

Сверхтонкая структура метастабильного уровня в водородоподобных атомах

Н.Н.Колачевский

Рассмотрены прецизионные методы измерения энергии сверхтонкого расщепления $E_{HFS}(2S)$ метастабильного уровня в легких водородоподобных системах: водороде, дейтерии и ионе ${}^3\text{He}^+$. Интерес к этим измерениям обусловлен тем, что они открывают новую возможность проведения точного тестирования квантовой электродинамики (КЭД) связанных состояний в адронных системах. В то время как непосредственный расчет уровней энергии в таких системах сталкивается с проблемой неопределенности зарядового радиуса ядра, при вычислении параметра $D_{21} = 8E_{HFS}(2S) - E_{HFS}(1S)$ вклад поправок к энергии, возникающих при учете конечных размеров ядра, становится меньше. Представлены результаты вычисления D_{21} и проведено их сравнение с экспериментальными значениями. Рассматриваемый подход позволяет проводить тестирование некоторых поправок КЭД связанных состояний к энергии сверхтонкого расщепления на уровне 10^{-7} . Полученные результаты сопоставимы с результатами прецизионных тестов КЭД, основывающихся на исследовании сверхтонкого расщепления в лептонных системах.

Ключевые слова: квантовая электродинамика, водородоподобная система, сверхтонкая структура, метастабильный уровень, прецизионная спектроскопия.

1. Введение

Становление и развитие квантовой механики и квантовой электродинамики (КЭД) тесно связано с прецизионными спектроскопическими экспериментами, выполненными на атоме водорода и ряде водородоподобных атомов. Одним из наиболее чувствительных и наглядных тестов КЭД связанных состояний является исследование лэмбовского сдвига в легких водородоподобных системах [1]. В настоящее время расчеты КЭД связанных состояний используются при определении целого ряда фундаментальных величин, таких как постоянная Ридберга $R_\infty = m_e e^4 / 2\hbar^2$ (m_e – масса электрона) [2], постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2 / \hbar c$ [3, 4] и многих других [5]. Значительный прогресс, достигнутый в течение последнего десятилетия в области расчетов многопетлевых поправок КЭД и увеличения экспериментальной точности определения аномального магнитного момента связанного электрона, позволяет рассматривать возможность использования нового метода определения фундаментального отношения m_e / m_p [6] (m_p – масса протона), более точного, чем классический метод измерения [7].

Несмотря на успехи, достигнутые в вычислениях многопетлевых поправок, точность расчета энергетических уровней в легких адронных системах (ядра которых содержат кварки) ограничена вследствие неопределенности зарядового радиуса ядра. Поправка к энергии для nS -уровней водородоподобной системы, возникающая при учете конечных размеров ядра, имеет вид

$$\delta E_N(nS) = A_N \langle r_N^2 \rangle |\psi_{nS}(r=0)|^2, \quad (1)$$

где $\langle r_N^2 \rangle^{1/2}$ – среднеквадратичный зарядовый радиус ядра; A_N – некоторый коэффициент, не зависящий от главного квантового числа n . Поскольку квадрат модуля волновой функции S -электрона на ядре

$$|\psi_{nS}(r=0)|^2 = \frac{1}{\pi} \left(\frac{Z m_r e^2}{\hbar^2} \right)^3 \quad (2)$$

(где Z – заряд ядра; $m_r = m_e M / (M + m_e)$ – приведенная масса электрона; M – масса ядра), то зависимость поправки $\delta E_N(nS)$ от n будет иметь тот же вид, что и зависимости других поправок к энергии лэмбовского сдвига ($\delta E_N(nS) \propto 1/n^3$); тем самым она неотделима от поправок КЭД.

В случае атома водорода точность вычислений лэмбовского сдвига и сверхтонкой структуры ограничена экспериментальной погрешностью определения зарядового радиуса протона $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$. Эта величина находится из экспериментов по рассеянию электронов на протонах (см., напр., [8, 9]), а также из оптических измерений частот перехода в атоме водорода [10]. Некоторые результаты измерений не согласуются друг с другом в пределах стандартного отклонения, что приводит к необходимости консервативного увеличения погрешности. В работе [11], посвященной анализу данных по зарядовому радиусу протона, рекомендуется значение $\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 0.880(15)$ фм (здесь и далее число в скобках соответствует одному стандартному отклонению).

Поправка $\delta E_N(1S)$ к лэмбовскому сдвигу в водороде, возникающая при учете зарядового радиуса протона, равна 1167(32) кГц для основного состояния. Погрешность в 32 кГц, составляющая 4×10^{-6} от лэмбовского сдвига основного состояния $L_{1S} = 8\,172\,807(32 + 10)$ кГц [2], определяется погрешностью в нахождении зарядо-

Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: kolach@fromru.com

Поступила в редакцию 21 сентября 2004 г., после доработки – 11 ноября 2004 г.

вого радиуса протона; погрешность в 10 кГц (второе число в скобках) соответствует вкладу невычисленных поправок КЭД. Видно, что при исследовании лэмбовского сдвига погрешность, вызванная неточностью определения $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$, является основным ограничением точности тестов КЭД, что делает нецелесообразными дальнейшие расчеты поправок. В настоящее время ведутся активные работы по оптической спектроскопии лэмбовского сдвига в атоме мюонного водорода ($p^+ \mu^-$), в результате которых ожидается появление новых независимых данных по радиусу $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ [12].

Одной из возможностей уменьшения влияния фактора ядра является переход к заряженным одноэлектронным системам с промежуточным значением заряда ядра $Z \sim 10$. В этом случае относительный вклад некоторых поправок КЭД увеличивается по сравнению с δE_N (ввиду различной зависимости от Z), что позволяет повысить чувствительность тестов КЭД. Значение g -фактора связанного электрона также слабо чувствительно к структуре ядра. Так, в последнее время были достигнуты значительные успехи в измерении и вычислении g -фактора связанного электрона в ионах $^{12}\text{C}^{5+}$ [6] и $^{16}\text{O}^{7+}$ [13], помещенных в ловушку Пеннинга.

Еще одной возможностью является исследование лептонных систем, свободных от адронных эффектов. Сверхтонкое расщепление основного состояния было измерено с высокой точностью в мюонии Mu ($\mu^+ e^-$) [14] и позитронии Ps ($e^+ e^-$) [15]. Указанные системы нестабильны, что требует применения специальной техники и в общем случае ограничивает точность измерения. Расчеты КЭД дают здесь хорошее согласие с экспериментом, что позволяет подтвердить их с точностью $\sim 10^{-7}$ для атома мюонии. Однако чувствительность тестов КЭД в этом случае оказывается ограниченной экспериментальной погрешностью определения отношения масс мюона и электрона m_μ/m_e [16], входящего в выражение для энергии Ферми.

При вычислении энергии сверхтонкого расщепления в водородоподобных адронных системах также возникает проблема, связанная с учетом зарядового радиуса ядра. Значения сверхтонкого расщепления $E_{\text{HFS}}(1S)$ основного состояния стабильных водородоподобных систем измерены исключительно точно (в случае атома водорода погрешность составляет 10^{-13} [17]), что при достаточно точном знании структуры ядра может открыть широкие возможности для проведения тестов КЭД. Однако отличие значений, вычисленных в рамках «чистой» КЭД, от экспериментально наблюдаемых величин составляет 10^{-4} , что не позволяет судить о справедливости многих поправок.

В настоящей работе рассматривается возможность проведения в адронных системах тестов КЭД, основывающихся на анализе специфической разности энергий $D_{n'n}$, слабо чувствительной к энергетическим вкладам, возникающим при учете конечных размеров ядра. В ряде работ было отмечено, что если составить разность энергий $E(nS)$, соответствующих различным S -уровням водородоподобной системы вида

$$D_{n'n} = n'^3 E(n'S) - n^3 E(nS), \quad (3)$$

то, как следует из выражений (1) и (2), влияние соответствующих поправок $\delta E_N(nS)$ уменьшится. Этот вывод остается справедливым и в релятивистском случае [18].

Одним из перспективных объектов исследований является разность параметров

$$D_{21} = 8E_{\text{HFS}}(2S) - E_{\text{HFS}}(1S), \quad (4)$$

поскольку уровень $2S$ водородоподобной системы – это долгоживущий возбужденный уровень, допускающий прецизионные измерения сверхтонкого расщепления.

В течение последних нескольких лет была существенно увеличена точность вычисления поправок к энергии сверхтонкого расщепления и величины D_{21} [19, 20]. Были вычислены новые поправки КЭД, зависящие от главного квантового числа n , вплоть до членов порядка α^4 и $\alpha^3 \times (m_e/m_p)$, а также малые поправки высоких порядков, возникающие при учете структуры ядра. В настоящее время точность теоретических расчетов превышает точность измерения D_{21} , которая определяется погрешностью измерения энергии расщепления $E_{\text{HFS}}(2S)$ труднодоступного возбужденного состояния, составляющей десятки – сотни герц, и погрешностью измерения сверхтонкого расщепления основного состояния в нейтральных атомах H, D (микроргерцы). Столь высокая точность определения $E_{\text{HFS}}(1S)$ позволяет полностью пренебречь вкладом погрешности измерения $E_{\text{HFS}}(1S)$ в выражение (4).

Интерес к величине $E_{\text{HFS}}(2S)$ в атоме водорода обусловлен также тем фактом, что она используется при определении константы Ридберга R_∞ [2]. Одним из необходимых для этого экспериментальных параметров является частота сверхтонкого центроида перехода $1S-2S$ в атоме водорода. Однако в спектроскопических экспериментах (напр., [21]) находится оптическая частота перехода $1S(F=1, m_F=\pm 1) \rightarrow 2S(F=1, m_F=\pm 1)$ между магнитными подуровнями сверхтонких компонентов. Здесь F – квантовое число полного момента атома; m_F – магнитное квантовое число. Для определения частоты центроида требуется ввести коррекцию на сверхтонкую структуру, составляющую $(E_{\text{HFS}}(1S) - E_{\text{HFS}}(2S))/4$.

На сегодняшний день можно точно определить D_{21} в трех легких водородоподобных системах: водороде, дейтерии и ионе $^3\text{He}^+$.

Сверхтонкое расщепление основного состояния $E_{\text{HFS}}(1S)$ в водороде и дейтерии найдено по измерению частоты мазерной генерации группой Н.Рамси [17, 22]; анализ этих экспериментов выходит за рамки настоящей статьи. В свою очередь энергия расщепления $E_{\text{HFS}}(2S)$ в водороде измерялась трижды: два раза методом радиочастотной спектроскопии [23, 24] и один раз оптическим методом [25]. В дейтерии также были проведены радиочастотное [26] и оптическое [27] измерения.

Исследование сверхтонкого расщепления уровней $1S$ и $2S$ в ионе $^3\text{He}^+$ требует совершенно иных экспериментальных подходов по сравнению с нейтральными системами. Сверхтонкое расщепление основного состояния измерялось у ионов, захваченных в квадрупольную ловушку и возбуждаемых радиочастотным полем; ориентация ядерных спинов достигалась за счет столкновений с пучком поляризованных атомов цезия [28]. Несмотря на впечатляющую точность измерения (10^{-9}), она все же значительно уступает результатам, полученным в нейтральных системах. В свою очередь относительная точность определения $E_{\text{HFS}}(2S)$ в ионе $^3\text{He}^+$ оказывается выше, чем в нейтральных системах. Это измерение было проведено дважды: один раз на ионном пучке классиче-

ским методом рамси-спектроскопии [29], а другой – методом микроволнового возбуждения в ловушке [30]. Отметим, что с точки зрения тестов КЭД ион ${}^3\text{He}^+$ обладает естественным преимуществом, поскольку энергия Ферми в этой системе по модулю в 6 раз превышает соответствующее значение в водороде и в 25 раз – в дейтерии.

2. Сверхтонкая структура и параметр D_{21}

Взаимодействие ядерного спина I с полным моментом электронной оболочки j приводит к расщеплению уровней, носящему название сверхтонкого. Формула, выведенная Ферми для энергии $E_{\text{HFS}}(n, l, j, F)$ и приведенная в [31], может быть упрощена в случае водородоподобных атомов. Основной нерелятивистский вклад в энергию сверхтонкого расщепления для водородоподобного атома, находящегося в состоянии nS , есть

$$E_{\text{HFS}}(nS) = \frac{E_F}{n^3}, \quad (5)$$

причем энергия Ферми

$$E_F = \frac{8}{3} Z^3 \alpha^2 hc R_\infty \frac{g_{\text{nucl}} \mu_N}{\mu_B} \frac{2I+1}{2I} \left(\frac{m_F}{m_e} \right)^3, \quad (6)$$

где g_{nucl} – g -фактор ядра; μ_B – магнетон Бора; $\mu_N = \mu_B \times (m_e/m_p)$ – ядерный магнетон. Магнитный момент ядра $g_{\text{nucl}} \mu_N$ считается положительным, если он сонаправлен с ядерным спином, и отрицательным в противоположном случае. Соответственно и энергия Ферми, являющаяся разностью энергий состояний с $F = I + 1/2$ и $F = I - 1/2$, может принимать как положительные, так и отрицательные значения.

КЭД открывает возможности для систематических вычислений поправок к выражению (5). Разложение ведется по малым параметрам (α , $Z\alpha$ и m_e/M). Аналогично вычислениям лэмбовского сдвига последовательно вычисляются радиационные поправки, нерелятивистские и радиационные поправки отдачи и пр. С некоторого уровня точности заметную роль для адронных систем начинают играть размер и структура ядра, а для лептонных – слабые взаимодействия. Методы расчета основных поправок к E_F изложены в обзорной работе [1], мы же подробно остановимся лишь на вкладах, зависящих от главного квантового числа n и формирующих параметр D_{21} , который удобно представить в виде разложения по степеням (индексы в скобках) α и m_e/M с учетом малого остаточного вклада адронных эффектов $\delta D_{21}^{\text{nucl}}$:

$$D_{21} = D_{21}^{(2)} + D_{21}^{(3)} + D_{21}^{(4)} + \delta D_{21}^{\text{nucl}}. \quad (7)$$

2.1. Поправки к энергии сверхтонкого взаимодействия

Ниже мы будем полагать, что $\hbar = c = 1$. Поправки к энергии сверхтонкого расщепления могут иметь вид

$$E_{\text{HFS}}^{\text{QED}}(nS) = \frac{E_F}{n^3} Q_{\text{QED}}(nS). \quad (8)$$

Величина $Q_{\text{QED}}(nS) \approx 1$ учитывает вклад релятивистских и радиационных поправок, а также поправок отдачи и может быть представлена в виде следующего ряда:

$$Q_{\text{QED}}(nS) = B_n + a_e + \alpha(Z\alpha)C^{(2)} + \frac{\alpha}{\pi} D_n^{(2)} + \frac{\alpha^2}{\pi} (Z\alpha)C^{(4)} + \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 D_n^{(4)} + \dots \quad (9)$$

Члены B_n представляют собой брейтовские релятивистские поправки, которые возникают при разложении релятивистского корня $\sqrt{p^2 + m_e^2}$ (p – импульс электрона) по степеням $(Z\alpha)^2$ [32]:

$$B_1 = \frac{1}{\gamma(2\gamma-1)} = 1 + \frac{3}{2} (Z\alpha)^2 + \frac{17}{8} (Z\alpha)^4 + \dots, \quad (10)$$

$$B_2 = \frac{2\{2(1+\gamma) + [2(1+\gamma)]^{1/2}\}}{\gamma(4\gamma^2-1)(1+\gamma)^2} = 1 + \frac{17}{8} (Z\alpha)^2 + \frac{449}{128} (Z\alpha)^4 + \dots,$$

где $\gamma = [1 - (Z\alpha)^2]^{1/2}$; $C^{(2)}$ и $C^{(4)}$ – некоторые коэффициенты, значения которых определены ниже. Для основного состояния атома водорода $E_F \simeq 1.42$ ГГц, а релятивистская поправка $E_F(B_1 - 1) \simeq 114$ кГц. Естественно, что значения релятивистских поправок существенно зависят от главного квантового числа, поэтому они вносят основной вклад в величину D_{21} (см. (4), (7)):

$$D_{21}^{(2)} = \frac{5}{8} (Z\alpha)^2 E_F. \quad (11)$$

Основная радиационная поправка к энергии сверхтонкого расщепления возникает при учете аномального магнитного момента электрона $a_e = (g_e - 2)/2$ (в единицах удвоенного магнетона Бора), где g_e – приведенное гиромагнитное отношение для свободного электрона. Поправка совпадает с величиной аномального магнитного момента свободного электрона (см. [1, 33]). Это приводит к появлению хорошо известных радиационных членов $(\alpha/\pi)E_F$, не зависящих от параметра связи $Z\alpha$:

$$a_e = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) - 0.328478965 \dots \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + 1.181241456 \dots \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^3. \quad (12)$$

Поправки a_e не зависят от n и поэтому выпадают при вычислении параметра D_{21} .

Следующие члены вида $\alpha(Z\alpha)E_F$ появляются в результате взаимосвязи между радиационными процессами и кулоновским взаимодействием между ядром и электроном. Простейшие поправки этого типа были вычислены достаточно давно и представлены в ряде классических работ [34, 35]. Эти поправки по своей физической природе соответствуют поправкам вида $\alpha(Z\alpha)^5 m_e$ к лэмбовскому сдвигу, поскольку отвечают однопетлевым процессам с двумя обменными кулоновскими фотонами. Вычисления дают значение коэффициента $C^{(2)}$ в (9)

$$C^{(2)} = \left(\ln 2 - \frac{5}{2} \right), \quad (13)$$

которое не зависит от n и выпадает при вычислениях D_{21} .

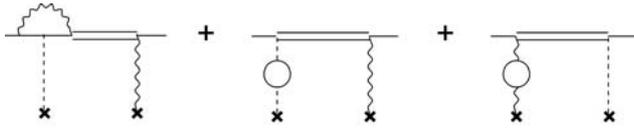


Рис.1. Диаграммы Фейнмана, описывающие радиационные поправки вида $\alpha(Z\alpha)^2 E_F$, которые вносят заметный вклад в формирование D_{21} . Сплошные линии обозначают электрон, крестики – бесконечно тяжелое ядро, с которым происходит обмен фотонами, кружки – виртуальную электрон-позитронную пару; штриховыми линиями обозначены кулоновские нерелятивистские фотоны, волнистыми – релятивистские фотоны, соответствующие брейтовскому гамильтониану. Двойные сплошные линии соответствуют связанному электрону и описываются полной кулоновской функцией Грина. Каждая диаграмма должна быть учтена дважды из-за наличия топологических двойников.

К аналогичному типу радиационных поправок, вклад в формирование которых вносят двухпетлевые процессы, относятся поправки вида $\alpha^2(Z\alpha)$. Не будем останавливаться на их подробном описании, отсылая интересующего читателя к работе [1] и соответствующим ссылкам, и приведем лишь численное значение для представляющего эти поправки в $Q_{\text{QED}}(nS)$ коэффициента

$$C^{(4)} = 0.7717(4), \tag{14}$$

также не зависящего от n .

Перейдем теперь к следующим поправкам (так называемым поправкам Цванцигера) вида $\alpha(Z\alpha)^2 E_F$, которые на этот раз зависят от n и тем самым вносят заметный вклад в формирование D_{21} (рис.1). Вычисления приводят к появлению логарифмических вкладов, возникающих при учете фотонов с малыми значениями импульса порядка $m_e(Z\alpha)$. Вычисления поправок, представленных на рис.1 левой диаграммой, в чем-то аналогичны вычислению основного логарифмического члена в лэмбовском сдвиге порядка $\alpha(Z\alpha)^4 m_e$.

Состояниям 1S и 2S соответствуют следующие коэффициенты:

$$D_1^{(2)} = (Z\alpha)^2 \left[-\frac{8}{3} \ln^2(Z\alpha) + \left(\frac{16}{3} \ln 2 - \frac{281}{180} \right) \ln(Z\alpha) + G_1^{\text{SE}}(Z\alpha) + G_1^{\text{VP}}(Z\alpha) \right], \tag{15}$$

$$D_2^{(2)} = (Z\alpha)^2 \left[-\frac{8}{3} \ln^2(Z\alpha) + \left(\frac{32}{3} \ln 2 - \frac{1541}{180} \right) \ln(Z\alpha) + G_2^{\text{SE}}(Z\alpha) + G_2^{\text{VP}}(Z\alpha) \right]. \tag{16}$$

Значения функции G_1^{SE} (поправка к собственной энергии) для атома водорода ($Z = 1$), вычисленное в работе [36], равно 16.079(15), в то время как функция G_1^{VP} (поправка, учитывающая поляризацию вакуума) известна аналитически:

$$G_1^{\text{VP}} = -\frac{8}{15} \ln 2 + \frac{34}{225} + \pi(Z\alpha) \left[-\frac{13}{24} \ln \frac{Z\alpha}{2} + \frac{539}{288} \right] + \dots \tag{17}$$

Необходимо привести также значения этих функций для уровня 2S:

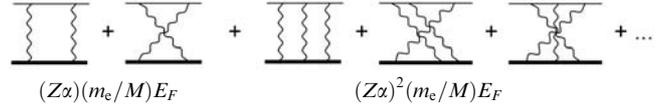


Рис.2. Основные нерadiационные поправки отдачи к энергии сверхтонкого расщепления; тонкими сплошными линиями обозначен электрон, жирными – ядро конечной массы, испытывающее отдачу, волнистыми линиями – релятивистские фотоны, соответствующие брейтовскому гамильтониану.

$$G_2^{\text{SE}} = G_1^{\text{SE}} - 5.221233(3) + O(\pi(Z\alpha)), \tag{18}$$

$$G_2^{\text{VP}} = G_1^{\text{VP}} - \frac{7}{10} + \frac{8}{15} \ln 2 + O(\pi(Z\alpha)).$$

Рассматривая поправки вида $\alpha^2(Z\alpha)^2 E_F$, достаточно привести результат лишь для основного состояния, поскольку известные на сегодня вклады в величину $D_n^{(4)}$ не зависят от n [37, 38]:

$$D_1^{(4)} = -\frac{4}{3} (Z\alpha)^2 \ln^2(Z\alpha). \tag{19}$$

Нерadiационные поправки отдачи к энергии сверхтонкого расщепления порядка $(Z\alpha)(m_e/M)E_F$ и $(Z\alpha)^2 \times (m_e/M)E_F$, возникающие при учете конечной массы ядра, аналогичны поправкам $(Z\alpha)^5(m_e/M)m_e$ и $(Z\alpha)^6 \times (m_e/M)m_e$ к лэмбовскому сдвигу и определяются при учете диаграмм, изображенных на рис.2.

Поправки этого вида были вычислены рядом авторов в 1980-х годах (см. обзор [1]), а их дифференциальный вклад в D_{21} определен Штернхаймом в работе [39]:

$$\delta D_{21}^{\text{rec}} = (Z\alpha)^2 E_F \frac{m_e}{m_p} \left\{ -\frac{9}{8} + \left[-\frac{7}{32} + \frac{\ln 2}{2} \right] \left(1 - \frac{1}{x} \right) - \left[\frac{145}{128} - \frac{7 \ln 2}{8} \right] x \right\}, \tag{20}$$

где $x = (\mu_N/\mu_B)(m_p/m_e)(1/ZI)$.

Поправка к энергии сверхтонкого расщепления, возникающая при учете конечного размера ядра, а именно распределения в нем заряда и магнитного момента, была введена Земачем [40]. Поправка вычисляется при учете электрического (G_E) и магнитного (G_M) форм-факторов ядра и для атома водорода в основном состоянии составляет $-38.72(56)10^{-6} E_F$. Погрешность $\sim 10^{-6} E_F$ (1 кГц) возникает из-за неопределенности зарядового радиуса протона и не позволяет проводить прямое тестирование КЭД на более высоком уровне точности. Однако, как было отмечено выше, основные вклады поправки Земача снижаются при «конструировании» параметра D_{21} .

2.2. Параметр D_{21}

Комбинируя поправки Брейта (10), Цванцигера (15), (16) и Штернхайма (20), можно записать выражения для вклада членов вплоть до третьего порядка ($\alpha^3 E_F$, $\alpha^2 \times (m_e/M)E_F$) в D_{21} :

$$D_{21}^{(2)} = \frac{5}{8} (Z\alpha)^2 E_F, \tag{21}$$

$$D_{21}^{(3)} = (Z\alpha)^2 E_F \left\{ \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{8}{15} \ln 2 - \frac{7}{10} \right) + \dots \right\}$$

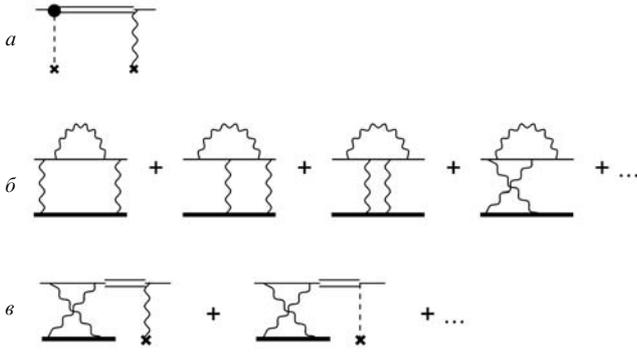


Рис.3. Процессы, вносящие вклад в поправку к энергии и к $D_{21}^{(4)}$; кружок представляет собой вершинный оператор, остальные обозначения те же, что и на рис.1, 2.

$$\begin{aligned}
& + \frac{\alpha}{\pi} \left[\left(\frac{16}{3} \ln 2 - 7 \right) \ln(Z\alpha) - 5.22123 \dots \right] \\
& + \frac{m_e}{M} \left[-\frac{9}{8} + \left(\frac{\ln 2}{2} - \frac{7}{32} \right) \left(1 - \frac{\mu_B}{\mu_N} \frac{ZIm_e}{M} \right) \right. \\
& \left. - \left(\frac{145}{128} - \frac{7}{8} \ln 2 \right) \frac{\mu_N}{\mu_B} \frac{M}{m_e} \frac{1}{ZI} \right] \}.
\end{aligned}$$

Без учета поправок четвертого порядка этот результат уступал экспериментальной точности определения величины D_{21} .

В течение последних нескольких лет были найдены поправки более высоких порядков к энергии сверхтонкого расщепления и к D_{21} , такие как $\alpha^2(Z\alpha)^2 E_F$ (рис.3,а), радиационные поправки отдачи порядка $\alpha(Z\alpha)(m_e/M)E_F$ и $(Z^2\alpha)(Z\alpha)(m_e/M)E_F$ (рис.3,б) и нерадиационные поправки отдачи $(Z\alpha)^3(m_e/M)E_F$ (рис.3,в), а также значительно уточнены поправки собственной энергии [20] и поляризации вакуума [19].

Указанные энергетические вклады были вычислены, собраны и проанализированы в работах С.Каршенбойма и Д.Иванова (см., напр., [19]) и могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned}
D_{21}^{(4)} &= (Z\alpha)^2 E_F \left[\frac{\alpha^2}{2\pi^2} \left(\frac{16}{3} \ln 2 - 7 \right) \ln(Z\alpha) \right. \\
&- \frac{\alpha}{\pi} \frac{2m_e}{M} \left(\frac{16}{3} \ln 2 - 7 \right) \ln(Z\alpha) + \frac{Z\alpha}{\pi} \frac{2m_e}{M} \left(\frac{4}{3} \ln 2 - 2 \right) \\
&\left. \times \ln(Z\alpha) + \alpha(Z\alpha)(C_{SE} + C_{VP}) + \frac{177}{128} (Z\alpha)^2 \right], \quad (22)
\end{aligned}$$

где

$$C_{SE}^{(Z=1)} = 2.07(25); \quad C_{SE}^{(Z=2)} = 2.01(19);$$

$$C_{VP} = \frac{139}{384} + \frac{13}{24} \ln 2.$$

Остаточный вклад адронных эффектов $\delta D_{21}^{\text{nucl}}$ имеет тот же порядок величины, что и поправки четвертого порядка; этот вклад оценен также в работе [19]. Значение малой поправки $\delta D_{21}^{\text{nucl}}$ можно оценить исходя из известных вкладов адронных эффектов в сверхтонкое расще-

Табл.1. Вклады различных порядков в величину D_{21} , рассчитанные для водорода, дейтерия и иона ${}^3\text{He}^+$.

Порядок вкладов в D_{21}	Величина вклада (кГц)		
	H	D	${}^3\text{He}^+$
$D_{21}^{(2)}$	47.2220	10.8822	-1152.4390
$D_{21}^{(3)}$	1.7151	0.4233	-36.8234
$D_{21}^{(4)}$	0.0178(25)	0.0043(5)	-1.137(53)
$\delta D_{21}^{\text{nucl}}$	$-0.002 - 10^{-4}\zeta$	$0.0026(2) - 10^{-4}\zeta$	$0.332(36) + 9 \times 10^{-3}\zeta$

Примечание: D_{21}^{theor} – сумма вкладов, составляющих $48.953(3) - 10^{-4}\zeta$, $11.3125(5) - 10^{-4}\zeta$ и $-1190.067(64) + 9 \times 10^{-3}\zeta$ для H, D и ${}^3\text{He}^+$ соответственно.

пление $\Delta E_{\text{HFS}}^{\text{nucl}}$, представляющее собой разность экспериментального значения $E_{\text{HFS}}^{\text{expt}}$ и расчетов КЭД без учета адронных вкладов $E_{\text{HFS}}^{\text{QED}}$ (1S):

$$\Delta E_{\text{HFS}}^{\text{nucl}}(1S) = E_{\text{HFS}}^{\text{expt}}(1S) - E_{\text{HFS}}^{\text{QED}}(1S). \quad (23)$$

Вычисления дают

$$\begin{aligned}
\delta D_{21}^{\text{nucl}} &= \left(\ln 2 + \frac{3}{16} \right) (Z\alpha)^2 \Delta E_{\text{HFS}}^{\text{nucl}}(1S) + \\
&+ \left(\frac{21}{8} - 2 \ln 2 - \frac{3}{8} \zeta \right) \frac{\delta E_N(1S)}{(Z\alpha)^2 m_e} E_F, \quad (24)
\end{aligned}$$

где $\delta E_N(1S) = \frac{2}{3} (Z\alpha)^4 m_e^3 \langle r_N^2 \rangle$ – поправка к лэмбовскому сдвигу с учетом конечного размера ядра (ср. с (1)); $1 + \zeta = \langle (r_N^M)^2 \rangle / \langle (r_N^E)^2 \rangle$ – отношение среднеквадратичных магнитного и зарядового радиусов ядра.

Численные значения вкладов различных поправок в D_{21} представлены в табл.1. Величина $D_{21}^{\text{theor}} = D_{21}^{(2)} + D_{21}^{(3)} + D_{21}^{(4)} + \delta D_{21}^{\text{nucl}}$ зависит от отношения среднеквадратичных магнитного и зарядового радиусов ядра. В принципе анализ параметра D_{21} позволяет судить об этом отношении, однако на современном уровне экспериментальной точности определения D_{21} можно считать, что $\zeta = 0$.

Отметим, что существенный вклад в расчет уровней водородоподобных систем вносят нерадиационные поправки отдачи $(Z\alpha)^3(m_e/M)E_F$, радиационные поправки отдачи $\alpha(Z\alpha)^2(m_e/M)E_F$, и двухпетлевые поправки $\alpha^2(Z\alpha)^2 \times E_F$. Параметр D_{21} оказывается чувствительным ко всем указанным поправкам, и прогресс в понимании его структуры непосредственно связан с прогрессом в расчетах лэмбовского сдвига в водороде, сверхтонкой структуры в мюонии и энергетических уровней позитрония.

3. Измерение $E_{\text{HFS}}(2S)$ в легких водородоподобных системах

Техника измерений $E_{\text{HFS}}(2S)$ в нейтральных водородоподобных системах существенно отличается от техники измерений в ионе ${}^3\text{He}^+$. Возможность локализации иона в ловушке повышает точность экспериментов по сравнению с экспериментами на атомных пучках. Несмотря на то что группой Д.Клеппнера была продемонстрирована возможность охлаждения атома водорода в магнитно-дипольной ловушке [41], указанные эксперименты не позволяют проводить прецизионные спектроскопические измерения ввиду высоких значений в ней магнитного поля. Для прецизионного измерения сверх-

тонкого расщепления метастабильных уровней водорода и дейтерия использовались атомные пучки. Первая серия экспериментов была выполнена группой П.Куша в Колумбийском университете (США) в 1956 г. методом радиочастотной спектроскопии на термическом пучке [23, 26], за ней последовал аналогичный эксперимент в атоме водорода, выполненный в Йоркском университете (США) в 2000 г. [24]. Наиболее точные значения для $E_{\text{HFS}}(2S)$ в Н и D были получены в 2003 – 2004 гг. группой Т.Хэнша в институте Макса Планка по квантовой оптике (Германия) оптическим методом двухфотонной спектроскопии на холодном атомном пучке [25, 27].

3.1. Эффект Зеемана в водороде и дейтерии

При наложении внешнего магнитного поля сверхтонкие подуровни расщепляются вследствие взаимодействия полного момента атома F с внешним магнитным полем B (эффект Зеемана). Число зеемановских компонентов, различающихся значением магнитного квантового числа m_F , равно $2F + 1$, а зависимость расщепления уровня с определенным m_F от поля описывается формулой Брейта – Раби [31]:

$$\Delta E_{\pm} = -g_{\text{nucl}}\mu_N B \pm \frac{E_{\text{HFS}}}{2} \left(1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2 \right)^{1/2},$$

$$x = \frac{g_e\mu_B - g_{\text{nucl}}\mu_N}{E_{\text{HFS}}},$$

где E_{HFS} – сверхтонкое расщепление соответствующего состояния.

Качественная картина расщепления магнитных подуровней состояний 1S и 2S в водороде и дейтерии представлена на рис.4. Поскольку энергия Ферми в дейтерии примерно в четыре раза меньше, чем в водороде, энергия магнитных подуровней в дейтерии обладает большей чувствительностью к изменению B , что в общем случае повышает чувствительность измерений в этой системе к флуктуациям магнитного поля.

3.2. Метод радиочастотной спектроскопии уровня 2S в нейтральных системах

Радиочастотный метод, использовавшийся для спектроскопии состояния 2S в атоме водорода и дейтерия, основывался на методе рамси-спектроскопии в пространственно-разнесенных полях [23, 26] (измерения в водороде и дейтерии) и методе Раби в бегущей волне [24] (измерения в водороде). Общая схема установки для спект-

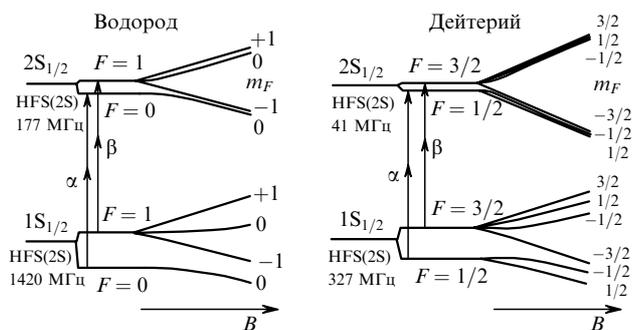


Рис.4. Расщепление уровней 1S и 2S в магнитном поле для атомов водорода и дейтерия (не в масштабе); α и β – двухфотонные оптические переходы между соответствующими сверхтонкими подуровнями состояний 1S и 2S.

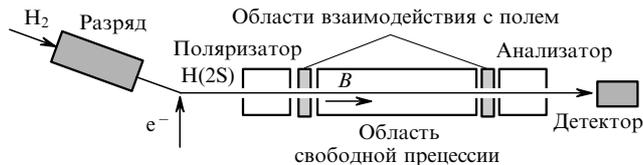


Рис.5. Схема эксперимента по измерению $E_{\text{HFS}}(2S)$ в водороде и дейтерии (на примере установки [23]) с использованием принципа рамси-спектроскопии в пространственно-разнесенных полях.

роскопических исследований уровня 2S в водороде приведена на рис.5.

Атомарный водород, получающийся в результате диссоциации молекулярного газа в радиочастотном разряде, возбуждался в состоянии 2S электронным ударом. Начальная селекция по магнитным подуровням проводилась в сильном магнитном поле напряженностью 575 Гс (поляризатор), где перемешиваются определенные подуровни состояния 2S, энергия которых падает при увеличении магнитного поля в атоме водорода (например, такими подуровнями являются 2S ($F = 1, m_F = -1$) и 2S ($F = 0, m_F = 0$)), с близлежащим уровнем 2P_{1/2}. В результате быстрого распада уровня 2P_{1/2} в основное состояние соответствующие подуровни состояния 2S опустошаются и заселенными оказываются лишь подуровни с $F = 1, m_F = 0$ и $F = 1, m_F = 1$.

Подготовленный пучок (средняя скорость атомов в пучке 3000 м/с) вводился в область взаимодействия со стабильным радиочастотным полем, вызывающим переходы между различными сверхтонкими компонентами. Чтобы обеспечить условия для возбуждения перехода между отдельными зеемановскими подуровнями, на область взаимодействия накладывалось однородное магнитное поле, напряженность которого можно было варьировать в диапазоне 10 – 100 мГс. После взаимодействия с радиочастотным полем, частично заселяющим подуровень с $F = 0, m_F = 0$, пучок попадал в область свободной прецессии, в которой присутствовало лишь однородное постоянное магнитное поле, а затем вновь пропускался через селективную систему (анализатор). Детектор измерял населенность 2S-уровня в зависимости от отстройки возбуждающего поля от резонанса, что позволяло точно определить положение его центра. В экспериментах [23, 24, 30] использовались слегка различающиеся технические подходы, однако в целом установки были весьма схожи.

Таким образом, при сканировании частоты возбуждающего поля и наблюдении за населенностью уровня 2S регистрировались линии разрешенных переходов между магнитными подуровнями сверхтонких компонентов метастабильного уровня. В случае атома водорода это были линии $2S(0, 0) \leftrightarrow 2S(1, 0)$ и $2S(0, 0) \leftrightarrow 2S(1, 1)$, а в случае атома дейтерия – линии $2S(1/2, -1/2) \leftrightarrow 2S(3/2, 1/2)$, $2S(1/2, 1/2) \leftrightarrow 2S(3/2, -1/2)$ и $2S(1/2, -1/2) \leftrightarrow 2S(3/2, -1/2)$. Здесь первое число в скобках соответствует F , а второе – m_F .

Характерная ширина линии (центральной интерференционной полосы) составляла 5 кГц. К основным систематическим эффектам, влияющим на положение резонанса в указанных радиочастотных экспериментах, относились: сдвиг уровней в магнитном поле, доплеровский эффект (для эксперимента [24]), динамический штарковский сдвиг, индуцированный радиочастотным полем, и столкновительный сдвиг.

В экспериментах [23, 26] было определено, что соответствующая сверхтонкому расщеплению уровня $2S$ в водороде частота $E_{\text{HFS}}^{(\text{H})}/h = 177556860(50)$ Гц [23], а в дейтерии $-E_{\text{HFS}}^{(\text{D})}/h = 40924439(20)$ Гц [26]. Значения D_{21} , вычисленные с использованием этих данных, совпали с теоретическим предсказанием в пределах одного стандартного отклонения. Абсолютная точность, продемонстрированная в экспериментах с дейтерием, оказалась выше, чем в водороде, несмотря на то что энергия зеемановских компонентов в этой системе более чувствительна к магнитному полю. Это объясняется слабой (квадратичной) зависимостью среднего значения частот переходов $2S(1/2, -1/2) \leftrightarrow 2S(3/2, 1/2)$ и $2S(1/2, 1/2) \leftrightarrow 2S(3/2, -1/2)$ от напряженности магнитного поля и от возможности калибровки поля по частоте перехода $2S(1/2, -1/2) \leftrightarrow 2S(3/2, -1/2)$, линейно зависящей от B .

Радиочастотный эксперимент [24] позволил повысить точность измерения в атоме водорода: $E_{\text{HFS}}^{(\text{H})}/h = 177556785(29)$ Гц. Однако значение D_{21} , вычисленное с использованием данного результата, отличалось на 1.6σ (σ – стандартное отклонение) от его теоретического предсказания (см. табл. 1). Причина появления этого отличия требовала прояснения: она могла заключаться как в неточности эксперимента, так и в существовании неучтенных теоретических вкладов. Кроме того, надо отметить, что за несколько десятилетий, разделяющих эксперименты [23] и [24], точность измерений улучшилась лишь в два раза. Эксперименты на атоме водорода в работах [23] и [24] были выполнены весьма схожими методами с практически идентичной систематикой, что явилось стимулом для поиска новых независимых методов измерения.

3.3. Оптический метод измерения $E_{\text{HFS}}(2S)$ в водороде и дейтерии

Бурное развитие методов оптической спектроскопии и быстрый рост точности оптических измерений, наблюдавшийся в течение последнего десятилетия, открыли возможности для их успешного применения в областях,

где приоритет традиционно отдавался методам радиочастотной спектроскопии. В качестве примера можно привести измерение лэмбовского сдвига в водороде [42] и работы по созданию стандартов частоты.

Первые работы по измерению частоты перехода $1S-2S$ в атоме водорода методом двухфотонной спектроскопии были начаты Т.Хэншем в 1977 г. [43], и в результате многолетних экспериментов погрешность определения этой частоты достигла 10^{-14} . Столь высокая разрешающая способность водородного спектрометра позволила измерить сверхтонкое расщепление уровня $2S$ с беспрецедентной точностью. В 2003–2004 гг. была проведена серия прецизионных измерений величины $E_{\text{HFS}}(2S)$ в атомах водорода и дейтерия методом двухфотонной спектроскопии.

На рис.6 представлена схема водородного спектрометра в конфигурации, использовавшейся для измерения сверхтонкого расщепления метастабильного уровня в водороде и дейтерии. Источником излучения служил лазер на красителе (Coumarin 102) мощностью около 500 мВт ($\lambda = 486$ нм). Частота лазера активно стабилизировалась относительно внешнего сверхстабильного температурно- и акустически-изолированного резонатора, изготовленного из материала ULE (Ultra Low Expansion glass), обладающего минимальным коэффициентом теплового расширения при комнатной температуре. Добротность резонатора составляла около 85 000, а область свободной дисперсии – 1 ГГц. Для получения сигнала ошибки использовался модуляционный метод Паунда – Древера – Холла [44]. Поскольку излучение лазера подавалось в резонатор через оптоволоконно, вносящее значительные шумы в интенсивность и частотный спектр проходящего излучения, были использованы схемы активной компенсации шумов волокна. Частота лазера перестраивалась относительно частоты моды излучения резонатора с помощью широкополосного акустооптического модулятора АОМ1, работающего по двухпроходной схеме в первом порядке дифракции (рис.6). Ширина

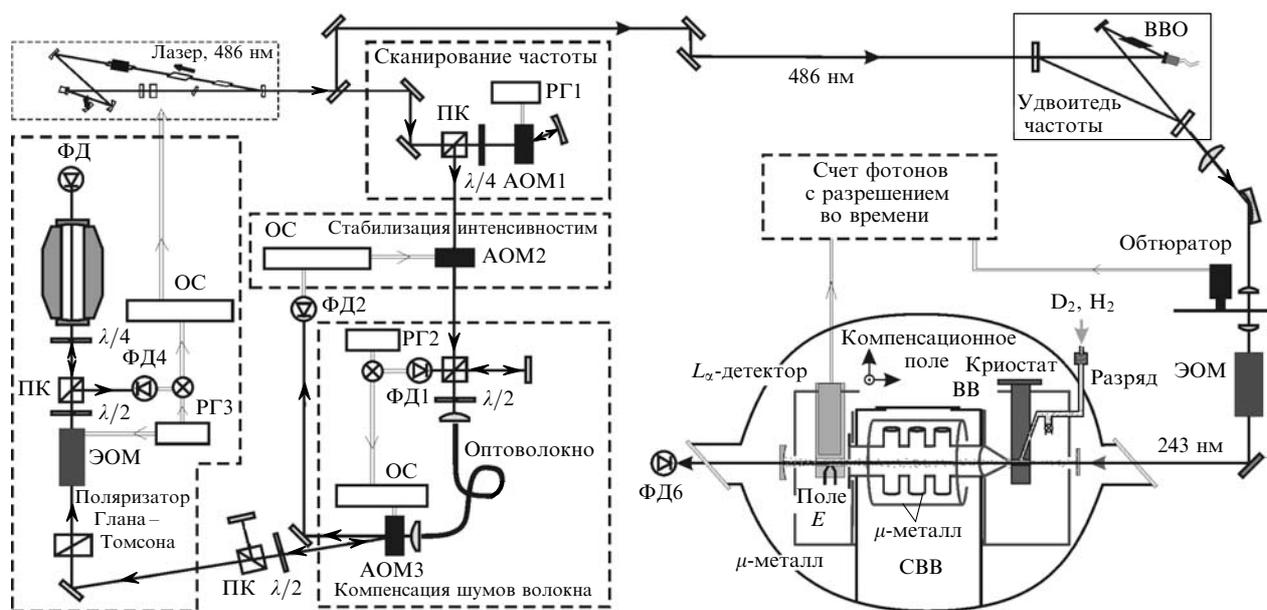


Рис.6. Схема установки для измерения $E_{\text{HFS}}(2S)$ в водороде и дейтерии методом двухфотонной спектроскопии:

ПК – поляризационные кубики; АОМ и ЭОМ – акусто- и электрооптические модуляторы; РГ – радиочастотные генераторы; ФД – фотодиоды; ОС – электронные петли обратной связи; ВВ и СВВ – области высокого ($\sim 10^{-5}$ мбар) и сверхвысокого ($\sim 10^{-8}$ мбар) вакуума; μ -металл – материал с большой магнитной проницаемостью.

спектра излучения стабилизированного лазера составляла около 60 Гц, в то время как плавный дрейф частоты, вызванный температурным дрейфом длины резонатора, не превышал 0.5 Гц/с [44].

После преобразования во вторую гармонику излучение лазера поступало в спектроскопическую часть установки, находящуюся в вакуумной камере. Для того чтобы обеспечить условия возбуждения субдоплеровского резонанса в атоме водорода (дейтерия) и повысить интенсивность возбуждающего поля, излучение на длине волны 243 нм заводилось в линейный резонатор, находящийся в вакуумной камере. Поглощение двух фотонов, распространяющихся в противоположных направлениях, приводит к появлению узкого (естественная ширина 1.3 Гц) субдоплеровского пика. Пучок атомарного газа, предварительно охлажденный холодным медным соплом до 5 К (средняя скорость атомов 300 м/с), распространялся вдоль оси резонатора и попадал в область сверхвысокого вакуума, в которой происходило возбуждение на уровень 2S. Область была защищена от внешних магнитных и электрических полей с помощью специальных экранов. Интенсивность атомного пучка можно было варьировать с помощью вентиля.

После вылета из зоны возбуждения атомы попадали в область слабого электрического поля E , в котором происходило эффективное перемешивание состояний 2S и 2P и распад метастабильных атомов в основное состояние с испусканием L_α -фотонов, детектируемых фотоумножителем. Таким образом, перестраивая частоту лазера и регистрируя число отсчетов, можно было записать линию поглощения двухфотонного перехода 1S–2S. Кроме того, в установке была предусмотрена возможность спектроскопического исследования различных скоростных групп атомов из исходного максвелловского распределения, для чего излучение с $\lambda = 243$ нм периодически блокировалось obtюратором и регистрация отсчетов происходила только во время «темной» фазы. Селекция по скоростям проводилась путем внесения временной задержки τ между моментом закрытия obtюратора и началом отсчета (при этом быстрые атомы успевали покинуть зону регистрации), что позволяло работать с группами атомов, обладающими скоростями вплоть до 100 м/с. При снижении скорости регистрируемых атомов уменьшаются времяпролетное уширение, а также квадратичный

доплеровский эффект, приводящий к сдвигу и изменению формы линии.

В отсутствие магнитного поля спектр двухфотонного перехода состоит из двух компонентов (α и β , см. рис.4) в случае как атома водорода, так и атома дейтерия, поскольку разрешенными являются лишь двухфотонные переходы с $\Delta F = 0, \Delta m_F = 0$. В оптических экспериментах нет необходимости разделять различные зеемановские компоненты, поэтому область взаимодействия была экранирована от внешних магнитных полей. Напряженность остаточных полей составляла ~ 1 мГс, что соответствует зеемановскому расщеплению на субгерцовом уровне. По сравнению с радиочастотными измерениями это дает существенный выигрыш с точки зрения контроля систематических эффектов, вызванных наличием магнитного поля, поскольку устраняется необходимость экстраполяции на нулевое значение поля и сводится к минимуму влияние его пространственных флуктуаций.

Принимая во внимание структуру уровней атомов, представленную на рис.4, в отсутствие магнитного поля можно записать:

$$\frac{E_{\text{HFS}}(2S)}{h} = \frac{E_{\text{HFS}}(1S)}{h} + f(\beta) - f(\alpha). \tag{26}$$

Поскольку значение $E_{\text{HFS}}(1S)$ известно с высокой точностью, для определения $E_{\text{HFS}}(2S)$ необходимо найти разность частот двухфотонных переходов $f(\beta) - f(\alpha)$. Отсутствие необходимости проведения абсолютных измерений этих частот существенно повышает точность данного дифференциального измерения по сравнению с абсолютными измерениями оптических частот [21] ввиду отсутствия ряда систематических эффектов.

Сканирование частоты лазера для записи линий переходов осуществлялось с помощью пошагового изменения частоты генератора $f_{\text{АОМ}}$, управляющего АОМ1, в свою очередь стабилизированного по опорному сигналу цезиевого стандарта HP5701A (Hewlett Packard), обладающего абсолютной точностью не хуже 10^{-12} . Условия возбуждения α и β для обоих переходов поддерживались одинаковыми. Типичные линии переходов, зарегистрированные на дейтериевом пучке, представлены на рис.7. В пересчете на длину волны перехода 1S–2S (121 нм) характерная ширина линий составляла 2 кГц.

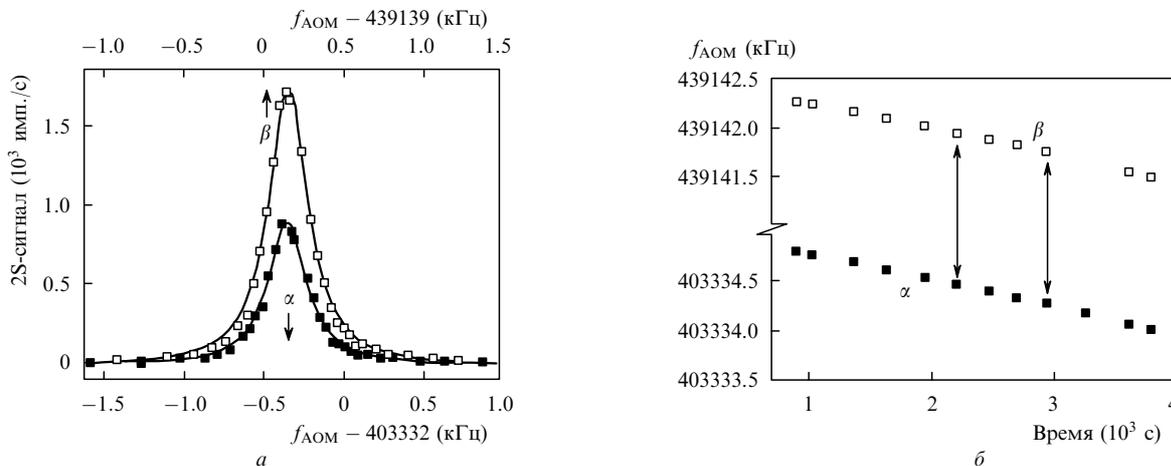


Рис.7. Дифференциальное измерение в атоме дейтерия. Слева представлены линии переходов α и β , зарегистрированные для группы атомов со скоростями менее 200 м/с (различие в числе отсчетов объясняется различающимися вдвое статистическими весами уровней с $F = 1/2$ и $3/2$) (а) и результат обработки серии спектров; медленный дрейф частоты соответствует дрейфу опорного резонатора (б).

Для определения разности частот переходов использовался тот факт, что оптический резонатор обладает плавной функцией дрейфа. После линейной коррекции на дрейф стандартное алланово отклонение σ_{100} для времени усреднения 100 с составляло 10^{-14} . Для определения $f(\beta) - f(\alpha)$ каждая линия аппроксимировалась лоренцевой функцией относительно как оси частот (рис.7,а), так и оси времени. Тем самым на плоскости частота – время каждой линии соответствовала одна точка (рис.7,б). Величина $f(\beta) - f(\alpha)$ вычислялась с учетом коррекции на дрейф частоты резонатора, происходящий между моментами регистрации центров линий переходов. Если в экспериментах на атоме водорода время между записью линий α и β составляло примерно 10 мин, то в случае дейтерия – несколько секунд. Это соответствовало практически одновременной регистрации линий (рис.7), что существенно уменьшало погрешность, связанную с коррекцией на дрейф. В результате абсолютная точность определения сверхтонкого расщепления $E_{\text{HFS}}(2S)$ оптическим методом в дейтерии заметно превысила точность определения этой величины в водороде.

Такой дифференциальный метод существенно уменьшает влияние многих систематических эффектов, присущих двухфотонной спектроскопии на пучке и описанных в [21]. Так, динамический штарковский сдвиг в случае измерения величины сверхтонкого расщепления составляет лишь 10^{-6} от его значения для оптических переходов, а квадратичный доплеровский сдвиг и эффекты, связанные с асимметрией линий переходов, компенсируются. Большое внимание в экспериментах [25, 27] было уделено исследованию столкновительного сдвига сверхтонкого интервала уровня 2S. Эксперименты проводились при разных давлениях остаточного газа в камере и при различных параметрах потока в атомном пучке. Большинство систематических эффектов в описываемых экспериментах находилось на герцовом уровне.

Сверхтонкое расщепление $E_{\text{HFS}}^{(\text{H})}/h$ уровня 2S, измеренное оптическим методом в атоме водорода, составило 177556860(16) Гц. Измерение было выполнено на более высоком уровне точности, чем оба известных радиочастотных измерения. Отметим, что «чистое» время, затраченное на оптическое измерение, оказалось в несколько раз меньше времени, которое пошло на накопление данных в случае радиочастотных методов.

В атоме дейтерия абсолютная точность результата была в три раза больше, чем достигнутая в [26]; было получено $E_{\text{HFS}}^{(\text{D})}/h = 40924454(7)$ Гц. Эксперименты по спектроскопии уровня 2S в атоме трития не проводились ввиду высокой радиоактивности этой атомной системы, что не позволяет работать с пучками атомов трития в обычных лабораторных условиях.

Таким образом, для нейтральных систем точность оптических методов превысила точность классических радиочастотных методов. Дальнейшее уменьшение экспериментальной погрешности может быть достигнуто при уменьшении скорости атомов в пучке или появлении возможности оптического охлаждения атома водорода.

3.4. Измерение $E_{\text{HFS}}(2S)$ в ионе ${}^3\text{He}^+$

Спин четно-нечетного ядра иона ${}^3\text{He}^+$ равен 1/2, что приводит к появлению двух сверхтонких компонентов S-уровней иона: с $F = 0$ и $F = 1$. Однако, в отличие от атома водорода, g -фактор этого ядра имеет отрицательное значение и энергия уровня с $F = 1$ меньше, чем уровня с $F = 0$

($E_F < 0$). Зеемановская структура nS -уровней иона ${}^3\text{He}^+$ оказывается, таким образом, зеркальной относительно структуры атома водорода, изображенной на рис.4.

Эксперименты по прецизионной спектроскопии уровня 2S были начаты в конце 1950-х годов в Колумбийском университете (США) [29]. Метод измерения имел много общего с техникой, использовавшейся в радиоспектроскопических экспериментах с атомом водорода [23]. Ионный пучок возбуждался в 2S-состояние электронным ударом, после чего направлялся в зону рамси-спектроскопии в пространственно-разнесенных полях в присутствии слабого однородного магнитного поля (ср. с рис.5). Предварительная селекция атомов на сверхтонком подуровне 2S ($F = 0$) осуществлялась в поляризаторе, в котором присутствовало слабое переменное поле на частоте 13 ГГц. В поле уровень $2S_{1/2}$ перемешивался с короткоживущим уровнем $2P_{1/2}$, причем предпочтительно опустошался сверхтонкий подуровень $2S(F = 1)$, расположенный ближе к P-уровню. После взаимодействия со стабильным полем на частоте 1.083 ГГц, вызывающим переходы $2S(F = 0) \leftrightarrow 2S(F = 1)$, пучок попадал в радиочастотный анализатор, схожий по конструкции с поляризатором, в котором, однако, была предусмотрена возможность регистрации L_α -фотонов с длиной волны 30 нм (переход $2P \rightarrow 1S$). Величина фототока была пропорциональна вероятности перехода между сверхтонкими подуровнями, что позволяло регистрировать полосы Рамси с характерной шириной около 100 кГц.

После учета ряда систематических эффектов (основной вклад в погрешность вносили ошибка калибровки радиочастотного стандарта, динамический штарковский и столкновительный сдвиги) было получено $E_{\text{HFS}}^{({}^3\text{He}^+)}(2S) \times h^{-1} = 1083354990(200)$ Гц, отвечающее относительной точности 2×10^{-7} .

Существенное увеличение точности измерений было достигнуто в экспериментах с ионами ${}^3\text{He}^+$ в ловушке, выполненных в середине 1970-х годов в Калифорнийском университете (США) [30]. Хотя тепловая скорость ионов в ловушке (1500 м/с) оставалась сопоставимой с их тепловой скоростью в пучке, локализация ионов позволила существенно увеличить время свободной прецессии в рамси-методе. Если в пучковом эксперименте это время определялось временем пролета между двумя зонами взаимодействия с полем и ограничивало ширину интерференционных полос на уровне 100 кГц, то в экспериментах с ловушкой ширина резонанса была уменьшена до 1 кГц.

В работе [30] использовались экспериментальные подходы, во многом почерпнутые из техники пучковых экспериментов [29]. Ионы, захваченные в ловушку, подвергались селекции в состоянии $2S(F = 0)$ с помощью радиочастотного импульса на частоте около 13 ГГц. Затем ионы облучались двумя короткими последовательными синфазными импульсами микроволнового излучения на частоте, близкой к частоте исследуемого сверхтонкого перехода (1.083 ГГц), причем ширина резонанса определялась временным интервалом между импульсами. Вероятность перехода находилась по населенности уровня $2S(F = 1)$ опять же путем перемешивания его с уровнем $2P_{1/2}$ в поле с частотой 13 ГГц. Таким образом, спектроскопический метод практически совпадал с методом, описанным в [29], с тем отличием, что прохождение ионов через зоны их взаимодействия с полем было заменено на последовательность импульсов, воздействующих на локализованные ионы. Отметим, что лабора-

Табл.2. Сверхтонкое расщепление в легких водородоподобных системах.

Атом	Состояние атома	$E_{\text{HFS}}^{\text{expt}}/h$ (кГц)	Источник экспериментальных данных	$E_{\text{HFS}}^{\text{theor}}/h$ (кГц)	$n^3\Delta E/E_F$ (10^{-6})
H	1S	1420 405 751 768(1)	[13]	1 420 452	-33
D	1S	327 384 352 522(2)	[22]	327 339	138
He ⁺	1S	-8665 649 867(10)	[28]	-867 569	222
H	2S	177 556 860(50)	[23]	177 562.7	-32
H	2S	177 556 785(29)	[24]	177 562.7	-33
H	2S*	177 556 860(16)	[25]	177 562.7	-32
D	2S	40 924 439(20)	[26]	40 918.81	137
D	2S*	40 924 454(7)	[27]	40 918.81	138
He ⁺	2S	-1083 354 981(9)	[30]	-1083 594.7	221
He ⁺	2S	-1083 354 99(20)	[29]	-1083 594.7	221
Mu	1S	4463 302 78(5)	[15]	4463 302.91(56)	0.0(1)
Ps	1S	203 389 100(700)	[16]	203 391 900(500)	-13(44)

Примечание. Звездочкой обозначены измерения, выполненные оптическим методом; $\Delta E = E_{\text{HFS}}^{\text{expt}} - E_{\text{HFS}}^{\text{theor}}$; теоретические оценки взяты из работы [19].

торное магнитное поле в области взаимодействия было скомпенсировано внешними катушками с высокой степенью точности, а удержание ионов проводилось только электростатическими взаимодействиями.

Узкие резонансные линии и высокое отношение сигнал/шум в эксперименте позволили увеличить точность определения положения резонанса вплоть до нескольких герц. Результирующая погрешность формировалась, в основном, из статистической ошибки (7 Гц), из погрешности, вызванной неоднородностью магнитного поля (3.5 Гц), а также из погрешности оценки столкновительного сдвига (3.8 Гц). В качестве стандарта частоты использовался периодически калибруемый генератор 5105A (Hewlett Packard). Результат измерения $E_{\text{HFS}}^{(3\text{He}^+)}/h$ оказался равным 1083 354 980.7(88) Гц и более чем в 20 раз превысил по точности результат измерения на пучке [29], что указывает на существенный выигрыш, возникающий при работе с локализованными в ловушке ионами. К сожалению, для нейтральных водородоподобных атомов возможность локализации в отсутствие сильных магнитных полей на сегодняшний день отсутствует.

4. Сопоставление экспериментальных и теоретических результатов

4.1. Сверхтонкое расщепление уровней 1S и 2S

В табл.2 собраны результаты измерений сверхтонкого расщепления уровней 1S и 2S в легких водородоподобных системах. Результаты расчетов $E_{\text{HFS}}^{\text{theor}}$ в рамках КЭД выполнены без учета структуры ядра (согласно [19]).

Видно, что расхождение экспериментальных и расчетных значений для адронных систем составляет 10^{-5} – 10^{-4} от значения соответствующего расщепления, что обуславливается неточностью ядра. В качестве подтверждающего аргумента приведены соответствующие значения для сверхтонкого расщепления основного состояния в лептонных системах – в мюонии и позитронии. Для мюонии значение $E_{\text{HFS}}^{\text{theor}}(1S)$, известное с исключительно высокой точностью, находится в соответствии с теоретическим предсказанием на уровне 10^{-7} , тем самым

делая эту систему выигрышным объектом для проведения тестов КЭД при расчетах сверхтонкого расщепления [1]. Однако, как отмечалось во Введении, чувствительность этих тестов ограничена погрешностью измерения отношения масс m_{μ}/m_e , в большой степени определяющей погрешность значения $E_{\text{HFS}}^{\text{theor}}(1S)$ в мюонии.

4.2. Параметр D_{21}

Исследование параметра D_{21} позволяет проводить тестирование определенных поправок КЭД к энергии сверхтонкого расщепления, зависящих от главного квантового числа n . Комбинируя значения $E_{\text{HFS}}(1S)$ и $E_{\text{HFS}}(2S)$ в H, D и $^3\text{He}^+$, можно получить данные для D_{21} в этих системах (собраны в табл.3). Экспериментальные данные сопоставлены с теоретическими значениями на рис.8. Большая часть полученных результатов соответствует теоретическим предсказаниям в пределах одного стандартного отклонения. Поскольку результаты получены независимыми методами, целесообразно провести усреднение экспериментальных значений с учетом весовых коэффициентов, задаваемых квадратами соответ-

Табл.3. Сравнение экспериментальных и теоретических значений для D_{21} в легких системах.

Атом- ная сис- тема	D_{21}^{expt}/h (кГц)	Источник эксперимен- тальных данных	D_{21}^{theor}/h (кГц)	$\Delta D_{21}/E_F$ (10^{-6})	σ/E_F (10^{-6})
H	49.12(13)	[25]*/[13]	48.953(3)	0.12	0.08
	48.53(24)	[24]/[13]		-0.29	0.16
	49.13(40)	[23]/[13]		0.12	0.28
D	11.280(56)	[27]*/[22]	11.3125(5)	0.10	0.17
	11.160(160)	[26]/[22]		-0.46	0.49
$^3\text{He}^+$	-1189.979(71)	[30]/[28]	-1 190.067(64)	0.01	0.01
	-1190.1(16)	[29]/[28]		-0.03	0.18

Примечание. Результаты отвечают различным измерениям $E_{\text{HFS}}(2S)$ и $E_{\text{HFS}}(1S)$ (ссылки перед и после косой черты соответственно), теоретические значения взяты из [19]; $\Delta D_{21} = D_{21}^{\text{expt}} - D_{21}^{\text{theor}}$, σ – суммарная экспериментальная и теоретическая погрешность в одно стандартное отклонение; звездочкой обозначены измерения, выполненные оптическим методом.

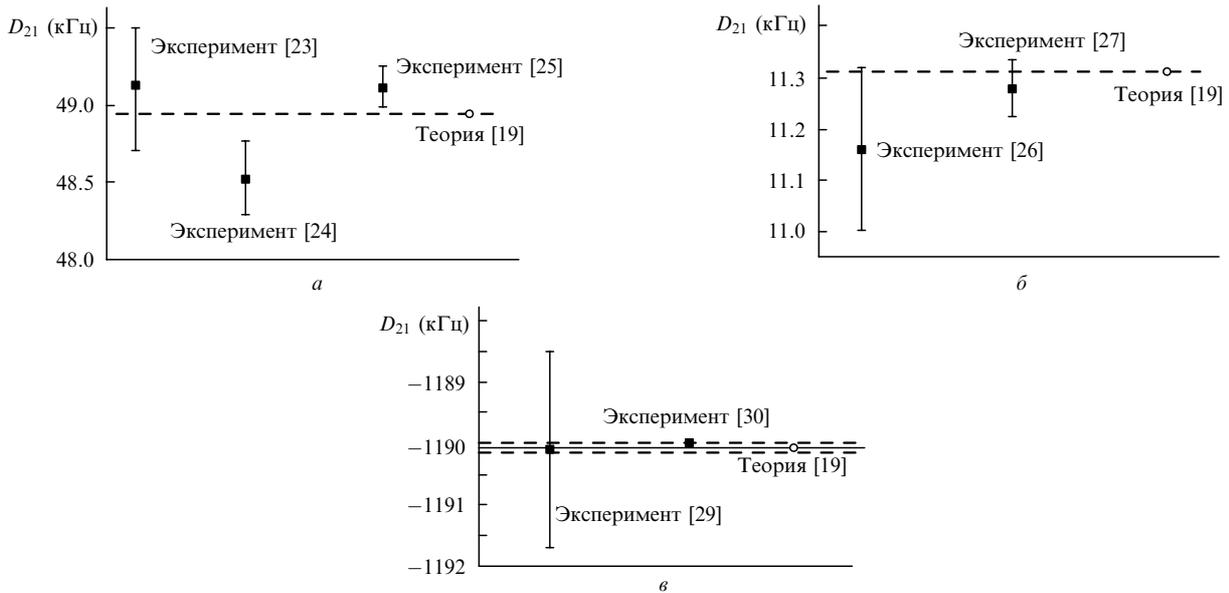


Рис.8. Сопоставление экспериментальных и теоретических данных для D_{21} в водороде (а), дейтерии (б) и ионе $^3\text{He}^+$ (в). Штриховые линии соответствуют погрешности теоретического значения (одно стандартное отклонение).

вующих стандартных отклонений. Получено, что для водорода, дейтерия и иона гелия параметр D_{21} составляет 49.00(17), 11.267(52) и $-1189.979(71)$ кГц. При этом $\sigma/E_F = 0.12 \times 10^{-6}$, 0.16×10^{-6} и 0.01×10^{-6} соответственно.

Вычисление погрешностей выполнялось стандартным способом. Отметим, что результат пучкового эксперимента [29] в ионе гелия практически не влияет на среднее значение и его погрешность. В случае же атома водорода разброс данных выходит за пределы стандартных отклонений отдельных измерений (рис.8) и результирующая погрешность определяется разбросом экспериментальных данных.

Средние значения для D_{21} в легких водородоподобных системах находятся в хорошем соответствии с теоретическими предсказаниями и позволяют проводить тесты КЭД для расчетов сверхтонкого расщепления в таких системах на уровне $10^{-7} - 10^{-8}$. Видно, что большинство пучковых экспериментов позволяют тестировать поправки к D_{21} на уровне 10^{-7} , в то время как результат [30], полученный с локализованным в ловушке ионом гелия, открыл возможность увеличения чувствительности тестов еще на порядок величины. В свою очередь ресурс оптических методов, позволивших измерить D_{21} в нейтральных системах с беспрецедентной точностью, далеко не исчерпан, что позволяет рассчитывать на дальнейший прогресс в этой области.

5. Заключение

В статье проанализированы результаты измерений сверхтонкого расщепления уровня $2S$ в легких водородоподобных системах. Рассмотрены теоретические подходы, использующиеся при вычислении сверхтонкого расщепления, и представлен метод расчета специфического параметра D_{21} , свободного от лидирующего вклада поправок, которые возникают при учете конечных размеров ядра.

Анализ результатов исследования сверхтонкого расщепления метастабильного уровня в атоме водорода показал, что ресурс радиоспектроскопических методов, ис-

пользующих пучки нейтральных атомов, скорее всего, исчерпан, а оптические методы в настоящее время занимают в этой области лидирующую позицию.

Существенный выигрыш в точности, возникающий при спектроскопии пойманных в ловушку атомных систем (как было продемонстрировано в случае иона $^3\text{He}^+$), для водорода и дейтерия пока является недоступным. Однако абсолютная точность оптических измерений в водороде и дейтерии находится на том же уровне, что и в случае радиоспектроскопии иона $^3\text{He}^+$ в ловушке.

Значения D_{21} , полученные с использованием результатов измерений $E_{\text{HFS}}(2S)$ в легких системах, хорошо согласуются с теоретическими значениями, рассчитанными в рамках КЭД вплоть до членов порядка $\alpha^2(Z\alpha)^2 E_F$, $\alpha(Z\alpha)(m_e/M)E_F$ и $(Z\alpha)^3(m_e/M)E_F$. При этом, в отличие от тестов КЭД, опирающихся на исследование именно сверхтонкого расщепления, в данном случае селективно тестируются лишь поправки, зависящие от главного квантового числа n . По чувствительности тесты КЭД, базирующиеся на исследовании параметра D_{21} в адронных системах, конкурируют с исследованием сверхтонкого расщепления основного состояния в мюонии, являющегося лептонной системой.

Тесты, опирающиеся на исследование D_{21} , гармонично дополняют картину прецизионных тестов КЭД связанных состояний при расчете легких атомных систем. Расчеты лэмбовского сдвига, сверхтонкой структуры, параметра D_{21} и g -фактора связанного электрона представляют собой замкнутое взаимодействие связанного электрона с полем и при этом допускают возможность сопоставления с прецизионными экспериментальными данными. Более углубленное понимание природы этого взаимодействия неразрывно связано с уточнением экспериментальных данных и поиском новых объектов, поддающихся точному теоретическому описанию.

Автор выражает благодарность С.Г.Каршенбойму, В.Г.Иванову, М.Фишеру (M.Fischer), П.Фенделю (P.Fendel), Т.Удему (T.Udem), В.Шабаеву, У.Дженшуре (U.Jentschura) и Т.Хэншу (T.Hänsch), принявшим активное участие в дискуссиях и обсуждении работы. Автор бла-

годарит всех своих коллег из института Макса Планка по квантовой оптике (Германия), совместно с которыми был выполнены оптические эксперименты по спектроскопии атомов водорода и дейтерия. Работа частично поддержана фондом Александра фон Гумбольдта (AvH), программой Президента РФ для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ (грант № 1254.2003.2), немецким исследовательским сообществом (DFG grant No. 436RUS113/769/0-1) и РФФИ (грант № 04-02-17443).

1. Eides M.I., Grotch H., Shelyuto V.A. *Phys. Rep.*, **342**, 63 (2001); hep-ph/0002158.
2. Biraben F. et al., in: *The Hydrogen Atom. Precision Physics of Simple Atomic Systems* (Ed. by S.G. Karshenboim) (Berlin-Heidelberg: Springer, 2001, p. 18–41).
3. Drake G.W.F. *Can. J. Phys.*, **80**, 1195 (2002).
4. Mohr P.J., Taylor B.N. *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 351 (2000).
5. Mohr J.P., Taylor B.N. *Phys. Today*, **54** (3), 29 (2001).
6. Beier T. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 011603 (2002); Beier T., Indelicato P., Shabaev V.M., Yerochin V.A. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **36**, 1019 (2003).
7. Farnham D.L., Van Dyck R.S., Jr., Schwinberg P.B. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3598 (1995).
8. Janssens T. et al. *Phys. Rev.*, **142**, 922 (1966).
9. Simon G.G. et al. *Nucl. Phys. A*, **364**, 285 (1981).
10. Udem Th. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2646 (1997).
11. Rosenfelder R. *Phys. Lett. B*, **479**, 381 (2000).
12. Kottmann F. et al., in: *Proc. Conf. QED'2000* (Ed. by G. Cantatore) (New York: AIP, 2001, v. 564, p. 13).
13. Verdú J.L. et al. *Can. J. Phys.*, **80**, 1233 (2002).
14. Liu W. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 711 (1999).
15. Ritter M.W., Egan P.O., Hughes V.W., Woodlev K.A. *Phys. Rev. A*, **30**, 1331 (1984).
16. Farley F.J.M., Picasso E. in: *Quantum Electrodynamics* (Ed. by T. Kinoshita) (Singapore: World Scientific, 1990, p. 479).
17. Ramsey N., in: *Quantum Electrodynamics* (Ed. by T. Kinoshita) (Singapore: World Scientific, 1990, p. 673); *Hyperf. Interactions*, **81**, 97 (1993).
18. Shabaev V.M. et al. *Phys. Rev. A*, **65**, 062104 (2002).
19. Karshenboim S.G., Ivanov V.G. *Phys. Lett. B*, **524**, 259 (2002); *Euro. Phys. J. D*, **19**, 13 (2002).
20. Yerochin V.A., Shabaev V.M. *Phys. Rev. A*, **64**, 012506 (2001).
21. Niering M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5496 (2000).
22. Wineland D.J., Ramsey N.F. *Phys. Rev. A*, **5**, 821 (1972).
23. Heberle J.W., Reich H.A., Kusch P. *Phys. Rev.*, **101**, 612 (1956).
24. Rothery N.E., Hessels E.A. *Phys. Rev. A*, **61**, 044501 (2000).
25. Kolachevsky N. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 033003 (2004).
26. Reich H.A., Heberle J.W., Kusch P. *Phys. Rev.*, **104**, 1585 (1956).
27. Kolachevsky N., Fendel P., Karshenboim S.G., Hänsch T.W. *Phys. Rev. A*, **70**, 062503 (2004).
28. Schluesser H.A. et al. *Phys. Rev.*, **187**, 5 (1969).
29. Novick R., Commins E. *Phys. Rev.*, **111**, 822 (1958).
30. Prior M.H., Wang E.C. *Phys. Rev. A*, **16**, 6 (1977).
31. Бете Г., Солпитер Е. *Квантовая механика с одним и двумя электронами* (М.: Физматгиз, 1960).
32. Breit G. *Phys. Rev.*, **35**, 1447 (1930); **39**, 616 (1932).
33. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989).
34. Kroll N., Pollok F. *Phys. Rev.*, **84**, 594 (1951); **86**, 876 (1952).
35. Karplus R., Klein A. *Phys. Rev.*, **85**, 972 (1952).
36. Blundell S.F., Cheng K.T., Sapirstein J. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4914 (1997).
37. Eides M., Shelyto V. *Phys. Rev. A*, **52**, 954 (1995); *Письма в ЖЭТФ*, **61**, 465 (1995).
38. Kinoshita T., Nio M. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3803 (1994).
39. Sternheim M. *Phys. Rev.*, **121**, 211 (1963).
40. Zemach C. *Phys. Rev.*, **104**, 1771 (1956).
41. Cesar C.L., Kleppner D. *Phys. Rev. A*, **59**, 4564 (1999).
42. Weitz M., Schmidt-Kaler F., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1120 (1992).
43. Hänsch T.W. *Laser Spectroscopy III* (Ed. by J.L.Hall, J.L.Carlsten) (Berlin–New York: Springer, 1977, v. 7, p. 423).
44. Fischer M., Kolachevsky N., Karshenboim S.G., Hänsch T.W. *Can. J. Phys.*, **80** (11), 1225 (2002).