоянии с $F'=4$ определяется по люминесценции в пробном пучке, который представляет собой стоячую световую волну с частотой, слегка сдвинутой в

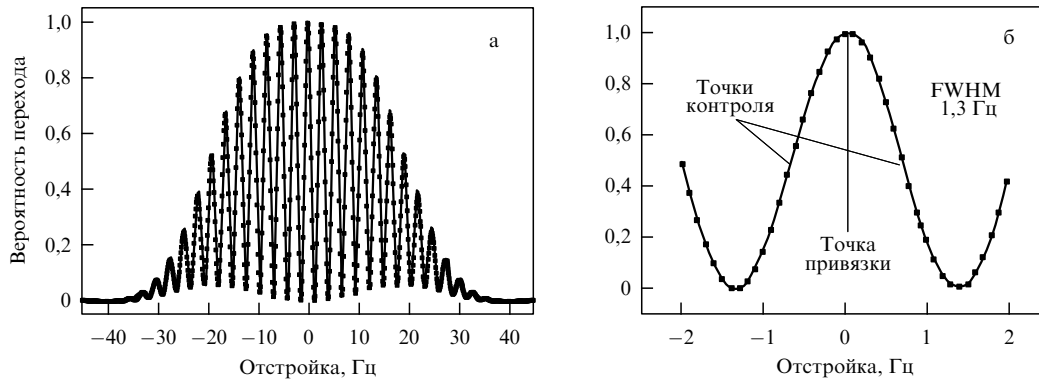


Рис. 5. (а) Интерференционные полосы фонтана FOM, получающиеся при спектроскопии эталонного перехода $6S_{1/2}(F=3, m_F=0) \leftrightarrow 6S_{1/2}(F'=4, m_F'=0)$ в атоме ^{133}Cs . Ширина интерференционной картины определяется временем взаимодействия с полем резонатора. (б) Центральная полоса. Полная ширина на полувысоте (FWHM) полосы составляет 1,3 Гц и определяется временем T_0 , затрачиваемым атомами на прохождение баллистической траектории (см. рис. 4). Для повышения чувствительности привязка осуществляется по склону полосы.

красную область относительно частоты циклического перехода $6S_{1/2}(F=4) \leftrightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$. Затем атомы выталкиваются из зоны детектирования бегущей волной на той же частоте. Далее определяется количество атомов в состоянии $F=3$; для этого атомы оптически накачиваются в опустошенное состояние с $F'=4$, и вновь производится детектирование описанным выше методом. Контроль за населенностью обоих подуровней позволяет ввести коррекцию на количество охлажденных в течение цикла атомов и повысить точность привязки. Рабочий цикл атомного фонтана длится около 1 с и периодически повторяется.

На рисунке 5а изображены экспериментально зарегистрированные интерференционные полосы фонтана FOM1. Привязка частоты сверхстабильного кварцевого осциллятора осуществляется к середине центральной полосы интерференционной картины (рис. 5б). Частота микроволнового излучения в резонаторе слегка изменяется от цикла к циклу таким образом, чтобы переключиться с одного склона интерференционной полосы на другой. Разность этих сигналов является источником сигнала ошибки, используемого петлей обратной связи (ОС) для стабилизации частоты кварцевого резонатора.

Большинство систематических эффектов, присущих первичным стандартам, хорошо исследованы и поддаются численной оценке. Основной вклад в сдвиг частоты относительно истинного положения частоты резонанса обусловлен магнитным полем и находится на уровне 10^{-14} . Точное измерение магнитного поля по спектроскопии перехода $m_F=1 \leftrightarrow m_F'=1$ позволяет компенсировать этот сдвиг. Сдвиг, вызванный излучением черного тела, квадратичный доплеровский сдвиг, столкновительный сдвиг и другие систематические эффекты также измеряются, что позволяет довести абсолютную точность сигнала частоты, генерируемого стационарными фонтанами, вплоть до 5×10^{-16} . Мобильный фонтан FOM, в свою очередь, обладает точностью не хуже 2×10^{-15} .

3.4. Тонкая и сверхтонкая структура

В случае водородоподобной системы энергия сверхтонкого расщепления между уровнями $nS_{1/2}(I-1/2)$ и $nS_{1/2}(I+1/2)$ в нерелятивистском приближении зада-

ется выражением [47]:

$$E_{\text{HFS}}(nS) = \frac{8}{3n^3} Z^3 \alpha^2 \text{Ry} \frac{g_{\text{nucl}} \mu_N}{\mu_B} \left(I + \frac{1}{2} \right) \left(\frac{m_r}{m_e} \right)^3, \quad (10)$$

где m_r — приведенная масса электрона, а I — спин ядра. Основные релятивистские поправки (поправки Брейта [48]) имеют порядок $(Z\alpha)^2$ и являются малыми для легких систем. Таким образом, соотношение (10) полностью отражает зависимость энергии сверхтонкого расщепления от фундаментальных констант для легких водородоподобных атомов.

В случае многоэлектронных релятивистских систем выражение для $E_{\text{HFS}}(nS)$ усложняется. Например, для щелочных атомов энергия может быть представлена в виде

$$E_{\text{HFS}}^{\text{alkali}} = \frac{8}{3n_*^3} Z z^2 \text{Ry} \frac{g_{\text{nucl}} \mu_N}{\mu_B} \left(I + \frac{1}{2} \right) \left(1 - \frac{d\Delta_n}{dn} \right) \times F_{\text{rel}}(Z\alpha)(1-\delta)(1-\varepsilon). \quad (11)$$

Значение волновой функции электрона на ядре вычисляется из решения нерелятивистского уравнения Шрёдингера и задается полуэмпирическим выражением Ферми–Сегре $|\psi(0)|^2 = (Zz^2/\pi a_0^3 n_*^3)(1 - d\Delta_n/dn)$ [49], где Z — заряд ядра, z — заряд системы после удаления внешнего электрона, а n_* — эффективное главное квантовое число подобранное таким образом, чтобы привести в соответствие боровские $(E_{n_*} = -z^2 \text{Ry}/n_*^2)$ и экспериментально измеренные значения энергии уровней. Величина $\Delta_n = n - n_*$ является квантовым дефектом для состояния n . Поправка $(1 - \delta)$ возникает из-за искажения кулоновского потенциала для атомов с большими Z (например, $\delta \approx 0,04$ для Cs), в то время как поправка ε появляется при учете конечного размера ядра ($\varepsilon = 5 \times 10^{-3}$ для Cs).

Возникновение релятивистской поправки $F_{\text{rel}}(Z\alpha)$ можно объяснить следующим образом. Если электрон находится на больших расстояниях от ядра, то потенциал кулоновского взаимодействия задается эффективным зарядом z ввиду экранирования ядра другими электронами. Поскольку волновая функция электрона проникает внутрь электронного облака, образованного другими электронами, то часть времени электрон взаи-

Таблица 2. Частоты переходов между сверхтонкими подуровнями основного состояния в некоторых атомных системах. В скобках указаны погрешности (одно стандартное отклонение) измерений. Приведена чувствительность релятивистской поправки к изменениям α для указанных переходов (L_α)

Z	Атом	Переход	L_α	Частота, Гц	Литература
1	^1H	$(F=0) \leftrightarrow (F'=1)$	2×10^{-4}	1 420 405 751,766 7(9)	[53]
37	^{87}Rb	$(F=1) \leftrightarrow (F'=2)$	0,3	6 834 682 610,904 29(9)	[29]
55	^{133}Cs	$(F=3) \leftrightarrow (F'=4)$	0,74	9 192 639 770 (точно)	
80	$^{199}\text{Hg}^+$	$(F=0) \leftrightarrow (F'=1)$	2,2	40 507 347 996,841 59(14)	[54]

моделью со слабоэкранированным ядром и исходный кулоновский потенциал искажается. Наибольший релятивистский сдвиг приобретают s- и p-уровни основного состояния: этот сдвиг зачастую превосходит значение тонкого расщепления между ними. Такая одночастичная релятивистская поправка, имеющая вид $(1 - F_{\text{rel}}) \sim (Z\alpha)^2/n_*$, подобна поправке для водородоподобных систем, однако главное квантовое число n здесь заменяется эффективным главным квантовым числом n_* . Для больших Z поправка оказывается значительной по величине, однако для корректного вычисления положения уровня необходимо также учитывать многочастичную структуру электронного облака.

В отличие от одночастичной релятивистской поправки к энергии, приводящей к увеличению взаимодействия между ядром и электронами и понижению уровней энергии, многочастичная поправка имеет противоположный знак. Действительно, одночастичное релятивистское взаимодействие увеличивает притяжение электронного облака к ядру, что приводит к уменьшению его размеров. Это модифицирует потенциал экранированного ядра (потенциал Хартри–Фока), уменьшая его на малых расстояниях, и повышает энергию уровней внешнего электрона. Вычисления релятивистских поправок проводятся в рамках расчетов многочастичных систем с учетом электрон-электронных корреляций. В работах В. Дзюбы и В. Фламбаума (см., например, [33] и приведенные там ссылки) выполнены вычисления поправок к серии переходов в различных атомных системах с использованием релятивистского хартри-фоковского гамильтониана.

Релятивистская поправка зависит только от α и не зависит от других фундаментальных величин. Для сложных атомных систем функциональная зависимость частоты перехода от α видоизменяется по сравнению с зависимостью в нерелятивистском случае (см. табл. 1), что открывает новые возможности для проведения астрофизических и лабораторных исследований относительного дрейфа $\dot{\alpha}/\alpha$.

Рассмотрим структуру дрейфа измеряемой величины $\dot{\Theta}/\Theta$, где $\Theta = f_1/f_2$ представляет собой отношение частот двух сверхтонких переходов в атомной системе. В эксперименте всегда измеряется именно отношение частот, которое может быть определено с исключительно высокой точностью. В пренебрежении несущественными малыми поправками δ и ε дрейф Θ может быть представлен в виде

$$\frac{\partial \ln \Theta}{\partial t} \left(= \frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial t} \right) \approx \frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{g_{\text{nuc1}}}{g_{\text{nuc2}}} + \frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{F_{\text{rel1}}}{F_{\text{rel2}}}. \quad (12)$$

Второй член правой части выражения (12) может быть переписан следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{F_{\text{rel1}}}{F_{\text{rel2}}} = \left(\frac{\partial}{\partial \ln \alpha} \ln \frac{F_{\text{rel1}}}{F_{\text{rel2}}} \right) \frac{\partial \ln \alpha}{\partial t}. \quad (13)$$

В результате искомый дрейф постоянной тонкой структуры α оказывается связанным с дрейфом измеряемой величины Θ соотношением

$$\frac{\partial \ln \Theta}{\partial t} \approx \frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{g_{\text{nuc1}}}{g_{\text{nuc2}}} + \left(\frac{\partial \ln F_{\text{rel1}}}{\partial \ln \alpha} - \frac{\partial \ln F_{\text{rel2}}}{\partial \ln \alpha} \right) \frac{\partial \ln \alpha}{\partial t}. \quad (14)$$

Таким образом, сравнивая частоты переходов *одного* типа в атомных системах, обладающих существенно различными релятивистскими поправками с

$$\frac{\partial \ln F_{\text{rel1}}}{\partial \alpha} \neq \frac{\partial \ln F_{\text{rel2}}}{\partial \alpha},$$

можно сделать вывод о величине дрейфа постоянной тонкой структуры. Этот метод был впервые предложен в работе [50], где сравнивались частоты сверхтонких переходов в различных системах.

Релятивистская поправка $F_{\text{rel}}(Z\alpha)$ в случае сверхтонких переходов носит название казимировской поправки [51, 52], и для электронов в состоянии $S_{1/2}$ может быть вычислена согласно выражению

$$F_{\text{rel}}(Z\alpha) = \frac{3}{\lambda(4\lambda^2 - 1)}, \quad (15)$$

где $\lambda = \sqrt{1 - (Z\alpha)^2}$. Для тяжелых систем функция $F_{\text{rel}}(Z\alpha)$ заметно отличается от единицы (например, $F_{\text{rel}}(\text{Cs}) = 1,39$, $F_{\text{rel}}(\text{Hg}) = 2,26$) и обладает высокой чувствительностью к изменениям α . Относительная чувствительность к изменениям α определяется как частная производная функции (15) по α :

$$L_\alpha = \alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} \ln [F_{\text{rel}}(Z\alpha)] = (Z\alpha)^2 \frac{12\lambda^2 - 1}{\lambda^2(4\lambda^2 - 1)}. \quad (16)$$

Значения чувствительности L_α для некоторых атомных систем относительно водорода (нерелятивистский случай) собраны в табл. 2. Более точный учет релятивистских поправок к энергии сверхтонкого расщепления, выполненный в работах [33], приводит к незначительной модификации казимировских поправок. Например, для атома цезия вычисления дают $L_\alpha(\text{Cs}) = 0,83$ вместо 0,74. Погрешность вычисления поправок оказывает слабое влияние на точность оценок дрейфа, которая определяется, в основном, экспериментальными погрешностями. Отметим также, что кроме степени α в выражение для отношения частот входит отношение магнитных моментов ядер.

Частота перехода между сверхтонкими компонентами основного состояния может быть измерена с исключительно высокой точностью (см. табл. 2). Атомные резонансы такого типа обладают высокой добротностью, относительно слабо подвержены возмущениям и лежат в удобном с точки зрения преобразования частот микроволновом диапазоне. Серия прецизионных

экспериментов по сравнению частот атомных часов была выполнена в начале 90-х годов. В течение года проводилось сравнение частот водородного мазера $f_H^{(HFS)} \approx 1,42$ ГГц и пучковых стандартов CS1 и CS2 в РТВ $f_{Cs}^{(HFS)}$ [55]; аналогичные измерения были выполнены в US Naval Observatory [56]. Определено, что относительный дрейф частот составляет менее 5×10^{-14} год $^{-1}$. Используя (11) и табл. 2, легко показать, что

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{f_H^{(HFS)}}{f_{Cs}^{(HFS)}} &\approx \frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{g_H}{g_{Cs}} + \left(\frac{\partial}{\partial \ln \alpha} \ln \frac{F_{rel}(H)}{F_{rel}(Cs)} \right) \frac{\partial \ln \alpha}{\partial t} \approx \\ &\approx \frac{\partial}{\partial t} \ln \left(\frac{g_H}{g_{Cs}} \alpha^{-0,74} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

в пренебрежении малыми поправками, возникающими за счет зависимости n_* и δ от фундаментальных констант. Лидирующий вклад в относительный дрейф частот определяется дрейфом магнитных моментов и релятивистской поправки, зависящей только от α [50]. Отметим, что на первый взгляд запись " $\alpha^{-0,74}$ " кажется не совсем корректной в том смысле, что она неверно отражает вид сложной функциональной зависимости отношения частот от α (15), (16). Однако такая запись является традиционной при определении дрейфа отношения частот и эквивалентна более сложному выражению после соответствующих подстановок.

В 1991–1992 гг. в течение года измерялась абсолютная частота перехода между тонкими компонентами метастабильного триплетного состояния $^3P_1 \leftrightarrow ^3P_0 (\Delta m_j = 0)$ в ^{24}Mg (60 227,16(5) МГц) [57]. В работе [57] был сделан вывод, что дрейф величины $g_p(\mu_N/\mu_B)$ (g_p — g -фактор протона) составляет менее $5,4 \times 10^{-13}$ год $^{-1}$, при этом авторы цитируемой работы не учитывали вклада релятивистских поправок и, кроме того, заменили g -фактор ядра цезия g -фактором протона. В случае атома магния пренебрежение релятивистской поправкой допустимо, поскольку атом магния относится к легким системам ($Z\alpha \simeq 0,08$). Однако, как видно из табл. 2, в случае атома цезия это допущение малопримлемо.

Таким образом, более корректная запись ограничения будет выглядеть следующим образом:

$$\left| g_{Cs} \frac{\mu_N}{\mu_B} \alpha^{0,74} \right| < 5,4 \times 10^{-13} \text{ год}^{-1}. \quad (18)$$

Отметим, что при измерении дрейфа абсолютной частоты любых переходов тонкой структуры, результат будет содержать ядерный магнитный момент атома цезия.

В 1995 г. в течение 140 дней сравнивались частоты водородного мазера и промежуточного атомного стандарта на сверхтонком переходе

$$^2S_{1/2}(F=0, m_F=0) \leftrightarrow ^2S_{1/2}(F=1, m_F=0)$$

в ионе ртути $^{199}\text{Hg}^+$ ($f_{Hg}^{(HFS)} \approx 40,5$ ГГц) [50]. Релятивистская поправка $F_{rel}(\text{Hg})$ более чем в два раза превосходит аналогичную поправку для ^{133}Cs , что повышает чувствительность измерения к дрейфу α . Было определено, что

$$\left| \frac{\partial}{\partial t} \ln \left(\frac{g_H}{g_{Hg}} \alpha^{-2,2} \right) \right| < 3,7 \times 10^{-14} \text{ год}^{-1}. \quad (19)$$

Дальнейшее повышение чувствительности достигнуто в экспериментах с атомными фонтанами, проведенных в 1998–2003 гг. в Париже. Сравнивались частоты трех атомных фонтанов: мобильного фонтана FOM, цезиевого фонтана FO1 и фонтана FO2, который мог поочередно работать либо на цезии, либо на рубидии [19]. В качестве опорного стабильного неабсолютного репера частоты использовался сигнал водородного мазера. В результате серии из четырех измерений, разделенных примерно годичными интервалами, было установлено следующее ограничение на относительный дрейф частот сверхтонких переходов основного состояния в ^{87}Rb и ^{133}Cs :

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{f_{Rb}^{(HFS)}}{f_{Cs}^{(HFS)}} = (0,2 \pm 7,0) \times 10^{-16} \text{ год}^{-1}. \quad (20)$$

Исходя из табл. 2 можно сделать вывод, что таким образом тестируется дрейф следующей комбинации фундаментальных констант:

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln \left(\frac{g_{Rb}}{g_{Cs}} \alpha^{-0,44} \right) = (0,2 \pm 7,0) \times 10^{-16} \text{ год}^{-1}. \quad (21)$$

На сегодняшний день это наиболее строгое ограничение на относительный дрейф частот сверхтонких переходов в различных атомных системах. Как видно из (19), (21), по измерениям можно судить о дрейфе некоторой простой комбинации констант, представляющей собой произведение отношения ядерных магнитных моментов на некоторую степень α . Природа этих вкладов существенно различна: если α является константой связи электромагнитного взаимодействия, то значения ядерных моментов (g -факторов) определяются, в первую очередь, сильными взаимодействиями в ядре.

Магнитные моменты ядер в рамках упрощенной шмидтовской модели, опирающейся на расчеты квантовой хромодинамики [5], могут быть приближенно выражены через g -факторы протона $g_p \simeq 5,58$ и нейтрона $g_n \simeq -3,83$. Модель грубо описывает взаимодействие магнитных моментов нейтронов и протонов внутри ядра, что является приемлемым для невысокого уровня точности экспериментальных оценок дрейфов. Так, в табл. 3 приведены некоторые шмидтовские значения магнитных моментов ядер μ_S . Легко показать, что для атомов ^{87}Rb и ^{133}Cs чувствительность отношения g_{Rb}/g_{Cs} к изменениям g_p составляет

$$\frac{\partial}{\partial \ln g_p} \ln \frac{g_{Rb}}{g_{Cs}} \approx \frac{\partial}{\partial \ln g_p} \ln \frac{\mu_{Rb}^{(S)}}{\mu_{Cs}^{(S)}} = \frac{12g_p}{(g_p + 2)(10 - g_p)} \approx 2 \quad (22)$$

Таблица 3. Значения магнитных моментов некоторых ядер μ_S , вычисленных согласно шмидтовской модели [5]. Приведены также отношения экспериментальных и теоретических значений ядерных моментов

Атом	Шмидтовская модель μ_S/μ_N	Эксперимент/модель μ_{exp}/μ_S
H	$g_p/2$	1,00
^{85}Rb	$5/14(8 - g_p)$	1,57
^{87}Rb	$g_p/2 + 1$	0,74
^{133}Cs	$7/18(10 - g_p)$	1,5
$^{171}\text{Yb}^+$	$-g_n/6$	0,77
$^{199}\text{Hg}^+$	$-g_n/6$	0,8

Таблица 4. Ограничения на относительный дрейф фундаментальных констант, полученные из сравнения частот сверхтонких (HFS) и тонких (FS) переходов микроволнового диапазона. Приведен также результат измерения дрейфа частоты сверхпроводящего микроволнового резонатора [40]

Система	Тестируемая величина	Ограничение, год ⁻¹	Год, литература
HFS(Cs) – резонатор	$g_{Cs}(\mu_N/\mu_B)\alpha^3$	$< 4,1 \times 10^{-12}$	1976, [40]
HFS(Cs) – HFS(H)	$(g_H/g_{Cs})\alpha^{-0,74}$	$< 5 \times 10^{-14}$	1992, [55, 56]
HFS(Cs) – FS(²⁴ Mg)	$g_{Cs}(\mu_N/\mu_B)\alpha^{0,74}$	$< 5,4 \times 10^{-13}$	1993, [57]
HFS(Cs) – HFS(¹⁹⁹ Hg ⁺)	$(g_H/g_{Hg})\alpha^{-2,2}$	$< 3,7 \times 10^{-14}$	1995, [50]
HFS(Cs) – HFS(⁸⁷ Rb)	$(g_{Rb}/g_{Cs})\alpha^{-0,44}$	$(0,2 \pm 7,0) \times 10^{-16}$	2003, [19]

и ограничение (21) можно переписать в несколько упрощенном виде

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln(g_p^2 \alpha^{-0,44}) = (0,2 \pm 7,0) \times 10^{-16} \text{ год}^{-1}. \quad (23)$$

Для разделения вкладов взаимодействий различных типов в этом выражении авторы работы [19] предлагают пренебречь вкладами сильного и слабого взаимодействий, ссылаясь на аргументы, приведенные в работе [50], о "насыщении" ядерной константы связи. При этом удастся наложить весьма жесткое ограничение на дрейф α :

$$\frac{\partial \ln \alpha}{\partial t} = (-0,4 \pm 16) \times 10^{-16} \text{ год}^{-1}. \quad (24)$$

В таблице 4 представлены результаты прецизионных экспериментов микроволнового диапазона, описанных в этом разделе. Возможное разделение вкладов дрейфов различных констант без привлечения дополнительных моделей можно получить, ограничившись лишь комбинацией измерений [40] и [57], обладающих, однако, относительно низкой чувствительностью. Детальное представление метода разделения вкладов будет рассмотрено на примере измерений оптических частот в разделе 3.10.

Ожидаемое улучшение точности и стабильности атомных фонтанов (вплоть до 10^{-16}) и увеличение интервала времени, разделяющего прецизионные измерения, позволяет рассчитывать на улучшение оценки (20) в ближайшее время на порядок величины [19]. В дополнение к лабораторным экспериментам в рамках проекта STM (Space Time Mission, NASA) планируется запуск космического аппарата, на борту которого будут установлены одновременно действующие атомные часы на сверхтонких переходах в ионах ¹⁹⁹Hg⁺ (40,5 ГГц), ¹¹¹Cd⁺ (14,7 ГГц) и ¹⁷¹Yb⁺ (12,6 ГГц). Для увеличения влияния градиентов гравитационного поля аппарат будет выведен на сильно эксцентричную солнечную орбиту. Ожидаемая чувствительность к дрейфу α составляет $10^{-20} \text{ год}^{-1}$ [58]. Несмотря на жесткость ограничений на дрейф отношения частот, проблема разделения вкладов электромагнитного, сильного и слабого взаимодействий требует привлечения других методов измерения и дополнительных экспериментальных данных.

3.5. Прецизионное измерение частот оптического диапазона

Появление методов рамси-спектроскопии и оптического охлаждения атомов оказало существенное влияние на точность прецизионных методов микроволнового диапазона, описанных в разделе 3.4. Дальнейшее заметное повышение точности ожидается в результате увеличения времени свободного эволюционирования

атомов на баллистической траектории, чего можно достичь в орбитальных космических миссиях (см. проект "PHARAO" [58, 59]). Однако несмотря на свою привлекательность такие проекты сопряжены с существенными техническими и финансовыми трудностями.

Наряду с развитием методов микроволнового диапазона физика конца XX в. ознаменовалась существенным прорывом в области измерения частот оптических переходов. Оптические переходы между метастабильными уровнями обладают высокой потенциальной добротностью (вплоть до 10^{18} и выше), что обусловлено как длительным временем жизни метастабильных уровней, так и высокой частотой резонанса (порядка 10^{15} Гц). Прогресс, достигнутый в оптике с появлением стабильных лазерных систем и методов охлаждения атомов, существенно повысил воспроизводимость и относительную точность оптических измерений. На рисунке 6 представлена динамика относительной точности измерений оптического диапазона, перешагнувшей рубеж 10^{-14} . Ожидается, что в ближайшее время оптические вторичные стандарты частоты могут стать серьезными конкурентами микроволновому стандарту на ¹³³Cs.

Методы, применявшиеся ранее для измерения оптических частот и опирающиеся на эталон длины, не позволяли полностью использовать потенциал лазерной спектроскопии атомов и молекул. Задача проведения абсолютных измерений частоты в оптическом диапазоне оказалась весьма нетривиальной: требовалось сравнить частоту стандарта и оптическую частоту, превышающую ее более чем на 4 порядка величины (что соответствует 15 последовательным каскадам удвоения!). В восьмидесятых-девяностых годах создавались громоздкие частотные преобразователи, позволяющие связать первичный цезиевый стандарт и частоту исследу-

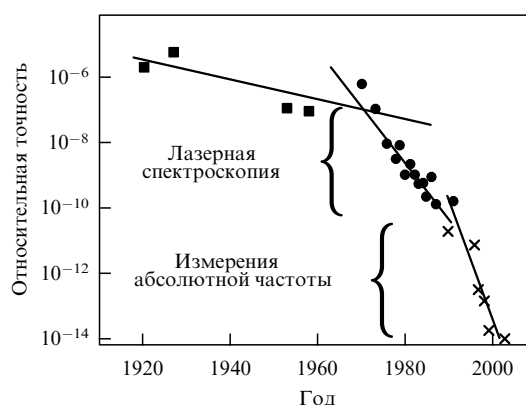


Рис. 6. Изменение относительной точности измерений оптических частот в XX веке (на примере спектроскопии перехода 1S – 2S в атоме водорода).

дуемого оптического перехода с помощью нелинейных процессов и промежуточных стандартов частоты. Революционный прорыв в области измерения оптических частот совершен в 1999 г. Используя спектральные характеристики фемтосекундного лазера, удалось фазово-когерентно связать частоту первичного стандарта с частотами продольных мод этого лазера, которые перекрывали весь оптический диапазон частот [16].

3.6. Оптическая "гребенка"

Основные методы преобразования частот в оптическом диапазоне базируются на явлениях, происходящих в нелинейных средах под воздействием интенсивного электромагнитного излучения. Наиболее важными с точки зрения метрологии являются фазово-когерентные процессы, жестко (буквально математически) связывающие преобразованную частоту с входящими частотами. Удвоение частоты ($2f \rightarrow f'$) является типичным примером фазово-когерентного процесса: экспериментально продемонстрировано, что отношение частот $f'/f = 2$ с точностью не хуже 6×10^{-21} [60].

К фазово-когерентным методам преобразования частот относятся также модуляционные методы. При фазовой или частотной модуляции несущей волны с частотой ω_0 сигналом на частоте Ω возникает целый спектр ("гребенка") частот, которые можно представить как $\omega_0 \pm n\Omega$, где n — целое число. Такая "гребенка" может перекрывать широкий спектральный диапазон, в котором становится возможным измерять частоты. Модуляция либо вносится внешним модулятором, либо является свойством самого излучателя, как в случае диодных лазеров с модуляцией по току или импульсно-периодических лазеров.

Идея использования спектральных характеристик излучения импульсно-периодических лазеров возникла более 20 лет назад, когда впервые было предложено использовать пикосекундный лазер на красителе для измерения частотных интервалов в Na [61]. Пусть импульсно-периодический лазер излучает поле, изменяющееся во времени как

$$E(t) = A(t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{к.с.}, \quad (25)$$

где $A(t)$ — периодическая функция времени, ω_0 — несущая оптическая частота, к.с. — комплексно-сопряженное слагаемое. Для упрощения дальнейших преобразований допустим, что $A(t)$ может быть представлена в виде

$$A(t) = \sum_{m=0}^N \exp\left[-\frac{(t-mT)^2}{4\tau^2}\right], \quad (26)$$

где T — период следования импульсов, τ — их длительность, а N — целое число, определяющее длину цуга.

Фурье-образ $E(t)$ в этом случае легко вычисляется:

$$S(\omega) = A' \exp(-\omega'^2 \tau^2) \frac{1 - \exp(iN\omega' T)}{1 - \exp(-i\omega' T)} + \text{к.с.}, \quad (27)$$

где $\omega' = \omega - \omega_0$. Спектр сигнала представляет собой набор узких линий шириной $2\pi/NT$, разделенных интервалами $2\pi/T$. Линии находятся под плавной гауссовой огибающей с шириной $1/2\tau$, определяющейся длительностью импульса [62].

При уменьшении длительности импульса τ спектр излучения лазера перекрывает все больший спектральный интервал, вплоть до нескольких десятков терагерц для фемтосекундных лазеров с длительностью импульса порядка 20 фс. Межмодовое расстояние задается частотой повторения $f_{\text{греб}} = 1/T$ или длиной резонатора лазера. Спектром излучения лазера при $N \rightarrow \infty$ является набор бесконечно узких (конечно, лишь в идеальном случае) эквидистантных мод, разность фаз между которыми постоянна. Частота повторения $f_{\text{греб}}$ обычно находится в интервале 50–1000 МГц, что делает доступными все оптические частоты, охватываемые спектром лазера. Техника "частотной гребенки" развивалась в 80-х и 90-х годах и неоднократно использовалась в качестве вспомогательного инструмента для перекрытия небольших оптических интервалов при измерении частоты. В 1999–2000 гг. в Институте квантовой оптики Макса Планка (MPQ) (Гархинг, Германия) был проведен ряд измерений, продемонстрировавших ключевую роль фемтосекундных лазеров при измерении оптических частот [16, 63].

Рассмотрим структуру спектра лазера (27). Частота монохроматической моды излучения f_n может быть записана как

$$f_n = \frac{\omega_0}{2\pi} + \frac{n}{T} \quad \text{или} \quad (28)$$

$$f_{n'} = f_0 + n' f_{\text{греб}}, \quad f_0 < f_{\text{греб}},$$

где n и n' — целые числа. В общем случае $f_0 \neq 0$, поскольку частота ω_0 не обязательно должна быть кратна $2\pi/T$. Соотношение связывает две радиочастоты f_0 и $f_{\text{греб}}$ с оптической частотой f_n , при этом n является большим числом порядка 10^5 – 10^6 . Возникновение отстройки f_0 связано с различием групповой и фазовой скоростей в лазерном резонаторе и соответствующим набегом фазы $\Delta\phi$ между огибающей и несущей в последовательных импульсах лазера.

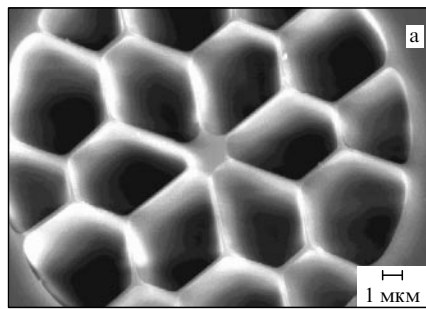
Высокое значение пиковой интенсивности в импульсах фемтосекундного лазера открывает возможности для дальнейшего расширения спектрального диапазона, охватываемого "гребенкой". Основным физическим процессом, используемым при расширении спектра фемтосекундного лазера, является фазовая самомодуляция в нелинейных средах. Если показатель преломления среды n_{max} зависит от интенсивности I проходящего через нее излучения,

$$n_{\text{max}} = n_0 + n_2 I, \quad (29)$$

то импульс лазера с огибающей $A(t)$ интенсивности $I(t) = |A(t)|^2$ приобретет дополнительный набег фазы на длине l , равный

$$\Phi(t) = -\frac{n_2 I(t) \omega_0 l}{c}. \quad (30)$$

Этот сдвиг фазы, зависящий от времени, обуславливает частотную модуляцию сигнала, которая пропорциональна производной по времени от сдвига фазы $\partial\Phi(t)/\partial t$. При использовании плавленого кварца, обладающего положительным керровским коэффициентом $n_2 = 3,2 \times 10^{-16} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$, входящий фронт импульса приводит к появлению дополнительных частот, сдвинутых в красную область спектра (поскольку $\partial\Phi(t)/\partial t < 0$), в то время как выходящий фронт вызывает появление частот, сдвинутых в синюю область.



W. Wadworth, J. Knight, T. Braks, P. Russel
University of Bath, UK

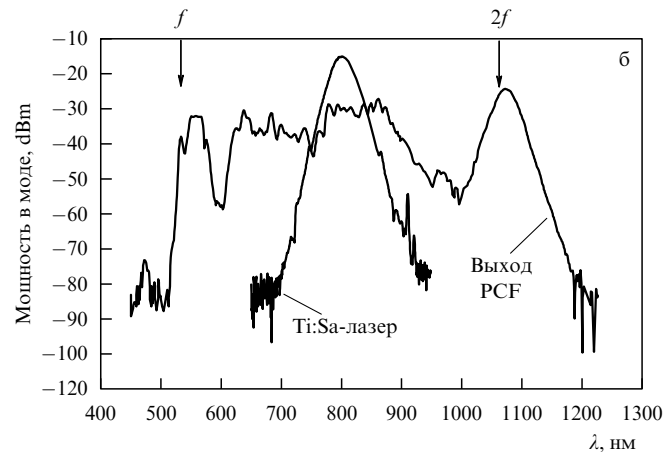


Рис. 7. (а) Структура сердцевины PCF-волокна. Волновод диаметром 1,5 мкм оказывается "подвешенным" внутри воздушных камер, окружающих его со всех сторон. (б) Расширение спектра фемтосекундного лазера в PCF-волокне. Представлен спектр мощности "оригинальной гребенки", генерируемой фемтосекундным Ti:Sa-лазером, а также спектр "гребенки" на выходе из волокна. Используются логарифмические энергетические единицы: 1 dBm = 1 мВт.

Процесс фазовой самомодуляции модифицирует огибающую функцию $A(t)$:

$$A(t) \rightarrow A(t) \exp(i\Phi(t)). \quad (31)$$

Поскольку сдвиг фазы $\Phi(t)$, индуцированный полем, имеет ту же периодичность, что и само поле, модовая структура уширенной "гребенки" остается эквивалентной структуре входящего излучения.

Несмотря на невысокое значение коэффициента n_2 плавленого кварца процесс фазовой самомодуляции в оптоволокне оказывается гораздо эффективнее, чем в кристаллах благодаря большой длине взаимодействия и малому диаметру пучка в случае волокна. Наряду с фазовой самомодуляцией в волокне происходят также другие процессы, такие, как рамановское рассеяние, существенно усложняющие картину распространения импульса. Однако, как было продемонстрировано экспериментально, структура выходящей из волокна расширенной "гребенки" оказывается идентична структуре входящего излучения с точностью не хуже 5×10^{-16} [63]. Такая техника позволила расширить спектр оптической "гребенки" вплоть до 100 ТГц и непосредственно связать значения больших оптических интервалов с радиочастотным диапазоном.

Дальнейшее расширение спектра "гребенки" оказалось возможным благодаря появлению волокон, изготовленных по технологии фотонных кристаллов. Положительная дисперсия кварца в обычном волокне приводит к росту длины импульса по мере его прохождения вдоль волокна, падению пиковой интенсивности и уменьшению эффективности нелинейного преобразования. Новый тип волокон [64] представляет собой тонкую кварцевую сердцевину (1,5 мкм в диаметре), окруженную структурой из воздушных камер и как бы подвешенную в ней (PCF-волокно). Изображение структуры сердцевины волокна и окружающих ее воздушных камер представлено на рис. 7а. Дисперсионные характеристики такого волновода вследствие большого скачка показателя преломления на границе сердцевины обладают выигрышной особенностью: в области 800 нм дисперсия групповой скорости в PCF-волокне оказывается близкой к нулю. Длительность импульса по мере прохождения по сердце-

вине волокна слабо изменяется, что дополнительно повышает эффективность нелинейных эффектов. Оптическая "гребенка" на выходе 10-сантиметрового отрезка PCF-волокна может перекрывать оптическую октаву и простирается от 450 до 1200 нм (см., например, рис. 7б). Такие уникальные спектральные характеристики выходящего излучения открывают доступ к одновременному управлению обеими степенями свободы "гребенки" ($f_{\text{греб}}$ и f_0) и созданию универсального фазово-когерентного моста, соединяющего диапазон радиочастот с оптическими частотами.

Используя различие механизмов преобразования частот в разных нелинейных процессах, можно определить f_0 в "гребенках", охватывающих спектральный диапазон более оптической октавы. Так, частота моды "гребенки" описывается выражением

$$f_n = f_0 + n f_{\text{греб}}. \quad (32)$$

Если направить такую "гребенку" в нелинейный кристалл, в котором происходит удвоение частоты, то частоты мод излучения второй гармоники будут описываться соотношением

$$2f_n = 2(f_0 + n f_{\text{греб}}). \quad (33)$$

В свою очередь, если "гребенка" перекрывает октаву, то в ней имеются моды с такими номерами n и n' , что $n' = 2n$, и в сигнале биения частот $2f_n$ и $f_{n'}$ будет присутствовать разностная частота

$$2f_n - f_{n'} = 2(f_0 + n f_{\text{греб}}) - (f_0 + 2n f_{\text{греб}}) = f_0. \quad (34)$$

Сигнал биения оказывается достаточно сильным, поскольку в его формировании участвует целый ряд мод n' , для которых существует партнер из синего крыла фундаментальной "гребенки". Управление f_0 осуществляется через изменение дисперсии резонатора лазера, например, путем модификации параметров керровской линзы в кристалле сапфира, активированного титаном (Ti:Sa), который является активной средой многих современных фемтосекундных лазерных систем. Частота $f_{\text{греб}}$ детектируется непосредственно по измеренной

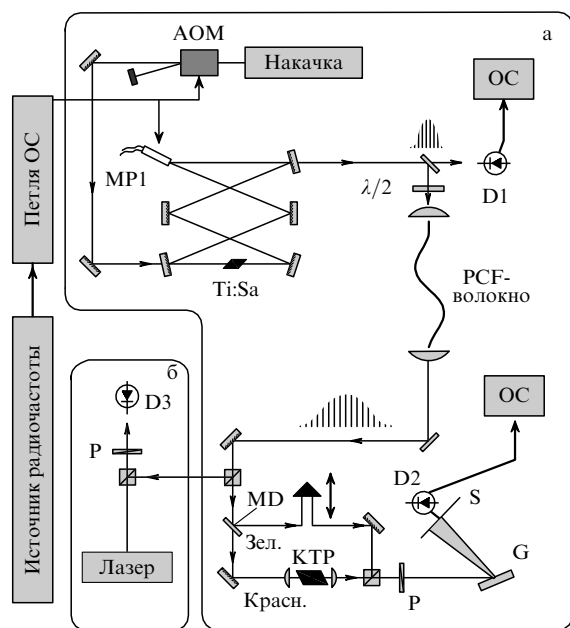


Рис. 8. (а) Оптический измеритель частот на базе кольцевого фемтосекундного лазера на Ti:Sa. (б) Часть излучения стабилизированной "гребенки" выводится из схемы для измерения частоты излучения лазера, использующегося для спектроскопии. АОМ — акусто-оптический модулятор, MP1 — зеркало на пьезоэлементе, MD — дихроичное зеркало, D1, D2, D3 — высокочастотные детекторы, P — поляризаторы, КТР — нелинейный кристалл для генерации второй гармоники, G — дифракционная решетка, S — щель, PCF-волокно — оптическое волокно, созданное по технологии фотонных кристаллов, OC — петли обратной связи.

частоте сигнала биения мод "гребенки" друг с другом, а управление $f_{\text{греб}}$ реализуется с помощью изменения длины резонатора.

На рисунке 8 представлена типичная схема измерителя оптических частот, базирующаяся на кольцевом фемтосекундном Ti:Sa-лазере с накачкой второй гармоники непрерывного Nd:YAG-лазера. В кристалле Ti:Sa, помещенном в кольцевой резонатор с chirпированными зеркалами, возникает керровская линза, что приводит к синхронизации мод резонатора и импульсно-периодическому режиму работы. Управление параметрами керровской линзы, определяющей групповую скорость распространения волны в резонаторе, осуществляется с помощью изменения мощности накачки. Соотношение между групповой и фазовой скоростями, в свою очередь, задает сдвиг фаз $\Delta\phi$ и частоту f_0 . Оптические модуляторы (например, электро- или акусто-оптические модуляторы) позволяют быстро варьировать мощность, что требуется для компенсации флуктуаций f_0 , лежащих в диапазоне около 1 МГц. Флуктуации $f_{\text{греб}}$ оказываются значительно более медленными (порядка 1 кГц), и для их компенсации достаточно управлять длиной резонатора через пьезоэлемент.

Малая часть излучения лазера отводится делителем и посылается на высокочастотный диод D1 для регистрации $f_{\text{греб}}$. Сигнал гетеродинируется с сигналом локального осциллятора на фазовом детекторе. Разностная фаза представляет собой сигнал ошибки, управляющий длиной резонатора и соответственно $f_{\text{греб}}$. Таким образом осуществляется фазовая привязка $f_{\text{греб}}$ к сигналу радиочастотного генератора.

Основная доля излучения лазера направляется в отрезок PCF-волокна длиной около 15 см. Вышедший после преобразования в волокне свет делится дихроичским зеркалом MD. Красная часть спектра фокусируется в нелинейный кристалл, преобразующий излучение во вторую гармонику, лежащую в сине-зеленой части спектра. После компенсации дисперсии кристалла и согласования оптических длин сине-зеленая часть исходной "гребенки" совмещается с удвоенной "гребенкой". Излучение детектируется диодом D2, установленным на выходе спектральной щели S. Фотодиод D2 регистрирует сигнал биения на частоте f_0 , которая также привязывается по фазе к другому локальному осциллятору. Петля обратной связи управляет мощностью излучения накачки и соответственно дисперсией резонатора.

Часть излучения стабилизированной "гребенки" сбивается с излучением лазера, частоту которого требуется измерить. Диод D3 детектирует сигнал биения между лазером и ближайшей модой "гребенки", частота которого f_{beat} определяется измерителем частот (счетчиком), синхронизированным со стабильным внешним источником радиочастоты. Таким образом, оптическая частота лазера f_{laser} представляет собой сумму

$$f_{\text{laser}} = \pm f_{\text{beat}} \pm f_0 + n f_{\text{греб}}. \quad (35)$$

Значение n может быть получено с помощью измерителя длин волн, разрешающего межмодовое расстояние, а знаки перед f_{beat} и f_0 однозначно определяются с помощью перестройки частот локальных осцилляторов, задающих f_0 и $f_{\text{греб}}$.

Таким образом, оптическая частота f_{laser} выражается через легко измеряемые частоты радиодиапазона и, следовательно, напрямую связана с частотой первичного стандарта. Ввиду большого мультипликативного фактора $n \sim 10^5 - 10^6$, входящего в выражение для f_{laser} , требования к стабильности и абсолютной точности радиочастотного источника оказываются чрезвычайно высокими. В современных измерениях оптических частот в качестве источника частоты используются кварцевые или низкотемпературные твердотельные осцилляторы, частота которых стабилизирована по частоте первичного цезиевого стандарта. Для улучшения стабильности как промежуточный источник используется также сигнал водородного лазера.

3.7. Измерение частот конкретных атомных переходов

Чтобы возбудить узкий переход в атомной системе, необходима перестраиваемая лазерная система, обладающая узким спектром излучения и высокой стабильностью. Такая лазерная система (или эталонный лазер) является сердцем прецизионных спектроскопических экспериментов. В качестве эталонных лазеров используются твердотельные и диодные лазеры [21, 23, 25], а также лазеры на красителе [18, 28]. Рекордно малое значение ширины линии перестраиваемого лазера на красителе, продемонстрированное в NIST, составило 0,2 Гц [28]. Лазеры стабилизируются относительно внешних стабильных резонаторов, обладающих низкими значениями дрейфа и остаточных вибраций. Так, типичное значение дрейфа длины l резонатора, изготовленного из материала ULE², при комнатной температуре находятся на уровне ниже, чем $\dot{l}/l < 10^{-15} \text{ с}^{-1}$, при

² Ultra-Low-Expansion glass, производитель — фирма "Corning".

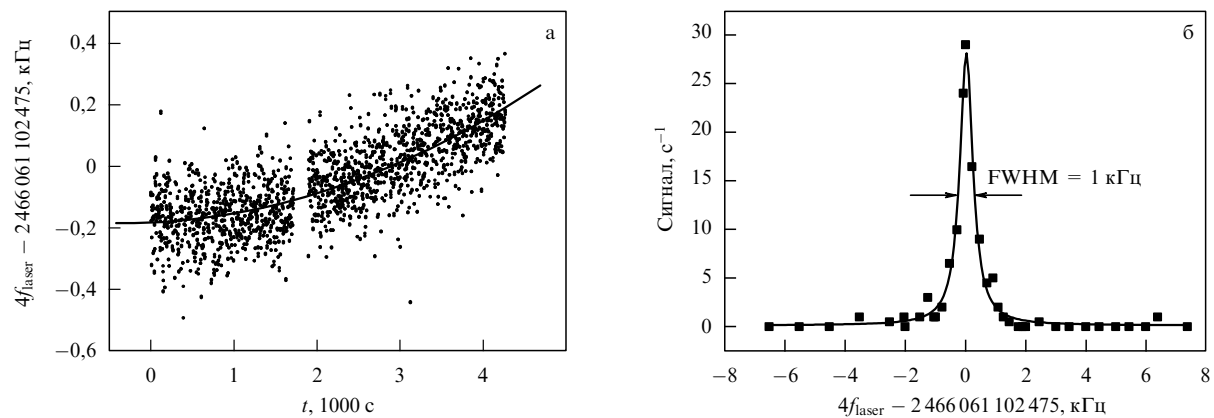


Рис. 9. (а) Измерение абсолютной частоты лазера 486 нм, использующегося для спектроскопии перехода 1S–2S в атоме водорода [18, 69]. (б) Узкая линия перехода 1S–2S в атоме водорода.

надлежащей акусто-сейсмической изоляции остаточные вибрации имеют тот же порядок величины.

Для спектроскопии оптического перехода лазер медленно сканирует профиль линии, при этом его частота измеряется с помощью "оптической гребенки", стабилизированной относительно первичного стандарта. Рекордно малая ширина линии перехода, равная 10 Гц на частоте 10^{15} Гц, продемонстрирована для иона ртути [27]. В других метрологических экспериментах оптического диапазона значения ширины линий составляют 100–1000 Гц. Зная частоту лазера и профиль линии перехода, можно определить положение центра линии с высокой точностью.

В качестве примера на рис. 9а представлен результат измерения абсолютной частоты лазера 486 нм, использующегося для спектроскопии перехода 1S–2S в атоме водорода. В качестве стандарта частоты в эксперименте применялся мобильный цезиевый фонтан FOM, временно перевезенный из BNM (Париж) в MPQ (Гархинг) [18]. Плавное изменение частоты лазера объясняется температурным дрейфом сверхстабильного монолитного резонатора, относительно которого стабилизировалась лазерная система [65, 66]. Разброс точек возникает из-за частотных шумов цезиевого фонтана, которые усредняются со временем t как $\sim 1/\sqrt{t}$. Для точного определения положения частотной оси данные аппроксимировались гладким полиномом низкой степени, представляющим дрейф опорного резонатора. На рисунке 9б изображена типичная линия перехода

$1S(F = 1, m_F = \pm 1) \rightarrow 2S(F' = 1, m_F' = m_F)$

в атоме водорода, зарегистрированная относительно абсолютной частотной оси. В результате длительного

накопления данных и исследования систематических эффектов удастся вывести точность эксперимента на уровень десятков герц. Аналогичные методы используются и при измерении абсолютных частот переходов в других атомных системах.

В течение последних нескольких лет рядом лабораторий выполнены серии измерений абсолютной частоты оптических переходов для различных атомов и ионов; большое число экспериментов находится в стадии разработки. Результаты некоторых известных прецизионных измерений и соответствующие ссылки приведены в табл. 5. Некоторые из указанных измерений, такие, как измерения в Hg^+ , H и Yb^+ были повторены в течение последних 5 лет, что позволяет наложить строгие ограничения на дрейф фундаментальных констант в современную эпоху.

3.8. Дрейф констант и оптические переходы

Частота оптического перехода $f^{(\text{opt})}$ может быть представлена как произведение нерелятивистской части $f_{\text{NR}}^{(\text{opt})} \sim R\gamma$ на релятивистскую поправку $F_{\text{rel}}(Z\alpha)$

$$f^{(\text{opt})} = f_{\text{NR}}^{(\text{opt})} F_{\text{rel}}(Z\alpha). \tag{36}$$

Величина поправки растет с увеличением Z , соответственно в общем случае растет и чувствительность $f^{(\text{opt})}$ к изменениям α . В работах [33, 67] выполнен расчет релятивистских поправок для метрологических переходов, приведенных в табл. 5. В отличие от расчетов сверхтонкой структуры для оптических переходов не существует общего аналитического выражения, позволяющего приближенно оценить F_{rel} для определенной электронной конфигурации (ср. с (15)). Зависимость

Таблица 5. Прецизионные измерения абсолютных частот некоторых оптических переходов. В скобках указана погрешность, равная одному стандартному отклонению

Z	Атом	Переход	Частота, Гц	Относительная точность	Литература
1	H	$1S_{1/2} \rightarrow 2S_{1/2}$	2 466 061 413 187 116(46)	$1,9 \times 10^{-14}$	[18]
20	Ca	$^1S_0 \rightarrow ^3P_1$	455 986 240 494 158(26)	6×10^{-14}	[21]
38	Sr^+	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$	444 779 044 095 520(100)	22×10^{-14}	[22]
49	In^+	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	1 267 402 452 899 920(230)	18×10^{-14}	[23]
70	Yb^+	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$	688 358 979 309 312(6)	$0,9 \times 10^{-14}$	[24]
70	Yb^+	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$	642 121 496 771 260(230)	36×10^{-14}	[26]
80	Hg^+	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$	1 064 721 609 899 144(11)	$0,9 \times 10^{-14}$	[28]

Таблица 6. Чувствительность релятивистских поправок $F_{\text{rel}}(Z\alpha)$ к изменениям α для некоторых узких оптических переходов (согласно [5, 33, 67])

Z	Атом	Переход	λ , нм	L_α
1	H	$1sS_{1/2}(F=1, m_F=\pm 1) \rightarrow 2sS_{1/2}(F'=1, m'_F=\pm 1)$	121	0
20	Ca	$1S_0(m_J=0) \rightarrow 3P_1(m_J=0)$	657	0,03
49	In ⁺	$5s^2 1S_0 \rightarrow 5s5p^3 P_0$	237	0,21
70	Yb ⁺	$6s^2 S_{1/2}(F=0) \rightarrow 5d^2 D_{3/2}(F=2)$	435	1,03
80	Hg ⁺	$5d^{10} 6s^2 S_{1/2}(F=0) \rightarrow 5d^9 6s^2 D_{5/2}(F'=2, m'_F=0)$	282	-3,2

$F_{\text{rel}}(Z\alpha)$ определяется с помощью расчета частоты $f^{(\text{opt})}$ при различных значениях постоянной тонкой структуры. Для этого частота перехода записывается в виде

$$f^{(\text{opt})} = f_{\text{exp}} + q_1 \left[\left(\frac{\alpha_c}{\alpha} \right)^2 - 1 \right] + q_2 \left[\left(\frac{\alpha_c}{\alpha} \right)^4 - 1 \right], \quad (37)$$

где f_{exp} — экспериментальное значение частоты, α — лабораторное значение постоянной тонкой структуры. Необходимость учета лишь четных степеней α следует из общей структуры релятивистской поправки, содержащей только четные степени разложения релятивистского корня $\sqrt{m_c^2 + p^2}$ по импульсу электрона $p \sim (Z\alpha)$. Расчет частоты перехода ведется при различных значениях параметра α_c , слегка отличающихся от α . Полученная зависимость $f(\alpha_c)$ аппроксимируется выражением (37), в результате чего определяются параметры q_1 и q_2 . Легко показать, что чувствительность релятивистской поправки к изменениям α будет определяться как

$$L_\alpha = \alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} \ln F_{\text{rel}}(Z\alpha) = \frac{2q_1 + 4q_2}{f_{\text{exp}}}. \quad (38)$$

Отметим, что при расчетах коэффициентов q_1 и q_2 авторы работ [33, 67] полагали $Ry = \text{const}$. Однако результаты их вычислений останутся неизменными, даже если не фиксировать значение постоянной Ридберга (что накладывало бы ограничения на комбинацию констант $m_e c^2 \alpha^2 / h$). В таблице 6 представлены значения относительной чувствительности релятивистских поправок для переходов табл. 5. Поскольку целью экспериментальных тестов является достижение высоких значений чувствительности к дрейфам α при относительно низкой точности этих оценок, требования к точности расчетов q_1 и q_2 оказываются невелики.

Как следует из табл. 6, значение чувствительности поправок к изменениям α может быть как положительным, так и отрицательным. При возможных изменениях α переходы в атомах H, Ca и In⁺ будут выступать в качестве "якоря", относительно которого могут происходить изменения частот переходов в Hg⁺ и Yb⁺. Перспективным кандидатом для сравнения с "якорем" является частота эталонного перехода в ионе Hg⁺, для которого чувствительность $F_{\text{rel}}(\text{Hg})$ к изменениям α является наибольшей.

3.9. Сравнение дрейфов частот переходов в H, Hg⁺ и Yb⁺

Метастабильный уровень 2S в атоме водорода обладает длительным временем жизни (около 1/7 с), что соответствует потенциальной добротности двухфотонного перехода 1S–2S, равной $\Delta f/f \simeq 5 \times 10^{-16}$. Эксперименты по

двухфотонной спектроскопии атома водорода были начаты Т. Хэншем в 70-х годах [68] и продолжают вплоть до настоящего времени в МРQ (Гархинг, Германия). В большой степени именно эти исследования дали импульс к развитию методов измерения частот и появлению в 1999 г. "оптической гребенки". С использованием "гребенки" была достигнута рекордная на тот момент точность в определении абсолютной частоты перехода 1S–2S, равная $1,8 \times 10^{-14}$ [18]. В качестве первичного стандарта частоты использовался мобильный цезиевый фонтан FOM, временно перевезенный из BNM (Париж) в Гархинг и установленный рядом с водородным спектрометром.

Пучковый водородный спектрометр регистрирует спектры переходов

$$1S(F=1, m_F=\pm 1) \rightarrow 2S(F'=1, m'_F=m_F),$$

частоты которых практически не зависят от магнитного поля. Характерная линия, зарегистрированная на водородном спектрометре для атомов со скоростями $v < 80 \text{ м с}^{-1}$, представлена на рис. 9б. Для определения частоты перехода покоящегося атома используется коррекция, учитывающая динамический штарковский сдвиг и доплеровский эффект второго порядка [18]. Измеренная частота, равная $2\,466\,061\,102\,474\,880(36) \text{ Гц}$ (с учетом вкладов статистической и систематических погрешностей), соответствует расщеплению между сверхтонкими компонентами (1S, $F=1$) и (2S, $F'=1$) в атоме водорода. Для определения абсолютной частоты между уровнями 1S и 2S (см. табл. 5) к ней прибавляется величина, соответствующая 3/4 разности частот сверхтонкого расщепления уровней 1S и 2S (частота центроида сверхтонкой структуры).

В 2003 г. был проведен повторный эксперимент по измерению абсолютной частоты перехода

$$1S(F=1, m_F=\pm 1) \rightarrow 2S(F'=1, m'_F=m_F)$$

в водороде [20, 69]. Результаты измерений 1999 и 2003 гг. представлены на рис. 10. С учетом вкладов статистических и систематических ошибок изменение частоты перехода за интервал, равный 3,64 года, составило $f_{\text{H},2003}^{(\text{opt})} - f_{\text{H},1999}^{(\text{opt})} = (-29 \pm 57) \text{ Гц}$. В предположении

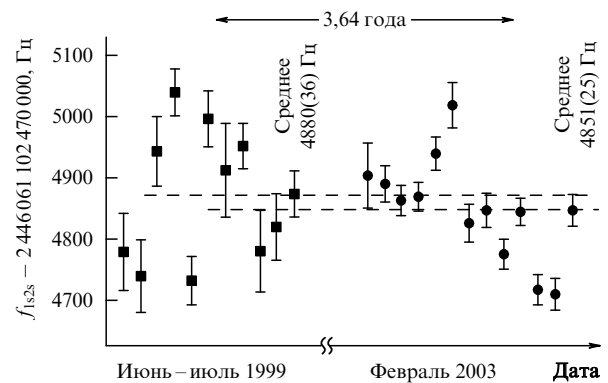


Рис. 10. Результаты экспериментов 1999 и 2003 гг. по измерению абсолютной частоты перехода

$$1S(F=1, m_F=\pm 1) \rightarrow 2S(F'=1, m'_F=m_F)$$

в атоме водорода.

линейного изменения частоты это соответствует дрейфу, равному

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{f_{\text{Cs}}^{(\text{HFS})}}{f_{\text{H}}^{(\text{opt})}} = (3,2 \pm 6,4) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}.$$

Поскольку водород является нерелятивистской атомной системой (см. табл. 6), а чувствительность релятивистской поправки к частоте сверхтонкого перехода в ^{133}Cs составляет $L_{\alpha}(\text{Cs}) \simeq 0,8$ (см. табл. 2), то полученное ограничение на дрейф частот можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{f_{\text{Cs}}^{(\text{HFS})}}{f_{\text{H}}^{(\text{opt})}} &= \frac{\partial}{\partial t} \left[\ln \left(g_{\text{Cs}} \frac{\mu_{\text{N}}}{\mu_{\text{B}}} \right) + (2 + 0,8) \ln \alpha \right] = \\ &= (3,2 \pm 6,4) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}. \end{aligned} \quad (39)$$

Несмотря на фундаментальную роль частоты перехода $1\text{S}-2\text{S}$ в атоме водорода для определения константы Ридберга и лэмбовского сдвига [70], измерение имеет недостатки (короткое время функционирования спектрометра, большое число систематических эффектов), не позволяющие рассматривать водородный спектрометр в качестве реального кандидата на роль оптического стандарта частоты. Лидерами в этой области являются ионные стандарты, имеющие ряд преимуществ по сравнению с пучковыми экспериментами. Длительное время сохранения иона в ловушке Паули (вплоть до нескольких месяцев), отсутствие столкновений с другими частицами, уверенный контроль над систематическими погрешностями и высокая воспроизводимость позволяют в большой степени использовать ресурс точности высокочастотных оптических переходов в одиночных ионах. В настоящее время разработано несколько ионных стандартов: на ионах стронция [22], индия [23], иттербия [24, 26], ртути [27]; серия установок находится в стадии проектирования.

Стандарт на квадрупольном переходе

$$5d^{10}6s \ ^2\text{S}_{1/2}(F=0) \rightarrow 5d^96s^2 \ ^2\text{D}_{5/2}(F'=2, m'_F=0)$$

($\lambda = 282 \text{ нм}$) в одиночном ионе ртути, функционирующий в NIST, является одним из наиболее прецизионных оптических реперов частоты [28]. Переход возбуждается второй гармоникой лазера на красителе с шириной линии около 0,3 Гц. Типичная ширина линии перехода, регистрируемая в эксперименте, составляет около 15 Гц. За период 2000–2003 гг. выполнено около 20 измерений абсолютной частоты этого перехода с использованием техники "частотной гребенки". В качестве первичного стандарта использовался один из водородных мазеров, непрерывно функционирующих в NIST, периодически калибруемый по частоте цезиевого фонтана NIST-F1 и сигналу UTC. В результате серии экспериментов определено, что частота перехода составляет $f_{\text{Hg}}^{(\text{opt})} = 1\,064\,721\,609\,899\,143,7(1,1) \text{ Гц}$ при учете лишь статистической ошибки (указанная погрешность — 1σ). Это наиболее точное измерение абсолютной частоты оптического перехода на сегодняшний день. Воспроизводимость результатов составляет около 10 Гц, что соответствует точности калибровки водородного лазера. Подгонка линейной функции к результатам измерений позволяет сделать вывод, что относительный дрейф частот цезиевого стандарта и оптического перехода в

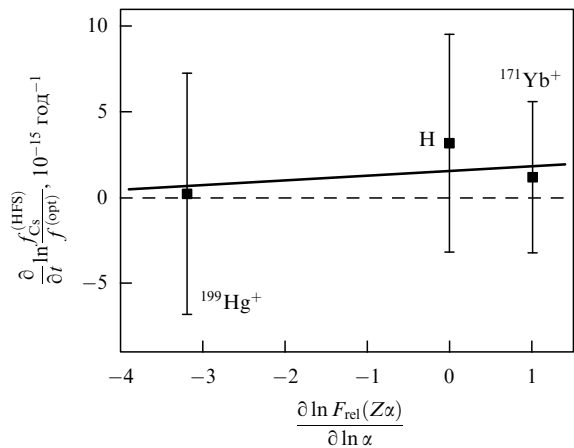


Рис. 11. Дрейф частот оптических переходов в различных атомных системах относительно первичного цезиевого стандарта. По оси абсцисс отложена чувствительность релятивистской поправки F_{rel} , соответствующей каждому из переходов к изменениям α . Сплошная прямая представляет линейную аппроксимацию данных.

ртути составляет

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{f_{\text{Cs}}^{(\text{HFS})}}{f_{\text{Hg}}^{(\text{opt})}} = (0,2 \pm 7,0) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}.$$

Учитывая релятивистскую поправку для перехода в сильнорелятивистском атоме ртути ($L_{\alpha}(\text{Hg}) = -3,2$, см. табл. 6), можно наложить следующее ограничение на относительное изменение фундаментальных констант во времени:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{f_{\text{Cs}}^{(\text{HFS})}}{f_{\text{Hg}}^{(\text{opt})}} &= \frac{\partial}{\partial t} \left[\ln \left(g_{\text{Cs}} \frac{\mu_{\text{N}}}{\mu_{\text{B}}} \right) + (2 + 0,8 + 3,2) \ln \alpha \right] = \\ &= (0,2 \pm 7,0) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}. \end{aligned} \quad (40)$$

В начале 2004 г. в РТВ была повторно измерена частота перехода

$$6s \ ^2\text{S}_{1/2}(F=0) \rightarrow 6s \ ^2\text{D}_{3/2}(F=3)$$

(436 нм) в одиночном ионе $^{171}\text{Yb}^+$, помещенном в ловушку Паули. Измерение проводилось относительно первичного цезиевого стандарта РТВ [71] и позволило установить следующее ограничение на дрейф частоты оптического перехода:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{f_{\text{Cs}}^{(\text{HFS})}}{f_{\text{Yb}}^{(\text{opt})}} &= \frac{\partial}{\partial t} \left[\ln \left(g_{\text{Cs}} \frac{\mu_{\text{N}}}{\mu_{\text{B}}} \right) + (2 + 0,8 - 1,03) \ln \alpha \right] = \\ &= (1,2 \pm 4,4) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}. \end{aligned} \quad (41)$$

Результаты прецизионных измерений дрейфов оптических частот представлены на рис. 11. Дрейфы абсолютных частот в атоме водорода (39), ионе иттербия (41) и ртути (40) согласуются с нулевым значением в пределах стандартного отклонения. Несмотря на то, что каждое из измерений по отдельности не позволяет извлечь независимую информацию об ограничении на дрейф α и ядерного магнитного момента цезия, комбинация этих измерений дает возможность разделить указанные вклады.

3.10. Разделение вкладов взаимодействий различных типов

Самый тривиальный подход к разделению вкладов констант основан на предположении, что производные всех констант по времени кроме одной равны нулю и изменение измеряемой величины объясняется изменением только одной выбранной константы. В качестве примера можно привести работу [50], в которой верхняя граница дрейфа α оценивается в предположении постоянства ядерных магнитных моментов, величина которых определяется в основном сильными взаимодействиями. Однако, если допустить наличие дрейфа фундаментальных констант, то следует ожидать, что дрейфы констант электромагнитного α , сильного α_S и слабого α_W взаимодействий должны оказаться схожими по порядку величины. Это может привести как к усилению, так и к взаимной компенсации дрейфов (см., например, [5]).

Существует другой подход, отмеченный авторами работ [72, 73], в котором анализируется возможная связь между дрейфами α_S и α . Принимая ряд сильных модельных допущений, авторы этих работ делают вывод, что в случае справедливости Теории Великого объединения (ТВО) должно выполняться соотношение

$$\frac{\Delta m_p}{m_p} \approx \frac{\Delta g_{\text{nucl}}}{g_{\text{nucl}}} \approx 35 \frac{\Delta \alpha}{\alpha}. \quad (42)$$

Поскольку не существует ни общепринятой теории нарушения суперсимметрии, ни теории, объясняющей значение массы элементарных фермионов, любые рассуждения о наличии корреляций между константами связи остаются сильно модельно-зависимыми.

Покажем, как можно разделить вклады дрейфов констант различных типов, не делая никаких предположений об их возможных корреляциях. Чтобы сделать рассуждения более прозрачными, рассмотрим вначале лишь результаты измерений в водороде и ртути, введя обозначения

$$x \equiv \frac{\partial}{\partial t} \ln \alpha, \quad y \equiv \frac{\partial}{\partial t} \ln \left(g_{\text{Cs}} \frac{\mu_N}{\mu_B} \right). \quad (43)$$

Используя эти определения, выражения (39) и (40) можно переписать в виде

$$y + 2,8x = (3,2 \pm 6,4) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1} \quad (\text{H}), \quad (44)$$

$$y + 6x = (0,2 \pm 7) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1} \quad (\text{Hg}^+). \quad (45)$$

Графическое решение системы представлено на рис. 12а. Сплошные прямые описываются уравнениями (44) и (45), а пары штриховых линий ограничивают доверительную область, равную одному стандартному отклонению для каждого из измерений. Видно, что каждое из измерений по отдельности допускает наличие дрейфа констант в бесконечной области на плоскости $\{x, y\}$. Система легко решается относительно средних значений $\langle x \rangle$ и $\langle y \rangle$ без каких-либо предположений об их взаимосвязи, позволяя определить средневзвешенные значения дрейфа α и магнитного момента ядра цезия.

Однако вычисление доверительного интервала для средних значений является менее тривиальной задачей. Непосредственное вычисление моментов второго порядка $\langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2$ и $\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$ из уравнений (44) и (45) оказывается невозможным ввиду неизвестного значения коррелятора $\langle xy \rangle$. Эта величина обнуляется при отсутствии взаимосвязи между дрейфами констант и достигает максимального значения при линейной связи дрейфов, например, если допустить справедливость соотношения (42).

Для решения проблемы разделения вкладов оказывается достаточно сделать два общепринятых предположения: 1) измерения абсолютной частоты являются статистически независимыми; 2) распределение исходных данных подчиняется гауссовой статистике. На основе этих предположений и результатов экспериментов (44), (45) легко вычислить функцию распределения $P(x, y)$ (рис. 12б), которая будет представлять собой двумерную гауссову функцию

$$P(\Delta x, \Delta y) \propto \exp \left[-\frac{R(\Delta x, \Delta y)}{2} \right], \quad (46)$$

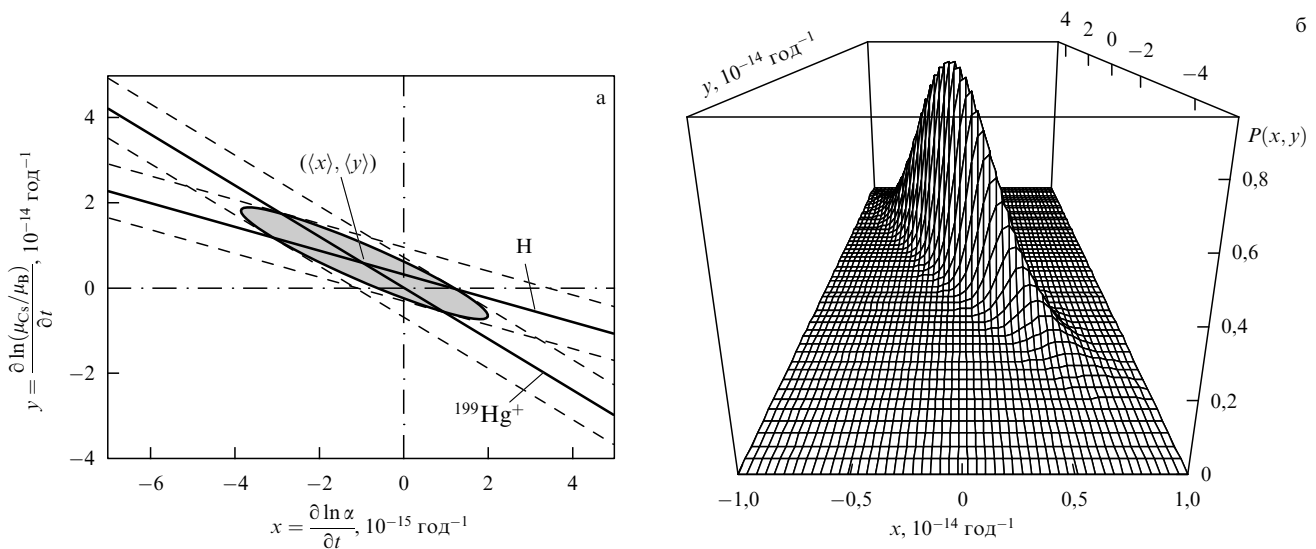


Рис. 12. (а) Дрейф частот переходов $^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow ^2D_{5/2}(F'=2, m_F'=0)$ в $^{199}\text{Hg}^+$ и $1S(F=1, m_F=\pm 1) \rightarrow 2S(F'=1, m_F'=m_F)$ в Н относительно частоты сверхтонкого расщепления основного состояния в ^{133}Cs . Штриховые линии обозначают интервал, соответствующий одному стандартному отклонению от средних значений. Эллипс определяется соотношением $R(\Delta x, \Delta y) = 1$. (б) Функция распределения ожидаемых значений $\{x, y\}$ в предположении гауссовой статистики исходных данных (функция нормирована на 1 в максимуме).

Таблица 7. Прецизионные ограничения на измерения постоянной тонкой структуры α за период $t_2 - t_1$ в предположении линейного изменения α

Метод	$t_2 - t_1$, год	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha}$	$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\alpha(t_2 - t_1)}$, год ⁻¹	Модельные допущения
Геологический (Окло) [14]	2×10^9	$(-0,36 \pm 1,44) \times 10^{-8}$	$(0,2 \pm 0,7) \times 10^{-17}$	+
Астрофизический [12, 36]	$5 - 11 \times 10^9$	$(-0,54 \pm 0,12) \times 10^{-5}$	$(6,4 \pm 1,4) \times 10^{-16}$	+
Астрофизический [30]	8×10^9	$(0,1 \pm 1,7) \times 10^{-6}$	$(-0,1 \pm 2,0) \times 10^{-16}$	+
Астрофизический [31]	$9,7 \times 10^9$	$(-0,6 \pm 0,6) \times 10^{-6}$	$(0,9 \pm 0,9) \times 10^{-16}$	+
Лабораторный (Rb–Cs) [19]	4	$(0,2 \pm 6,4) \times 10^{-15}$	$(-0,5 \pm 16) \times 10^{-16}$	+
Лабораторный (Hg–Cs) [28]	3	$(0,1 \pm 3,5) \times 10^{-15}$	$(-0,3 \pm 12) \times 10^{-16}$	+
Лабораторный (H–Cs) [20, 69]	3,6	$(4,1 \pm 8,2) \times 10^{-15}$	$(-11 \pm 23) \times 10^{-16}$	+
Лабораторный (Yb–Cs) [25]	2,8	$(1,8 \pm 6,6) \times 10^{-15}$	$(-6 \pm 24) \times 10^{-16}$	+
Лабораторный комбинированный [20, 25, 28]	≈ 3	$(1 \pm 6,6) \times 10^{-15}$	$(-3 \pm 20) \times 10^{-16}$	

Примечание. Приведенные погрешности соответствуют одному стандартному отклонению ($\pm\sigma$). Согласно традиции $\Delta\alpha$ есть разность значений постоянной тонкой структуры в прошлом α_1 и ее современного значения α_2 . В последней колонке знак "+" указывает на использование модельных допущений при получении ограничения. В случае [14] — это условия реакции и пренебрежение дрейфами других констант, в случаях [30, 31, 36] — астрофизические модели, а в случаях [19, 20, 25, 28] — условие $\dot{\alpha}_S = \dot{\alpha}_W = 0$. Комбинация измерений абсолютных частот в Hg⁺, H и Yb⁺ позволяет наложить модельно-независимое ограничение на $\Delta\alpha/\alpha$ без каких-либо допущений о коррелированных изменениях констант.

где функция $R(\Delta x, \Delta y)$ определяется как

$$R(\Delta x, \Delta y) = \frac{(\Delta y + 2,8\Delta x)^2}{2\sigma_H^2} + \frac{(\Delta y + 6\Delta x)^2}{2\sigma_{Hg}^2}. \quad (47)$$

Здесь $\Delta x = x - \langle x \rangle$ и $\Delta y = y - \langle y \rangle$, а $\sigma_H = 6,4 \times 10^{-15}$ год⁻¹ и $\sigma_{Hg} = 7 \times 10^{-15}$ год⁻¹ являются 1σ -погрешностями экспериментальных значений (44), (45).

Для того чтобы определить погрешность, равную одному стандартному отклонению для одной из координат x или y (нас интересует одномерный случай), необходимо найти область, вероятность нахождения истинного значения внутри которой будет равна 68 % при интегрировании $P(x, y)$ по другой координате от $-\infty$ до $+\infty$. Можно показать, что эта область соответствует проекции эллипса, определяемого условием $R(\Delta x, \Delta y) = 1$, на соответствующую ось (рис. 12а). Метод нахождения погрешностей в случае, когда число экспериментальных соотношений вида (44), (45) больше двух, изложен в работе [25].

Таким образом, можно наложить *независимые* ограничения на дрейф постоянной тонкой структуры и магнитного момента цезия в современную эпоху [20]:

$$x = \frac{\partial \ln \alpha}{\partial t} = (-0,9 \pm 2,9) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}, \quad (48)$$

$$y = \frac{\partial}{\partial t} \ln \left(g_{Cs} \frac{\mu_N}{\mu_B} \right) = (0,6 \pm 1,3) \times 10^{-14} \text{ год}^{-1}. \quad (49)$$

Даже при наличии определенных корреляционных соотношений между константами, оценки (48) и (49) останутся справедливыми. В этом смысле приведенные ограничения являются модельно-независимыми. Если допустить корреляцию типа (42), то на рис. 12а она будет описываться прямой $y = 35x$. Естественно, ограничение (48) может стать при этом существенно жестче.

В работе [25] были скомбинированы результаты всех трех измерений (39)–(41), представленных на рис. 11. В результате анализа, аналогичного проведенному выше, установлено следующее ограничение на дрейф постоянной тонкой структуры:

$$\frac{\partial \ln \alpha}{\partial t} = (-0,3 \pm 2,0) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}, \quad (50)$$

объединяющее результаты всех трех измерений. На настоящий момент это наиболее прецизионная оценка дрейфа, сделанная с использованием лабораторных методов без привлечения сильных модельных допущений.

Пользуясь полученным ограничением на α , появляется возможность оценить дрейф g -фактора протона g_p . Комбинируя результат (50) с результатом сравнения частот атомных фонтанов (21), можно получить ограничение для дрейфа отношения ядерных g -факторов рубидия и цезия

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{g_{Rb}}{g_{Cs}} = (-0,11 \pm 1,1) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}. \quad (51)$$

При использовании шмидтовской модели (22) из этого соотношения вытекает следующее ограничение

$$\frac{\partial \ln g_p}{\partial t} = (-0,05 \pm 0,56) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}. \quad (52)$$

Таким образом, комбинируя результаты лабораторных измерений абсолютной частоты в H [20], ¹⁷¹Yb⁺ [25] и ¹⁹⁹Hg⁺ [28] (оптический диапазон) и ⁸⁷Rb [19] (микроволновый диапазон), удастся разделить вклады взаимодействий различных типов и наложить практически модельно-независимые ограничения на дрейф постоянной тонкой структуры α , g -фактор протона и ядерный магнитный момент атома ¹³³Cs. В рассуждениях использовалось несколько слабых допущений, одним из которых является предположение о статистической независимости измерений. Кроме того, поскольку измерения выполнены в разное время (на различных участках земной орбиты), то необходимо также допустить справедливость локальной лоренц- и пространственной инвариантности.

Необходимость допущений лоренц- и пространственной инвариантности отпадает, если метрологические эксперименты выполняются одновременно в одной лаборатории. Техника "оптической гребенки" открывает возможности для проведения прямого сравнения оптических частот без привлечения первичного цезиевого стандарта, что, в принципе, позволяет наложить ограничения непосредственно на дрейф постоянной тонкой

структуры и рассчитывать на значительное увеличение точности [74]. Реализация такого проекта планируется в Лос-Аламосской национальной лаборатории (США), где в экспериментах будут непосредственно сравниваться частоты трех узких оптических переходов.

4. Заключение

В таблице 7 собраны результаты современных прецизионных лабораторных исследований по поиску дрейфа постоянной тонкой структуры. Для сравнения приведены некоторые из самых последних точных ограничений, полученных из астрофизических и геологических данных.

Видно, что чувствительность лабораторных методов к дрейфу α вплотную приблизилась к чувствительности нелабораторных оценок. Лабораторные измерения охватывают относительно небольшой временной период, который может быть легко увеличен на порядок величины. Даже при неизменном значении относительной точности измерений частот, это повлечет за собой рост чувствительности к линейным дрейфам фундаментальных констант. Применение лабораторных методов открывает возможности для разделения вкладов констант электромагнитного, сильного и слабого взаимодействий и непосредственной адресации к магнитным моментам ядер и постоянной тонкой структуры. Исследование молекулярных спектров, в свою очередь, позволяет судить о дрейфе отношения масс электрона и протона m_e/m_p .

Дополнительным достоинством лабораторных методов, основанных на измерениях абсолютных частот или сравнении частот различных стабильных генераторов, является слабая модельная зависимость получаемых оценок и уверенный контроль над систематическими погрешностями. Если в будущем будет достигнут уровень точности, достаточный для наблюдения ненулевого дрейфа, то измерения можно будет относительно просто воспроизвести в аналогичной системе для подтверждения наблюдений.

Судя по результатам лабораторных измерений, полученным за последнее время, дрейф постоянной тонкой структуры в современную эпоху находится ниже уровня 2×10^{-15} год⁻¹. Для большинства физических измерений это означает, что в используемых соотношениях фундаментальные параметры, входящие в теоретические модели, можно рассматривать как истинные константы. Однако эти рассуждения не снимают проблемы существования дрейфа, касающейся основ многих физических теорий. Можно предположить, что при достижении определенного уровня экспериментальной точности удастся обнаружить флуктуации констант во времени, что, возможно, позволит пролить свет на их природу и взаимосвязь.

Автор выражает глубокую признательность Т. Хэншу, С.Г. Каршенбойму, К. Саломону и Т. Удему, Л. Хольбергу и В.Н. Сорокину за большой вклад в подготовку и обсуждение работы. Отдельно хочется поблагодарить И.И. Собельмана, давшего импульс к написанию данного обзора и сделавшего ряд конструктивных критических замечаний. Благодарю всех своих коллег из Института квантовой оптики Макса Планка (Германия) и бюро по Национальной метрологии (Франция), совместно с которыми был выполнен эксперимент по спектроскопии атома водорода. Работа ча-

стично поддержана фондом Александра фон Гумбольдта (AvH), немецким исследовательским сообществом (DFG) (грант 436RUS113/769/0-1), фондом РФФИ (грант 04-02-17443) и грантом Президента РФ для поддержки молодых российских ученых и научных школ НШ-1254:2003.2.

Список литературы

1. Dirac P A M *Nature* **139** 323 (1937); *Proc. R. Soc. London Ser. A* **165** 198 (1938)
2. Damour T, Piazza F, Veneziano G *Phys. Rev. Lett.* **89** 081601 (2002)
3. Taylor T R, Veneziano G *Phys. Lett. B* **213** 450 (1988)
4. Bekenstein J D *Phys. Rev. D* **25** 1527 (1982)
5. Karshenboim S G *Can. J. Phys.* **78** 639 (2000); physics/0306180
6. Chamoun N, Landau S J, Vucetich H *Phys. Lett. B* **504** 1 (2001)
7. Uzan J-P *Rev. Mod. Phys.* **75** 403 (2003); hep-ph/0205340
8. Varshalovich D A et al. "Current status of the problem of cosmological variability of fundamental physical constants", in *Precision Physics of Simple Atomic Systems* (Lecture Notes in Physics, Vol. 627, Eds S G Karshenboim, V B Smirnov) (Berlin: Springer, 2003) p. 199
9. Bahcall J N, Steinhardt C L, Schlegel D *Astrophys. J.* **600** 520 (2004); astro-ph/0301507
10. Savedoff M P *Nature* **178** 689 (1956)
11. Minkowski R, Wilson O C *Astrophys. J.* **123** 373 (1956)
12. Webb J K et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 091301 (2001); *Astrophys. Space Sci.* **283** 565 (2003); Murphy M T, Webb J K, Flambaum V V, astro-ph/0306483
13. Shlyakhter A I *Nature* **264** 340 (1976)
14. Fujii Y et al., hep-ph/0205206; presented at *Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, ND2001, 7–12 October 2001, Tsukuba, Japan*
15. Olive K A et al. *Phys. Rev. D* **66** 045022 (2002); hep-ph/0205269
16. Reichert J et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3232 (2000)
17. Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W *Nature* **416** 233 (2002)
18. Niering M et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5496 (2000)
19. Marion H et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 150801 (2003)
20. Fischer M et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 230802 (2004); physics/0312086
21. Vogel K R et al. *Opt. Lett.* **26** 102 (2001); Udem Th et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 4996 (2001)
22. Margolis H S et al. *Phys. Rev. A* **67** 032501 (2003)
23. von Zanthier J et al. *Opt. Lett.* **25** 1729 (2000); *Laser Phys.* **11** 1117 (2001)
24. Stenger J et al. *Opt. Lett.* **26** 1589 (2001)
25. Peik E et al. *Phys. Rev. Lett.* (2004) (to be published); physics/0402132
26. Blythe P J et al. *Phys. Rev. A* **67** 020501(R) (2003)
27. Young B C et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 3799 (1999); Rafac R J et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2462 (2000)
28. Bize S et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 150802 (2003)
29. Bize S et al. *Europhys. Lett.* **45** 558 (1999)
30. Quast R, Reimers D, Levshakov S A *Astron. Astrophys.* **415** L7 (2004)
31. Chand H et al. *Astron. Astrophys.* **417** 853 (2004)
32. Петров Ю В *УФН* **123** 473 (1977)
33. Dzuba V A, Flambaum V V, Webb J K *Phys. Rev. A* **59** 230 (1999); *Phys. Rev. Lett.* **82** 888 (1999); Murphy M T et al. *eConf C020620 FRAT02* (2002); astro-ph/0209488
34. Webb J K et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 884 (1999)
35. <http://loen.ucolick.org/hires/>
36. Murphy M T, Webb J K, Flambaum V V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345** 609 (2003)
37. Ivanchik A et al. *Astrophys. Space Sci.* **283** 583 (2003); astro-ph/0210299
38. Насельский П Д, Новиков Д И, Новиков И Д *Реликтовое излучение Вселенной* (М.: Наука, 2003)
39. Linde A *Int. J. Mod. Phys. A* **17** (S1) 89 (2002); hep-th/0107176
40. Turneure J P, Stein S, in *Atomic Masses and Fundamental Constants: Proc. of the 5th Intern. Conf.* (Eds J H Sanders, A H Wapstra) (London: Plenum, 1976) p. 636; Turneure J P et al. *Phys. Rev. D* **27** 1705 (1983)

41. Ramsey N F, in *Nobel Lectures in Physics, 1981–1990* (Eds T Frängsmyr, G Ekspöng) (Singapore: World Scientific, 1993) p. 553
42. <http://www.boulder.nist.gov/timefreq/cesium/fountain.htm>
43. Adams C S, Riis E *Prog. Quantum Electron.* **21** 1 (1997)
44. Heindorff T et al. *Metrologia* **38** 497 (2001)
45. Sortais Y, Bize S, Abgrall M *Phys. Scripta* **T95** 50 (2001); Clairon A et al., in *Proc. of the 5th Symp. on Frequency Standards and Metrology, Woods Hole, Mass., USA, 15–19 October 1995* (Ed. J C Bergquist) (Singapore: World Scientific, 1996) p. 49
46. Domnin Yu S et al. *Can. J. Phys.* **80** 1321 (2002); in *Proc. of 16th European Frequency and Time Forum, EFTF-2002, St. Petersburg, Russia, March 2002*, p. 385
47. Бете Г, Солпитер Э *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами* (М.: Физматгиз, 1960)
48. Breit G *Phys. Rev.* **35** 1447 (1930)
49. Foldy L L *Phys. Rev.* **111** 1093 (1958)
50. Prestage J D, Tjoelker R L, Maleki L *Phys. Rev. Lett.* **74** 3511 (1995)
51. Casimir H B G *On the Interaction Between Atomic Nuclei and Electrons* 2nd ed. (San Francisco: W.H. Freeman, 1963) p. 54
52. Schwartz C *Phys. Rev.* **97** 380 (1955)
53. Ramsey N, in *Quantum Electrodynamics* (Adv. Ser. on Directions in High Energy Phys., Vol. 7, Ed. T Kinoshita) (Singapore: World Scientific, 1990) p. 673; *Hyperfine Interact.* **81** 97 (1993)
54. Berkeland D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 2089 (1998)
55. Demidov N A et al., in *Proc. of the 6th European Frequency and Time Forum, Noordwijk, The Netherlands, 17–19 March 1992* (ESA SP, Vol. 340, Ed. J J Hunt) (Paris: European Space Agency, 1992) p. 409
56. Breakiron L A, in *Proc. of the 25th Annual Precise Time Interval Applications and Planning Meeting* (NASA Conf. Publ., No. 3267) (Washington, DC: U.S. Naval Observatory Time Service Department (TSSI), 1993) p. 401
57. Godone A et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2364 (1993)
58. Lämmerzahl C, Dittus H *Ann. Phys. (Leipzig)* **11** 95 (2002)
59. <http://opdaf1.obspm.fr/www/pharao.html>
60. Zimmermann M et al. *Opt. Lett.* **29** 310 (2004)
61. Eckstein J N, Ferguson A I, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **40** 847 (1978); Ferguson A I, Eckstein J N, Hänsch T W *Appl. Phys.* **18** 257 (1979)
62. Акимов А В и др. *Кратк. сообщ. по физ. ФИАН* (11) 42 (2003)
63. Holzwarth R et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264 (2000)
64. Knight J C et al. *Opt. Lett.* **21** 1547 (1996)
65. Fischer M et al. *Can. J. Phys.* **80** 1225 (2002)
66. Kolachevsky N et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 033003 (2004)
67. Dzuba V A, Flambaum V V *Phys. Rev. A* **61** 034502 (2000)
68. Hänsch T W, in *Laser Spectroscopy III* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 7, Eds J L Hall, J L Carlsten) (Berlin: Springer-Verlag, 1977) p. 149
69. Fischer M et al., in *Astrophysics, Clocks and Fundamental Constants* (Lecture Notes in Physics, Vol. 648, Eds S G Karshenboim, E Peik) (Heidelberg: Springer-Verlag, 2004) p. 209
70. Udem Th et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2646 (1997)
71. Bauch A *Meas. Sci. Technol.* **14** 1159 (2003)
72. Damour T, Polyakov A M *Nucl. Phys. B* **423** 532 (1994)
73. Calmet X, Fritzsche H *Phys. Lett. B* **540** 173 (2002); *Eur. Phys. J. C* **24** 639 (2002); hep-ph/0112110
74. Stenger J et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 073601 (2002)

Laboratory search for the time variation of the fine structure constant

N.N. Kolachevskii

*P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 135-85 44. Tel./Fax (7-095) 132-66 44
E-mail: kolach@fromru.com*

Laboratory methods for detecting possible time variations of the fine structure constant are reviewed. Such methods provide a large amount of controllability while at the same time approaching astrophysical tests in terms of sensitivity to the linear drift. Modern high-precision spectroscopic experiments involving atomic transition frequency measurements against the primary ^{133}Cs standard are reviewed. Combining results from different laboratory spectroscopic measurements enables contributions from the electromagnetic and strong interactions to be disentangled.

PACS numbers: 06.20.Jr, 06.30.Ft

Bibliography — 74 references

Received 30 March 2004, revised 8 June 2004