

# СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ $2s$ -УРОВНЯ В ЛЕГКИХ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМАХ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

*С. Г. Каршенбойм<sup>a,b\*</sup>, Н. Н. Колачевский<sup>b,c</sup>, В. Г. Иванов<sup>d</sup>,  
М. Фишер<sup>b\*\*</sup>, П. Фендель<sup>b\*\*</sup>, Т. В. Хэнш<sup>b\*\*</sup>*

<sup>a</sup> ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева»  
190005, Санкт-Петербург, Россия

<sup>b</sup> Max-Planck-Institut für Quantenoptik  
85748, Garching, Germany

<sup>c</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия

<sup>d</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория Российской академии наук  
196140, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 24 декабря 2004 г.

Специальная комбинация сверхтонких расщеплений в водороде и аналогичных легких двухчастичных атомах  $D_{21} = 8f_{hfs}(2s) - f_{hfs}(1s)$  слабо зависит от структуры ядра и поэтому позволяет сравнение теории и эксперимента, чувствительное к квантовоэлектродинамическим поправкам высокого порядка. Представлены новые теоретические и экспериментальные результаты. Расчеты относятся к водороду, дейтерию и иону гелия-3. Эксперименты проведены для сверхтонкого расщепления уровня  $2s$  в водороде и дейтерии, погрешность которого доминирует в разности  $D_{21}$ . Теория и эксперимент находятся в хорошем согласии, а их точность сравнима с точностью проверок квантовоэлектродинамической теории сверхтонкого расщепления в лептонных атомах (мюонии и позитронии).

PACS: 12.20.Ds, 31.30.Jv, 32.10.Fn

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Своими первыми успехами квантовая электродинамика (КЭД) во многом обязана исследованиям атома водорода, важными этапами которых были открытие и объяснение лэмбовского сдвига и сверхтонкой аномалии, поправки к сверхтонкому расщеплению (СТР) основного состояния, вызванной аномальным магнитным моментом электрона. Лэмбовский сдвиг и аномалия в сверхтонком расщеплении были независимо открыты примерно в одно и то же время, однако их объяснение имеет разную специфику. Основу квантовой электродинамики составляет лагранжиан, описывающий лептоны (в первую очередь, электрон) и фотоны. Приложение этого ла-

гранжиана к простым объектам, свойства которых в ряде случаев могут быть измерены с высокой степенью точности, не является простой задачей. Имеются два существенно различных типа прецизионных задач. Одни задачи касаются связанных состояний, другие относятся к свободным частицам. Лэмбовский сдвиг представляет собой пример КЭД связанных состояний. Напротив, аномалия в СТР в водороде определяется аномальным магнитным моментом свободного электрона,  $a_e = (g_e - 2)/2 \approx \alpha/2\pi$ , и его теория определяется квантовой электродинамикой для свободных частиц. Однако КЭД-поправки старших порядков к СТР в водороде, конечно, включают эффекты связанности.

Высокая точность вычислений и измерений предполагает некоторую теорию возмущений, поскольку непертурбативные эффекты, как правило, не могут быть измерены точно в силу различных причин

\*E-mail: sgk@vniim.ru, sek@mpq.mpg.de

\*\*M. Fischer, P. Fendel, T. W. Hänsch

практического характера. Два указанных типа задач различаются как исходным приближением, так и структурой теории возмущений. Задача связанных состояний нетривиальна сама по себе, и учет КЭД-эффектов приводит к ряду трудностей. В связи с этим важно иметь эффективные способы проверки квантовоэлектродинамических методов теории связанных состояний.

Сверхтонкое расщепление метастабильного  $2s$ -состояния в легких двухчастичных атомах предоставляет уникальную возможность проверки квантовой электродинамики связанных состояний. Одной из основных проблем приложения КЭД к атомам является необходимость учета эффектов структуры ядра. Именно неопределенность в теории таких вкладов ограничивает точность расчета для СТР основного состояния в водороде, дейтерии, тритии и гелии-3, которые известны экспериментально с чрезвычайно высокой точностью [1]. Ядерные эффекты проявляют себя в первом приближении в виде контактных ( $\delta$ -образных) операторов, и соответствующие поправки к энергии имеют вид

$$\Delta E(\text{Nucl}) = A(\text{Nucl}) |\Psi_{nl}(\mathbf{r} = 0)|^2, \quad (1)$$

где коэффициент  $A(\text{Nucl})$  характеризует эффективное взаимодействие (зависящее от ядра), а значение волновой функции в начале координат,

$$|\Psi_{nl}(\mathbf{r} = 0)|^2 = \frac{(Z\alpha)^3 m_R^3}{\pi n^3} \delta_{0l}, \quad (2)$$

представляет атомную компоненту задачи. Здесь  $Z$  — заряд ядра (в единицах заряда протона),  $n$  — основное, а  $l$  — орбитальное квантовые числа.

Важной особенностью вкладов вида (1) является их сокращение при вычислении специальной разности (см., например, [2])

$$h D_{21} = 8E_{hfs}(2s) - E_{hfs}(1s). \quad (3)$$

Точность сравнения теории и эксперимента для указанной разности существенно выше, чем для уровней  $1s$  и  $2s$  по отдельности. Конечно, можно добиться аналогичного сокращения, рассматривая комбинации самых различных уровней, или обратиться к состояниям с  $l \neq 0$ , однако важной особенностью разности  $D_{21}$  является то, что для ее получения необходимо провести эксперименты со стабильным основным состоянием ( $1s$ ) и с метастабильным уровнем  $2s$ . Естественное время жизни последнего настолько велико, что в случае водорода оно никогда не было достигнуто в прецизионных экспериментах,

так как распад за счет столкновений и внешних полей доминирует над естественным двухфотонным распадом.

Наибольший интерес представляет теория для водорода, дейтерия и иона гелия-3, поскольку для этих атомов имеются прецизионные экспериментальные результаты как для  $1s$ -состояний [1, 3–6], так и  $2s$ -состояний [7–11]. В данной работе обсуждается теория сверхтонкого расщепления уровней  $1s$  и  $2s$  в этих трех атомах. В частности, рассматриваются поправки старших порядков к величине  $D_{21}$ .

Экспериментальная часть работы посвящена описанию оптических измерений СТР  $2s$ -уровня в водороде и дейтерии, для которых нам удалось повысить точность измерений в 3 раза по сравнению с радиочастотными методами.

В Заключении мы сравниваем теоретические и экспериментальные результаты для сверхтонкого расщепления в ряде легких атомов.

## 2. ТЕОРИЯ СВЕРХТОНКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ НИЗШИХ УРОВНЕЙ В ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМАХ

### 2.1. Теория сверхтонкого расщепления для $ns$ -уровней в водородоподобном атоме

Сверхтонкое расщепление основного состояния ( $1s$ ), так же как и возбужденных  $s$ -состояний, определяется так называемой энергией Ферми:

$$h f_{hfs}(ns) = E_{hfs}(ns) = \frac{E_F}{n^3}, \quad (4)$$

$$\frac{E_F}{h} = \frac{8}{3} Z^3 \alpha^2 c R_\infty \frac{\mu}{\mu_B} \frac{2I+1}{2I} \left(\frac{m_R}{m}\right)^3,$$

где  $R_\infty$  — постоянная Ридберга,  $c$  — скорость света,  $h$  — постоянная Планка,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $I$  — ядерный спин,

$$m_R = \frac{Mm}{m+M}$$

— приведенная масса ( $m$  — масса электрона,  $M$  — масса ядра). Для  $s$ -состояния полный угловой момент электрона равен  $1/2$  и имеются два СТР-уровня с разными значениями полного углового момента атома:  $F = I - 1/2$  и  $F = I + 1/2$ . Магнитный момент ядра  $\mu$  и энергия Ферми  $E_F$  определены так, что могут быть как положительными, так и отрицательными. При их отрицательных значениях (как, например, в случае иона гелия-3) магнитный момент ядра направлен противоположно его спину, и СТР-уровень с большим значением

спина ( $F = I + 1/2$ ) находится ниже уровня с меньшей величиной  $F = I - 1/2$ . Энергия Ферми  $E_F$  представляет собой результат нерелятивистского взаимодействия дираковского электрона (т.е. электрона с нулевым аномальным магнитным моментом) и магнитного момента ядра. В выражении (4) мы представили энергию Ферми в терминах фундаментальных констант, т.е. в виде, непосредственно приспособленном для расчетов.

Квантовоэлектродинамическая теория возмущений приводит к результату (см., например, [12])

$$E_{hfs}^{QED}(1s) = E_F(1 + Q_{QED}(1s)), \quad (5)$$

где

$$Q_{QED}(1s) = a_e + \left\{ \frac{3}{2}(Z\alpha)^2 + \alpha(Z\alpha) \left( \ln 2 - \frac{5}{2} \right) + \frac{\alpha(Z\alpha)^2}{\pi} \left[ -\frac{2}{3} \ln \frac{1}{(Z\alpha)^2} \left( \ln \frac{1}{(Z\alpha)^2} + 4 \ln 2 - \frac{281}{240} \right) + 16.903772 \dots \right] + 0.7718(4) \frac{\alpha^2(Z\alpha)}{\pi} \right\}. \quad (6)$$

Известны также некоторые коэффициенты более высокого порядка малости, однако их учет является превышением точности. Аналогичную структуру имеет и выражение для СТР-интервала 2s-уровня (см. п. 2.2.2 и [13]):

$$E_{hfs}^{QED}(2s) = \frac{E_F}{8}(1 + Q_{QED}(2s)), \quad (7)$$

$$Q_{QED}(2s) = a_e + \left\{ \frac{17}{8}(Z\alpha)^2 + \alpha(Z\alpha) \left( \ln 2 - \frac{5}{2} \right) + \frac{\alpha(Z\alpha)^2}{\pi} \left[ -\frac{2}{3} \ln \frac{1}{(Z\alpha)^2} \left( \ln \frac{1}{(Z\alpha)^2} + 8 \ln 2 - \frac{1541}{240} \right) + 11.352217 \dots \right] + 0.7718(4) \frac{\alpha^2(Z\alpha)}{\pi} \right\}, \quad (8)$$

где в обоих случаях доминирующая КЭД-поправка определяется аномальным магнитным моментом электрона  $a_e$ .

Данные выражения включают в себя только чисто квантовоэлектродинамические поправки. Для вычисления КЭД-вкладов мы воспользовались параметрами, собранными в табл. 1, и следующими значениями фундаментальных констант:  $\alpha^{-1} = 137.036000$ ,  $cR_\infty = 3.289841960 \cdot 10^{12}$  кГц,

$a_e = 1.159652 \cdot 10^{-3}$ . С учетом точности наших вычислений эти значения совпадают с рекомендованными значениями [14].

Сравнение КЭД-теории и актуальных значений для сверхтонкого расщепления уровней 1s и 2s приведено в табл. 2, 3. Разница между КЭД-теорией и экспериментом отвечает неучтенным эффектам структуры ядра. В ряде случаев для последних имеются теоретические оценки, согласующиеся с экспериментом, однако точность этих оценок невысока (см., например, [13, 16, 17], а также [18]).

Выражения (6) и (8) получены в пренебрежении эффектами структуры ядра. Последние, наряду с такими очевидными эффектами как распределение заряда и магнитного момента ядра и его поляризуемость (т.е. учет того, что при двухфотонном обмене могут возникать возбужденные промежуточные состояния ядра), включают в себя и поправки к отдаче (см., например, [19]). Дело в том, что теория точечной частицы с ненулевым аномальным магнитным моментом противоречива. Она пригодна только при малых переданных импульсах. При больших переданных импульсах  $k$ , которые возникают при учете эффектов отдачи, некоторые вклады с аномальным магнитным моментом расходятся. Это связано с тем, что структура

$$(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu) \frac{k_\nu}{M}$$

отличается от скелетной структуры  $\gamma_\mu$ , отвечающей заряду, неограниченно возрастающим фактором  $k_\nu/M$ . Наличие подобного фактора приводит в некоторых случаях к расходимости при больших импульсах, которая, в конечном счете, ограничивается размерами ядра.

Целью вычислений в данном разделе является феноменологическое определение величин вкладов структуры ядра, которые будут использованы в последующих расчетах. Результаты получены путем сравнения КЭД-теории и эксперимента,

$$\Delta E_{hfs}^{Nuc} = E_{hfs}^{exp} - E_{hfs}^{QED} \quad (9)$$

(см. табл. 2, 3). Этой величины вполне достаточно для расчетов разности  $D_{21}$ , поэтому мы не обсуждаем здесь теоретические модели для ядерных эффектов.

В следующем пункте мы рассмотрим КЭД-теорию специальной разности  $D_{21}$ , а затем в п. 2.2.3 вернемся к эффектам структуры ядра.

Таблица 1. Ядерные и атомные параметры, использованные в наших вычислениях [14, 15]

Атом	$Z$	$I$	$M/m$	$\mu/\mu_B, 10^{-3}$	$E_F, \text{кГц}$	$\eta$
Водород	1	1/2	1836.153	1.5210322	1418840	5.58569
Дейтерий	1	1	3670.483	0.4669755	326968	1.71403
Ион $^3\text{He}^+$	2	1/2	5495.885	-1.1587407	-8656527	-6.36831

Таблица 2. СТР основного ( $1s$ ) состояния: КЭД-теория и эксперимент

Атом	$E_{hfs}^{exp}, \text{кГц}$	$E_{hfs}^{QED}, \text{кГц}$	$E_{hfs}^{exp} - E_{hfs}^{QED}, \text{кГц}$	$(E_{hfs}^{exp} - E_{hfs}^{QED})/E_F, \text{ppm}$
Водород	1420405.751768(1) [4]	1420452	-46	-33
Дейтерий	327384.352522(2) [5]	327339	45	138
Тритий	1516701.470773(8) [20]	1516760	-58	-38
Ион $^3\text{He}^+$	-8665649.867(10) [6]	-8667497	1847	-213

### 2.2. Квантовоэлектродинамическая теория разности $D_{21}$

Экспериментальные и теоретические исследования сверхтонкого расщепления в водороде и других легких атомах имеют долгую историю, и проблема учета структуры ядра была осознана также достаточно давно. Экспериментальные исследования СТР  $2s$ -уровня [7–11] и теоретические исследования разности  $D_{21}$  [21, 22] были впервые проведены много лет назад. Однако после вычислений КЭД-поправок до третьего порядка малости включительно [21–23] (см. табл. 4),

$$\begin{aligned}
 h D_{21}^I(\text{QED}) = & (Z\alpha)^2 E_F \left\{ \frac{5}{8} + \right. \\
 & + \frac{\alpha}{\pi} \left[ \left( 7 - \frac{16}{3} \ln 2 \right) \ln \frac{1}{Z\alpha} - 5.221\,23\dots \right] + \\
 & + \frac{\alpha}{\pi} \left[ \frac{8}{15} \ln 2 - \frac{7}{10} \right] + \\
 & + \frac{m}{M} \left[ -\frac{9}{8} + \left( \frac{\ln 2}{2} - \frac{7}{32} \right) \times \right. \\
 & \left. \times \left( 1 - \frac{1}{\eta} \right) - \left( \frac{145}{128} - \frac{7}{8} \ln 2 \right) \eta \right] \left. \right\}, \quad (10)
 \end{aligned}$$

теоретическая работа была практически приостановлена на сорок лет. Единственное, что было сделано, — уточнение численного коэффициента при  $\alpha(Z\alpha)^2 E_F^{(1)}$ , для которого мы приводим его совре-

<sup>1)</sup> Неопубликованная работа Мора (P. Mohr), цитируется по [11].

менное значение  $-5.22123\dots$  (см. [13]). Выражение (10) содержит различные комбинации разложения по трем малым параметрам  $\alpha$ ,  $Z\alpha$  и  $m/M$ , и мы также ввели параметр

$$\eta = \frac{\mu}{\mu_B} \frac{M}{m} \frac{1}{ZI}, \quad (11)$$

который имеет смысл  $g$ -фактора<sup>2)</sup>.

Недавнее вычисление КЭД-поправок четвертого порядка малости,

$$\begin{aligned}
 h D_{21}^{II}(\text{QED}) = & (Z\alpha)^2 E_F \left\{ \frac{177}{128} (Z\alpha)^2 + \right. \\
 & + \frac{\alpha^2}{\pi^2} \left( \frac{7}{2} - \frac{8}{3} \ln 2 \right) \ln \frac{1}{Z\alpha} + \\
 & + \frac{\alpha}{\pi} \frac{m}{M} \left( \frac{32}{3} \ln 2 - 14 \right) \ln \frac{1}{Z\alpha} + \\
 & + \frac{Z\alpha}{\pi} \frac{m}{M} \left( 2 - \frac{4}{3} \ln 2 \right) \ln \frac{1}{Z\alpha} + \\
 & \left. + \alpha(Z\alpha) (C_{SE} + C_{VP}) \right\}, \quad (12)
 \end{aligned}$$

и старших поправок на структуру ядра приводит к существенно лучшему пониманию разности  $D_{21}$ . Отметим, что ряд поправок найден только в логарифмическом приближении (иными словами, из-

<sup>2)</sup> Отметим, что определение  $g$ -фактора в физике элементарных частиц и ядерной физике разное. Параметр  $\eta$  имеет смысл  $g$ -фактора в терминологии физики элементарных частиц, т. е. отвечает магнитному моменту в единицах произведения собственного магнетона частицы и ее спина.

**Таблица 3.** Сверхтонкое расщепление 2s-состояния

Атом	$E_{hfs}^{exp}$ , кГц	$E_{hfs}^{QED}$ , кГц	$8(E_{hfs}^{exp} - E_{hfs}^{QED})/E_F$ , ppm
Водород	177556.785(29) [8]	177562.7	-33
	177556.860(50) [7]		-32
Дейтерий	40924.439(20) [9]	40918.82	137
Ион $^3\text{He}^+$	-1083354.981(9) [11]	-1083585.7	-213
	-1083354.99(20) [10]		-213

**Таблица 4.** Вклады второго и третьего порядка малости (10) в разность  $D_{21}$  для легких атомов

Порядок	Вклад в $D_{21}$ , кГц		
	водород	дейтерий	ион $^3\text{He}^+$
$(Z\alpha)^2 E_F$	47.2220	10.8822	-1152.4295
$\alpha(Z\alpha)^2 E_F$ (SE)	1.9360	0.4462	-37.4411
$\alpha(Z\alpha)^2 E_F$ (VP)	-0.0580	-0.0134	1.4148
$(Z\alpha)^2 (m/M) E_F$	-0.1629	-0.0094	-0.7967
Полный вклад (10)	48.9371	11.3056	-1189.2526

*Примечание.* Вклады собственной энергии электрона (SE) и поляризации вакуума (VP) для поправок порядка  $\alpha(Z\alpha)^2 E_F$  приведены по отдельности.

вестны только вклады, содержащие большой логарифм  $\ln(1/Z\alpha) \approx 5$  для  $Z = 1, 2$ . Коэффициенты  $C_{SE}$  и  $C_{VP}$  и погрешности логарифмического приближения обсуждаются ниже.

Релятивистская поправка порядка  $(Z\alpha)^4 E_F$  была найдена еще в 1930 г. Брейтом [23], а все остальные поправки четвертого порядка получены в течение нескольких последних лет. Часть обсуждаемых поправок, а именно, вклады порядка  $\alpha(Z\alpha)^2 (m/M) E_F$  и  $\alpha^2 (Z\alpha)^2 E_F$ , получены в 2000 г. [2] в ведущем логарифмическом приближении. Позднее, в 2001 г., в работе [24] было проведено вычисление однопетлевых вкладов собственной энергии и представлены результаты  $C_{SE}(Z)$  для  $Z = 1, 2$ . Вклад вакуумной поляризации для СТР-интервала 2s-уровня найден в 2002 г. [13] (ср. с вычислением в [25] для 1s-уровня). Результат для разности  $D_{21}$  составил

$$C_{VP} = \frac{139}{384} + \frac{13}{24} \ln 2 \approx 0.74. \quad (13)$$

Все вклады четвертого порядка представлены в табл. 5.

Погрешность собственно КЭД-расчетов в табл. 5 определяется неопределенностями ведущего логарифмического приближения и точностью однопетле-

вого вычисления. Погрешность логарифмического приближения оценивается половиной величины ведущего логарифмического вклада при  $Z = 1$  [2, 13].

Однопетлевое вычисление вклада собственной энергии [24] было проведено без разложения по параметру  $Z\alpha$  однако результаты для  $Z = 1, 2$  получены таким образом не были. Для нахождения коэффициентов  $C_{SE}(Z)$  для водорода и иона гелия была проведена экстраполяция из области более высоких значений  $Z$ . Мы полагаем, что процедура экстраполяции была проведена в работе [24] не вполне корректно. В недавней работе [26] мы получили для этих коэффициентов результаты

$$C_{SE}(1\alpha) = 2.1 \pm 1.0,$$

$$C_{SE}(2\alpha) = 2.0 \pm 0.7,$$

которые отличаются от приведенных в работе [24]:

$$C_{SE}(1\alpha) = 2.07 \pm 0.25,$$

$$C_{SE}(2\alpha) = 2.01 \pm 0.19$$

существенно большей погрешностью.

**Таблица 5.** Вклады четвертого порядка малости в разность  $D_{21}$  в водороде, дейтерии и ионе гелия-3

Поправка	Вклад в $D_{21}$ , кГц		
	водород	дейтерий	ион ${}^3\text{He}^+$
$(Z\alpha)^4 E_F$	0.0056	0.0013	-0.543
$\alpha^2 (Z\alpha)^2 E_F$	0.0033(16)	0.0008(4)	-0.069(35)
$\alpha (Z\alpha)^2 (m/M) E_F$	-0.0031(15)	-0.0004(2)	0.022(11)
$\alpha (Z\alpha)^3 E_F$ (SE)	0.008(4)	0.0019(9)	-0.39(14)
$\alpha (Z\alpha)^3 E_F$ (VP)	0.0030	0.0007	-0.145
$(Z\alpha)^3 (m/M) E_F$	0.0005(5)	0.0001	-0.007(10)
Всего (четвертый порядок)	0.018(5)	0.0044(10)	-1.13(14)

**Таблица 6.** Вклады эффектов структуры ядра в разность  $D_{21}$  для легких атомов

Поправка	Вклад в $D_{21}$ , кГц		
	водород	дейтерий	ион ${}^3\text{He}^+$
$D_{21}^A$	-0.0022(2)	0.0021(2)	0.346(35)
$D_{21}^B$	0.0004	0.0006	-0.051
$D_{21}^C$	-0.0001	-0.00013	0.012
$D_{21}(\text{Nucl})$	-0.0019(2)	0.0026(2)	0.307(35)

### 2.3. Поправки на структуру ядра к разности $D_{21}$

Вычисление поправок на структуру ядра представляет собой сложную задачу, имеющую отношение скорее к ядерной, чем к атомной физике. Однако для ее решения можно воспользоваться феноменологическими контактными потенциалами [13]. Два из них пропорциональны дельта-функции и приводят к сдвигам вида (1) величин сверхтонкого расщепления (зависящий от спинов электрона и ядра потенциал) и лэмбовского сдвига (не зависящий от спинов потенциал, пропорциональный квадрату зарядового радиуса ядра  $R_E$ ), что и позволяет определить соответствующие параметры. Имеется еще один контактный член, имеющий вид лапласиана от дельта-функции и пропорциональный квадрату магнитного радиуса  $R_M$ . Окончательный вид вклада эффектов структуры ядра имеет вид (ср. [2, 13])

$$D_{21}(\text{Nucl}) = D_{21}^A + D_{21}^B + D_{21}^C, \quad (14)$$

**Таблица 7.** Зарядовый и магнитный радиусы легких ядер

Атом	$R_E$ , Фм	$R_M$ , Фм
Водород	0.88(3)	0.88(30)
Дейтерий	2.13(1)	2.07(2)
Гелий-3	1.96(3)	1.97(15)

*Примечание.* Радиусы протона приведены согласно [17], а радиусы остальных ядер взяты из работы [27].

где

$$h D_{21}^A = \left( \ln 2 + \frac{3}{16} \right) (Z\alpha)^2 \Delta E_{hf}^{N_{ucl}}(1s), \quad (15)$$

$$h D_{21}^B = \left( 2 - \frac{4}{3} \ln 2 \right) (Z\alpha)^2 \left( \frac{mcR_E}{\hbar} \right)^2 E_F, \quad (16)$$

$$h D_{21}^C = -\frac{1}{4} (Z\alpha)^2 \left( \frac{mcR_M}{\hbar} \right)^2 E_F, \quad (17)$$

а зарядовый и магнитный радиусы определены как соответствующие среднеквадратичные радиусы.

Численные результаты представлены в табл. 6, а

Таблица 8. Разность  $D_{21}$  в легких водородоподобных атомах: основные теоретические вклады

	Вклад в $D_{21}$ , кГц		
	водород	дейтерий	ион ${}^3\text{He}^+$
$D_{21}^I(\text{QED})$	48.9371	11.3056	-1189.2526
$D_{21}^{II}(\text{QED})$	0.018(5)	0.0044(10)	-1.13(14)
$D_{21}(\text{Nucl})$	-0.0019(2)	0.0026(2)	0.307(35)
$D_{21}(\text{theor})$	48.953(5)	11.3125(10)	-1190.08(15)

параметры, использованные при их вычислении — в табл. 7. Величина  $\Delta E_{hfs}^{Nucl}(1s)$  определена нами ранее (см. табл. 2, 3). Мы оцениваем погрешность данного метода [2, 13] десятью процентами величин соответствующих вкладов.

#### 2.4. Окончательные теоретические результаты для разности $D_{21}$

Складывая КЭД-вклады и поправки на структуру ядра, получаем окончательное выражение

$$D_{21}(\text{theor}) = D_{21}^I(\text{QED}) + D_{21}^{II}(\text{QED}) + D_{21}(\text{Nucl}). \quad (18)$$

Численные значения этих величин для легких атомов представлены в табл. 8. Отметим, что погрешности от вычисления эффектов структуры ядра заметно меньше неопределенностей при вычислении КЭД-вкладов. Таким образом, изучение разности  $D_{21}$  в легких водородоподобных атомах действительно может являться эффективным способом проверки квантовоэлектродинамических расчетов (при наличии хороших экспериментальных данных).

### 3. ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ $f_{hfs}(2s)$ В ВОДОРОДЕ И ДЕЙТЕРИИ

Точность сравнения теоретических и экспериментальных результатов для разности  $D_{21}$  ограничена в случае водорода и дейтерия прежде всего точностью измерения СТР-интервала  $f_{hfs}(2s)$ . Сверхтонкое расщепление уровней  $1s$  и  $2s$  в водороде и дейтерии отвечает радиочастотным переходам, которые, в принципе, могут быть измерены с высокой точностью. Однако, учитывая метастабильность уровня

$2s$ , провести измерения его СТР-интервала не очень просто. Легко создать холодные атомы в основном состоянии. Возбуждение с высокой эффективностью (необходимо приготовить достаточно много атомов в  $2s$ -состоянии) создает ряд проблем для последующего измерения. В известном смысле требования к эффективному возбуждению  $2s$ -уровня и к точному измерению его СТР-интервала трудно совместить.

Вместе с тем оптические измерения двухфотонного перехода  $1s-2s$  достигли высокой точности, и в данной работе мы используем этот переход для определений СТР. Переход может быть реализован для разных спиновых состояний, и их сравнение позволяет определить частоту интересующего нас СТР-интервала. Отметим, что в этом эксперименте возбуждается существенно меньше атомов, чем в типичном эксперименте с  $2s$ -состояниями. В то же время многие систематические эффекты измерения перехода  $1s-2s$  не зависят от спина. Это выгодно отличает наш эксперимент как от радиочастотных измерений СТР  $2s$ -уровня, так и от абсолютного измерения  $1s-2s$ -перехода.

Долговременная программа по измерению частоты  $1s-2s$ -перехода [28], реализуемая в институте квантовой оптики Макса Планка (Max-Planck-Institut für Quantenoptik), имеет ряд важных приложений, таких как определение постоянной Ридберга, измерение лэмбовского сдвига, создание водородного стандарта частоты (единственного естественного стандарта, основанного на атомном переходе, понимаемом теоретически с высокой точностью) и поиск возможных изменений значений фундаментальных констант со временем. Ряд систематических эффектов не зависит от спина атома. Однако некоторые эффекты от спина зависят, и успешное измерение СТР разницы  $1s-2s$ -частот может быть полезно для анализа погрешностей измерения частоты  $1s-2s$ -перехода.

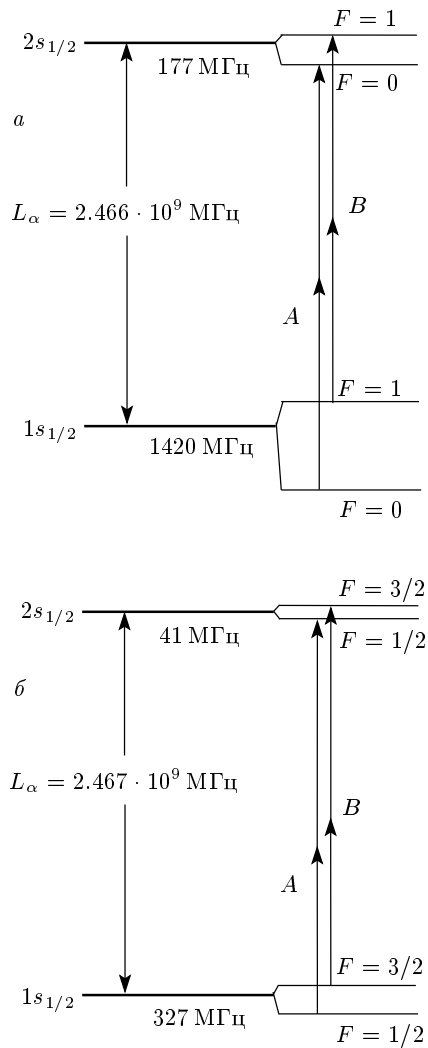


Рис. 1. Сверхтонкое расщепление уровней  $1s$  и  $2s$  в атомах водорода (*а*) и дейтерия (*б*). *A* и *B* — двухфотонные оптические переходы между соответствующими сверхтонкими подуровнями состояний  $1s$  и  $2s$ . Рисунок не в масштабе

### 3.1. Схема экспериментальной установки для $1s$ – $2s$ -спектроскопии

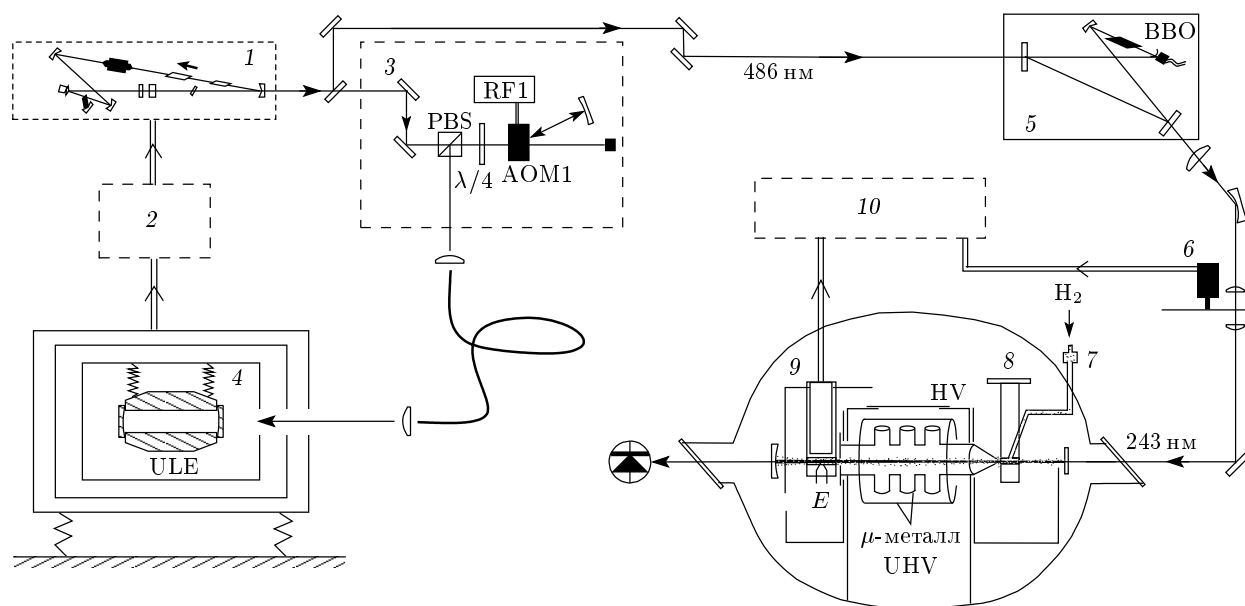
Для измерения частоты сверхтонкого расщепления метастабильного уровня  $2s$  в атомах водорода и дейтерия был использован оптический метод двухфотонной спектроскопии атома водорода [28]. В отсутствие магнитного поля спектр двухфотонного перехода состоит из двух компонент (см. рис. 1) как в случае атома водорода, так и в случае атома дейтерия.

Схема установки для измерения сверхтонкого расщепления метастабильного уровня в водороде и дейтерии представлена на рис. 2. Источником

излучения служит лазер на красителе (Cooper 102) 1, генерирующий излучение мощностью приблизительно 500 мВт на длине волны 486 нм. Частота лазера активно стабилизируется (с помощью петли обратной связи 2) относительно внешнего сверхстабильного температурно- и акустически-изолированного резонатора, изготовленного из материала ULE (Ultra Low Expansion Glass), обладающего минимальным коэффициентом теплового расширения при комнатной температуре. Острота резонатора составляет около 85 000, диапазон свободной дисперсии — 1 ГГц. Для получения сигнала ошибки использовался модуляционный метод Паунда–Древера–Холла [29]. Частота лазера  $f_L$  перестраивается относительно моды излучения резонатора  $f_{ULE}$  с помощью широкополосного акусто-оптического модулятора АОМ1, работающего по двухпроходной схеме в минус первом порядке дифракции в блоке перестройки частоты 3. Ширина спектра излучения стабилизированного лазера составляет около 60 Гц (время усреднения 0.2 с), в то время как плавный дрейф частоты, вызванный температурным дрейфом длины резонатора, не превышает 0.5 Гц/с [29].

После преобразования во вторую гармонику в резонаторе ГВГ (5) излучение лазера поступает в область возбуждения атомов водорода, 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 заводится в линейный резонатор, находящийся в камере. Поглощение двух фотонов с равной частотой и противоположными импульсами приводит к появлению узкого субдоплеровского пика. Пучок атомарного газа, получающегося при диссоциации молекулярного водорода в разряде 7 и предварительно охлажденного на холодном медном сопле 8 до 5 К, вылетает коаксиально с осью резонатора и попадает в область сверхвысокого вакуума (UHV), в которой происходит возбуждение на уровень  $2s$ . Область UHV защищена от внешних магнитных и электрических полей с помощью специальных экранов. Лабораторное магнитное поле частично компенсируется внешними катушками до уровня 100 мГс. Далее внешнее магнитное поле экранируется  $\mu$ -металлом (материалом с высоким значением магнитной проводимости). Остаточное магнитное поле составляет величину порядка 1 мГс, что соответствует зеемановскому расщеплению на субгерцовом уровне. Это дает существенный выигрыш по сравнению с радиочастотными измерениями с точки зрения контро-





**Рис. 2.** Схема установки для измерения  $E_{hfs}(2s)$  в водороде и дейтерии методом двухфотонной спектроскопии. Источником излучения служит лазер на красителе, стабилизированный относительно сверхстабильного оптического резонатора. PBS — поляризационные кубики, АОМ1 — акусто-оптический модулятор, RF — генератор. Частота света удваивается в кристалле  $\beta$ -бората бария (ВВО), находящегося в резонаторе генератора второй гармоники (ГВГ). Вакуумная часть разделена на области высокого (HV,  $\sim 10^{-5}$  мбар) и сверхвысокого вакуума (UHV,  $\sim 10^{-8}$  мбар)

ля систематических эффектов, вызванных наличием магнитного поля, так как при этом устраняется необходимость экстраполяции к нулевому значению поля и сводится к минимуму влияние его пространственных градиентов.

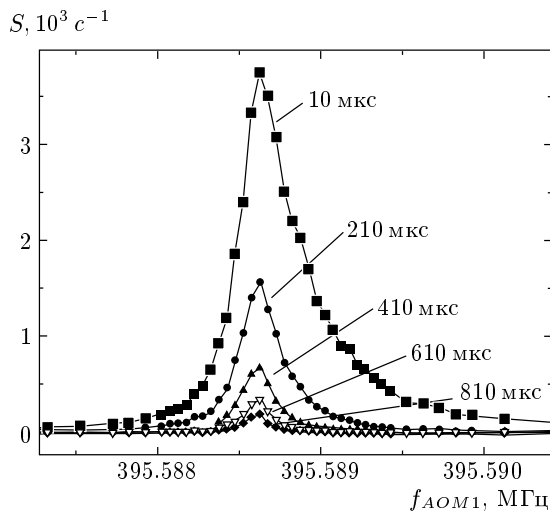
После вылета из зоны возбуждения атомы попадают в область слабого электрического поля  $E$ , эффективно перемешивающего состояния  $2s$  и  $2p$  и вызывающего однофотонный  $E1$ -распад метастабильных атомов в основное состояние с испусканием фотонов, которые детектируются фотоумножителем 9. Таким образом, перестраивая частоту лазера и регистрируя количество отсчетов, можно записать линию поглощения двухфотонного перехода  $1s-2s$ . Кроме того, в установке предусмотрена возможность спектроскопии различных скоростных групп из исходного максвелловского распределения, для чего излучение на длине волны 243 нм периодически блокируется obtюратором 6, и регистрация отсчетов происходит только во время «темной» фазы многоканальным счетчиком 10. Селекция по скоростям проводится путем внесения временной задержки  $\tau$  между моментом закрытия obtюратора и началом отсчета (при этом «быстрые» атомы успевают покинуть зону регистрации), что позволяет работать со скоростными группами вплоть до 100 м/с.

Характерная линия двухфотонного перехода  $1s \rightarrow 2s (F = 1)$  в атоме водорода, зарегистрированная с разрешением во времени, представлена на рис. 3. При регистрации сигнала, формируемого всеми скоростными группами из исходного максвелловского распределения, линия перехода оказывается заметно асимметричной за счет квадратичного эффекта Доплера, составляющего несколько сотен герц для атомов с характерными тепловыми скоростями (около 300 м/с). Увеличение задержки  $\tau$  между моментом блокировки света и началом регистрации приводит к селекции более медленных атомов из максвелловского распределения и уменьшению значения времяпролетного уширения и квадратичного доплеровского эффекта. Таким образом, линия сужается и симметризуется, что позволяет хорошо аппроксимировать ее лоренцевой функцией для  $\tau \geq 410$  мкс.

Легко видеть, что в отсутствие магнитного поля можно записать

$$f_{hfs}(2s) = f_{hfs}(1s) + f(B) - f(A), \quad (19)$$

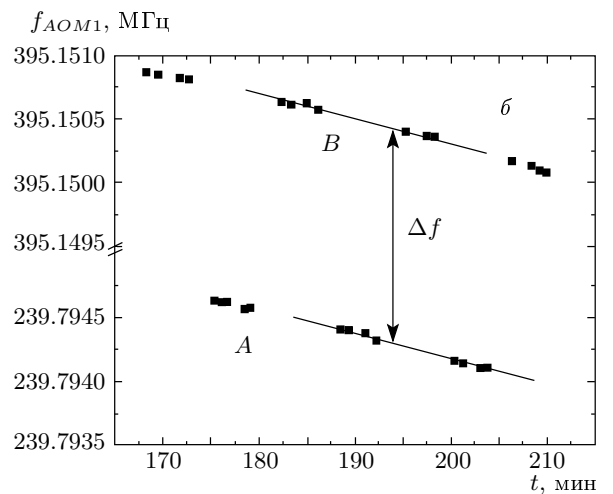
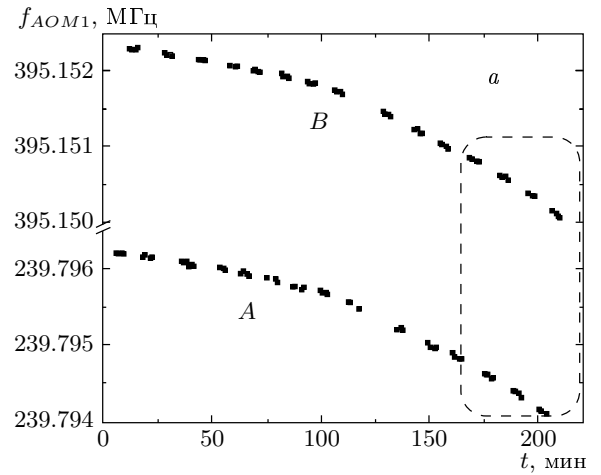
где величина  $f_{hfs}(1s)$  известна для водорода [3, 4] и дейтерия [5] с высокой точностью, а разность  $f(B) - f(A)$  — это измеряемая нами разность частот переходов  $B$  и  $A$  (см. рис. 1).



**Рис. 3.** Линия двухфотонного перехода  $1s \rightarrow 2s$  ( $F = 1$ ), зарегистрированная в атоме водорода с разрешением во времени.  $S$  — количество отсчетов в единицу времени. Приведены соответствующие значения задержки  $\tau$

Сканирование частоты лазера для записи линий переходов осуществляется с помощью пошагового изменения частоты генератора  $f_{AOM1}$ , управляющего АОМ1. Частота перехода ( $f(A)$  или  $f(B)$ ) равна учетверенной частоте лазера  $f_L$  (ввиду удвоения в ГВГ и двухфотонного поглощения), которая, в свою очередь, может быть представлена как  $f_L = f_{ULE} - 2f_{AOM1}$ . Коэффициент 2 возникает за счет двухпроходной схемы АОМ1, сдвигающей частоту света в коротковолновую область. Поскольку измерение носит дифференциальный характер (19), необходимо определить лишь разность частот  $f_{AOM1}$ , соответствующих разным спиновым состояниям. В качестве стандарта частоты используется коммерческий цезиевый стандарт HP5071A, относительно которого стабилизируется генератор, задающий частоту  $f_{AOM1}$ . Относительная погрешность частоты, генерируемой стандартом, составляет  $5 \cdot 10^{-13}$ , что вносит пренебрежимо малую погрешность в определение  $f_{hfs}(2s)$ .

Для определения разности частот переходов  $f(A) - f(B)$  (19) используется тот факт, что оптический резонатор ULE обладает плавной и предсказуемой функцией дрейфа. Для определения дрейфа оптического резонатора регистрируется последовательность спектров, после чего каждый спектр частоты модулятора АОМ1 аппроксимируется лоренцевой функцией для фиксированной задержки  $\tau$ . При этом определялось положение цен-

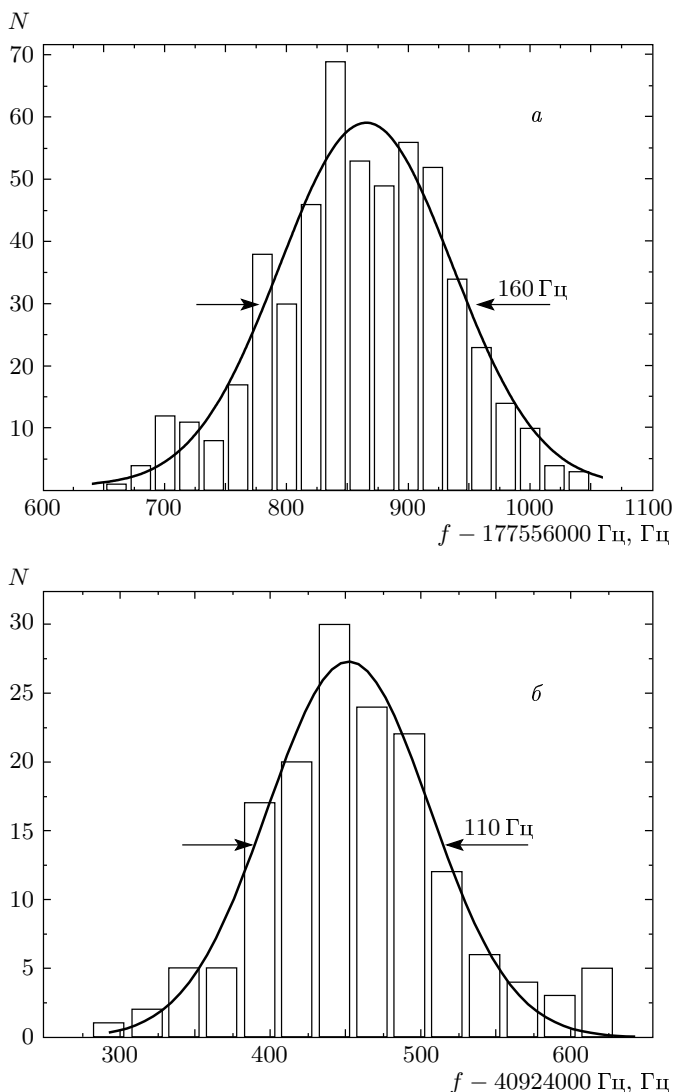


**Рис. 4.** а) Дрейф частоты опорного резонатора и определение  $f_{AOM1}$  в атоме водорода. б) Аппроксимация дрейфа частоты резонатора ULE на небольшом участке времени линейными функциями, имеющими одинаковый наклон

тра спектральной линии относительно частотной оси  $f_{AOM1}$  и шкалы времени, непрерывно прописываемой в эксперименте. Тем самым на плоскости частота–время каждой линии соответствует одна точка.

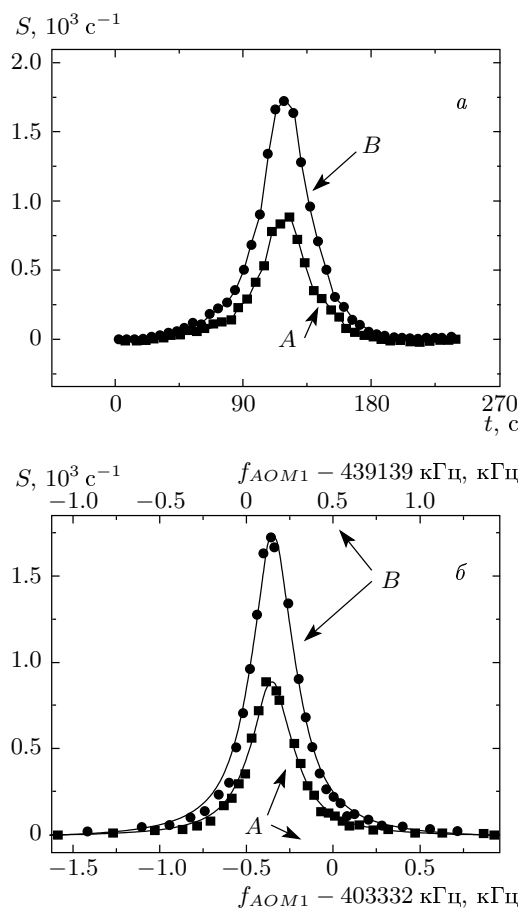
### 3.2. Измерение частоты $f_{hfs}(2s)$ в атоме водорода

Для измерения  $f(A) - f(B)$  в атоме водорода последовательно регистрировались линии двух переходов между различными сверхтонкими компонентами (рис. 4). Поскольку условия возбуждения атомов поддерживались одинаковыми, а лазер был стабилизирован относительно одной и той же моды



**Рис. 5.** Распределения (гистограммы) экспериментальных данных измерений  $f_{h,fs}(2s)$  в водороде (а) и дейтерии (б). Для последнего представлены данные, полученные методом «одновременной регистрации». Приведена аппроксимации данных гауссовыми функциями

оптического резонатора (условия завода излучения в опорный резонатор ULE также оставались неизменными), регистрируемые функции дрейфа для обоих переходов А и В тоже должны быть одинаковыми. На интервалах времени порядка часа функция дрейфа резонатора была заметно нелинейной, однако на более коротких интервалах времени она хорошо аппроксимировалась линейной зависимостью. Для определения разности частот отстройки АОМ1,  $\Delta f$ , использовалась последовательность из четырех серий измерений линий перехо-



**Рис. 6.** «Одновременная» регистрация спектров переходов  $1s \rightarrow 2s(F = 1/2)$  и  $1s \rightarrow 2s(F = 3/2)$  в дейтерии. Представленные переходы А и В зарегистрированы при величине задержки  $\tau = 410$  мкс (см. текст)

дов синглета (А) и триплета (В), как показано на рис. 4. Данные, соответствующие различным переходам, аппроксимировались линейными функциями с одинаковым наклоном, соответствующим линейной части дрейфа. Связь величины  $\Delta f$  с искомой разностью  $f(A) - f(B)$  описывается простым выражением:

$$\Delta f = f_{AOM1}(B) - f_{AOM1}(A) = -\frac{f(B) - f(A)}{8}. \quad (20)$$

Коэффициент 8 возник за счет двухпроходной схемы работы АОМ1, удвоения частоты в ГВГ и двухфотонного перехода. Поскольку дрейф резонатора носил произвольный характер от одного дня к другому, ошибки, связанные с неточностью аппроксимации, должны усредниться по большому ансамблю данных. С помощью этого метода было проведено

Таблица 9. Систематические погрешности и результат измерения  $f_{hfs}(2s)$  в атоме водорода

Эффект	Частота, Гц	Погрешность, Гц
Результат усреднения	177556860	6
Эффект Зеемана	0.5	0.5
Статический эффект Штарка	-1	1
Динамический эффект Штарка	0	2
Форма линии	0	2
Столкновительный сдвиг (в остаточном газе)	0	10
Столкновительный сдвиг (в пучке)	0	10
Результат	177556860	16

Таблица 10. Систематические погрешности и результат измерения  $f_{hfs}(2s)$  в дейтерии (эксперимент 1)

Эффект	Частота, Гц	Погрешность, Гц
Результат усреднения	40924462	15
Эффект Зеемана	0.5	1.0
Статический эффект Штарка	-0.3	0.5
Динамический эффект Штарка	0	0.5
Столкновительный сдвиг (в остаточном газе)	0	1
Результат	40924462	16

13 однодневных сеансов измерения  $f_{hfs}(2s)$  в атоме водорода.

Дифференциальный метод существенно уменьшает влияние многих систематических эффектов, присущих двухфотонной спектроскопии на пучке [28]. Так, динамический штарковский сдвиг в случае измерения величины сверхтонкого расщепления составляет лишь  $10^{-6}$  от его значения для оптических переходов, практически полностью компенсируется квадратичный доплеровский сдвиг и эффекты, связанные с асимметрией линий переходов. Большое внимание в эксперименте было уделено исследованию столкновительного сдвига сверхтонкого интервала уровня  $2s$ . Для этого эксперименты проводились при различных давлениях остаточного газа в камере и при различных значениях потока в атомном пучке. На уровне точности, достигнутой в эксперименте, эффект не наблюдался [30]. Тем не менее вклад столкновительного сдвига был консервативно оценен как столкновительный сдвиг частоты пе-

рехода  $1s(F = 1, m_F = 1) \rightarrow 2s(F' = 1, m'_F = 1)$ , измеренный в работах [31, 32].

Распределение результатов измерения представлено на рис. 5а. Гистограмма хорошо аппроксимируется гауссовыми функцией с шириной 160 Гц. В табл. 9 представлен результат усреднения данных, полученных в результате 13 дней измерений, а также приведены вклады систематических эффектов, присущих данному измерению.

Измерение выполнено на более высоком уровне точности, чем радиочастотные измерения [7, 8]. Отметим, что «чистое» время, затраченное на оптическое измерение, оказалось в несколько раз меньше времени, потраченного на накопление данных в случае радиочастотных методов.

### 3.3. Измерение частоты $f_{hfs}(2s)$ в атоме дейтерия: эксперимент 1

Для измерений в дейтерии лазер и соответствующая электроника были перенастроены на частоту

ту перехода с учетом изотопического сдвига для  $1s$ - $2s$ -перехода. Первая серия измерений (шесть однократных сеансов) была проведена методом, полностью аналогичным описанному выше для атома водорода.

В экспериментах и при обработке данных особое внимание было уделено исследованию влияния систематических эффектов, давших наибольший вклад при измерении  $f_{hfs}(2s)$  в водороде: влиянию столкновительного сдвига и формы линии. Для компенсации столкновительного сдвига был проведен ряд измерений при различных потоках дейтерия, вылетающего из сопла, и соответствующая экстраполяция на нулевой поток. Кроме того, из анализа линий, зарегистрированных при различных временах задержки  $\tau$  и отличающихся по форме из-за квадратичного эффекта Доплера и времяпролетного уширения, был сделан вывод, что возможный систематический сдвиг, вносимый асимметрией линии, не наблюдается [33]. Кроме того, величина  $f_{hfs}(2s)$ , измеренная в дейтерии, обладает более низкой чувствительностью к статическому электрическому полю, что позволило уменьшить погрешность, вносимую статическим эффектом Штарка. Соответствующие вклады эффектов и результат измерения представлены в табл. 10.

#### 3.4. Измерение частоты $f_{hfs}(2s)$ в дейтерии методом «одновременной регистрации» (эксперимент 2)

Дальнейшие измерения в атоме дейтерия (семь однократных сеансов) были проведены методом «одновременной регистрации». Ввиду относительно небольшого значения магнитного момента дейтерия, детектируемая разность  $\Delta f$  (см. (20)) составляет всего около 40 МГц, что открыло возможность быстрой перестройки частоты лазера между соответствующими участками спектров переходов  $A$  и  $B$  (рис. 1). Последовательное сканирование линий переходов было заменено на последовательную регистрацию экспериментальных точек, соответствующих близким участкам спектров переходов  $A$  и  $B$ , как показано на рис. 6а. При этом линии как бы «налагаются» друг на друга, что сводит к минимуму временной интервал между их записью. Спектры линий переходов в дейтерии, зарегистрированные с помощью водородного спектрометра, показаны на рис. 6б.

Этот метод позволил практически полностью исключить влияние неконтролируемых дрейфов, вносимых резонатором, поскольку для определения зна-

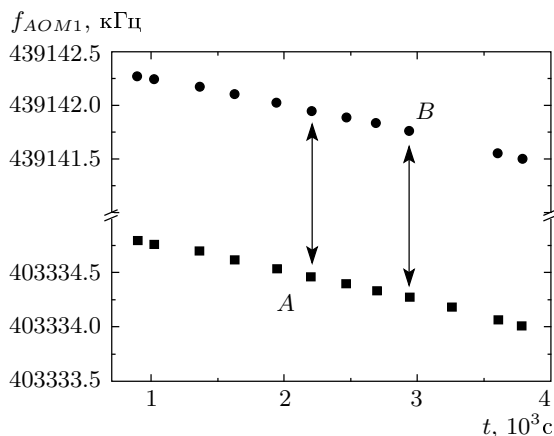


Рис. 7. Дрейф резонатора при использовании метода «одновременной» регистрации

чения  $\Delta f$  в этом случае требовалось около трех минут, а разница во времени между записью центров линий переходов  $A$  и  $B$  составляла несколько секунд (см. рис. 7). Отметим, что в предыдущем методе, где линии регистрировались последовательно, соответствующий интервал доходил до 15 мин. В результате использования метода «одновременной регистрации» удалось существенно уменьшить статистическую погрешность измерения  $f_{hfs}(2s)$ . Кроме того, этот метод открыл возможности для более глубокого исследования влияния столкновительного сдвига в пучке [30]. За счет более быстрого сканирования резонансов удалось существенно расширить диапазон изменения потока дейтерия через сопло и провести экстраполяцию к нулевому значению потока. В экспериментах с последовательной регистрацией это не представлялось возможным из-за быстрого нарастания пленки молекулярного дейтерия (водорода) на внутренней поверхности сопла.

Результаты измерения методом одновременной регистрации представлены на рис. 5б, а вклады соответствующих систематических эффектов собраны в табл. 11.

Для получения окончательного результата для  $f_{hfs}(2s)$  в дейтерии необходимо скомбинировать статистически независимые измерения (табл. 10, 11), что приводит к следующему значению:

$$f_{hfs}(2s) = 40\,924\,454(7) \text{ Гц}. \quad (21)$$

Полученный результат находится в хорошем соответствии с результатом радиочастотного измерения [9], в три раза превосходя его по точности.

**Таблица 11.** Систематические погрешности и результат измерения  $f_{hfs}(2s)$  в дейтерии методом «одновременной» регистрации (эксперимент 2)

Эффект	Частота, Гц	Погрешность, Гц
Результат усреднения	40924453	6
Эффект Зеемана	0.5	1.0
Статический эффект Штарка	-0.3	0.5
Динамический эффект Штарка	0	0.5
Столкновительный сдвиг (в остаточном газе)	0	0.3
Результат	40924453	7

**Таблица 12.** Сверхтонкое расщепление в легких водородоподобных атомах

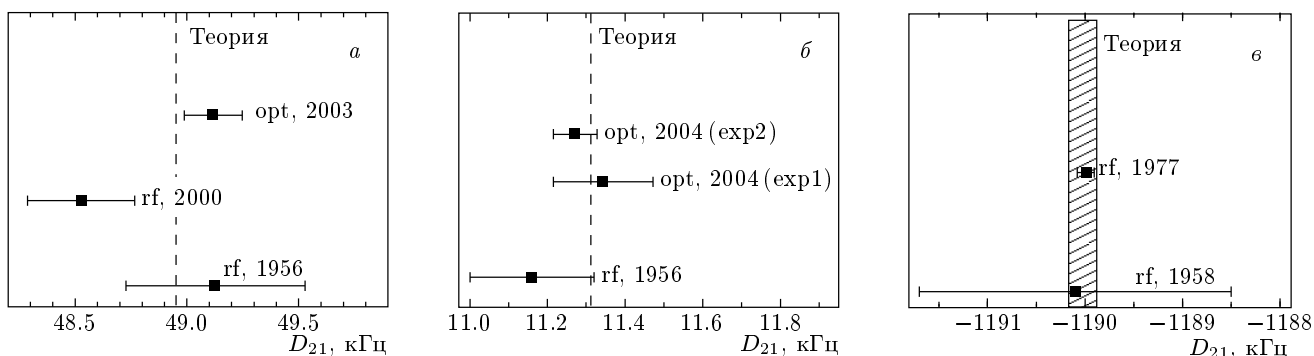
Атом	Величина	Эксперимент, кГц	Теория, кГц	$\Delta$ , кГц	$\Delta/\sigma$	$h\sigma/E_F$ , ppm
Mu	$f_{hfs}(1s)$	4463302.78(5) [34]	4463302.91(56)	-0.13(56)	0.2	0.12
Ps	$f_{hfs}(1s)$	203389.1(7) · 10 <sup>3</sup> [35]	203391.9(5) · 10 <sup>3</sup>	-2.8(9)	-3.1	4.4
Ps	$f_{hfs}(1s)$	203387.5(16) · 10 <sup>3</sup> [36]		-4.4(17)	-2.6	8.2
H	$D_{21}$	49.12(13) */[4]	48.953(5)*	0.17(13)	1.3	0.09
H	$D_{21}$	48.53(23) [8]/[4]		-0.42(23)	-1.8	0.16
H	$D_{21}$	49.13(40) [7]/[4]		0.18(40)	0.4	0.28
D	$D_{21}$	11.280(56) */[5]	11.3125(10)*	-0.03(6)	-0.6	0.17
D	$D_{21}$	11.16(16) [9]/[5]		-0.15(16)	-1.0	0.49
<sup>3</sup> He <sup>+</sup>	$D_{21}$	-1189.979(71) [11]/[6]	-1190.08(15)*	0.10(17)	0.6	0.02
<sup>3</sup> He <sup>+</sup>	$D_{21}$	-1190.1(16) [10]/[6]		0.0(16)	-0.01	0.19

*Примечание.* Теоретические результаты для СТР в мюонии и позитронии взяты из работы [38]. Здесь  $\Delta$  — разность между результатами теории и эксперимента,  $\sigma$  — комбинированная погрешность результатов теории и эксперимента для этой разности. Результаты, помеченные звездочкой, получены в настоящей работе (см. также [30] и [33] для экспериментальных результатов). Ссылки для  $D_{21}$  приведены в виде дроби: числитель — для 2s-уровня, знаменатель — для 1s-уровня.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы представили новые экспериментальные результаты для частот  $f_{hfs}(2s)$  в водороде и дейтерии, а также уточненные теоретические результаты для  $D_{21}$ . Экспериментальные результаты для  $f_{hfs}(2s)$  превосходят по точности более ранние радиочастотные измерения этой величины. Изменения в теории касаются трех аспектов. Во-первых, мы уточнили параметры, необходимые для вычислений, во-вторых, провели критическую переоценку точности однопетлевого вклада собственной энергии, и, в-третьих, мы исправили ошибку в наших данных для магнитного момента

ядра гелия-3 и заново пересмотрели его величину. В работе [14] приведена величина магнитного момента нейтрального атома гелия-3 в основном состоянии, т. е. в случае, когда магнитный момент ядра экранирован двумя электронами. Наиболее точный результат приведен для величины, выраженной в единицах магнетона Бора, с относительной погрешностью  $1.2 \cdot 10^{-8}$ . Надежные полностью релятивистские расчеты эффектов экранирования с такой точностью отсутствуют. Однако разногласия и погрешности имеющихся вычислений [37] находятся ниже уровня точности, необходимого для наших расчетов, поэтому мы воспользовались константой экранирования, равной  $\sigma = 59.94 \cdot 10^{-6}$ .



**Рис. 8.** Разности  $D_{21}$  в водороде (а), дейтерии (б) и ионе гелия-3 (в): сравнение теории и эксперимента. Вертикальные полосы соответствуют теоретическим значениям, точки — результатам измерений. В подписях к точкам указан метод измерения (opt — оптический, rf — радиочастотный) и год публикации результата

Сравнение теории и эксперимента для  $D_{21}$  представлено на рис. 8. Новые экспериментальные результаты для водорода и дейтерия находятся в хорошем согласии с теорией и результатами более ранних измерений. В случае иона гелия модифицированная теория по-прежнему находится в прекрасном согласии с экспериментом, однако ее погрешность увеличилась более чем в два раза, и в настоящее время точность теоретических расчетов уступает эксперименту.

В табл. 12 приведено сравнение квантово-электродинамической теории и эксперимента для сверхтонкого расщепления в легких атомах. В качестве относительных единиц мы сравниваем отдельные вклады в  $D_{21}$  с ведущим вкладом в сверхтонкое расщепление. Дело в том, что и измерение, и вычисление поправок в разность происходит по отдельности для уровней  $1s$  и  $2s$ . При таком рассмотрении становится очевидным, что исследование  $D_{21}$  вполне сравнимо с традиционными проверками КЭД по точности. И действительно, разность  $D_{21}$  чувствительна к тем же самым КЭД-вкладам старших порядков, которые и определяют погрешности основных вычислений КЭД связанных состояний, что делает исследование  $D_{21}$  актуальным и эффективным.

Авторы признательны В. Ерохину, Д. Клеппнеру, М. Прайору, Дж. Сапирстейну, И. Сику, Б. Тэйлору, Т. Удему, Дж. Фриару, Э. Хесселсу и В. Шабаву за полезные обсуждения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 03-02-16843, 03-02-04029, 04-02-17443), ННИО (DFG grant № 436RUS113/769/0-1), DAAD, программой Прези-

дента РФ для поддержки молодых российских ученых и ведущих научных школ (грант № 1254.2003.2), и фондом Гумбольдта.

## ЛИТЕРАТУРА

1. N. F. Ramsey, in *Quantum Electrodynamics*, ed. by T. Kinoshita, World Scientific, Singapore (1990), p. 673.
2. S. G. Karshenboim, *Hydrogen Atom: Precision Physics of Simple Atomic Systems*, ed. by S. G. Karshenboim et al., Springer, Berlin, Heidelberg (2001), p. 335; E-print archives: physics/0102085.
3. H. Hellwig, R. F. C. Vessot, M. C. Levine et al., *IEEE Trans. Instr. Meas.* **19**, 200 (1970); P. W. Zitzewitz, E. E. Uzgiris, and N. F. Ramsey, *Rev. Sci. Instr.* **41**, 81 (1970); D. Morris, *Metrologia* **7**, 162 (1971); L. Essen, R. W. Donaldson, E. G. Hope et al., *Metrologia* **9**, 128 (1973); J. Vanier and R. Larouche, *Metrologia* **14**, 31 (1976); Y.M. Cheng, Y. L. Hua, C. B. Chen et al., *IEEE Trans. Instr. Meas.* **29**, 316 (1980); P. Petit, M. Desaintfuscien, and C. Audoin, *Metrologia* **16**, 7 (1980).
4. S. G. Karshenboim, *Canad. J. Phys.* **78**, 639 (2000).
5. D. J. Wineland and N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **5**, 821 (1972).
6. H. A. Schluessler, E. N. Forton, and H. G. Dehmelt, *Phys. Rev.* **187**, 5 (1969).
7. J. W. Heberle, H. A. Reich, and P. Kusch, *Phys. Rev.* **101**, 612 (1956).
8. N. E. Rothery and E. A. Hessels, *Phys. Rev. A* **61**, 044501 (2000).

9. H. A. Reich, J. W. Heberle, and P. Kusch, *Phys. Rev.* **104**, 1585 (1956).
10. R. Novick and D. E. Commins, *Phys. Rev.* **111**, 822 (1958).
11. M. H. Prior and E. C. Wang, *Phys. Rev. A* **16**, 6 (1977).
12. M. I. Eides, H. Grotch, and V. A. Shelyuto, *Phys. Rep.* **342**, 63 (2001).
13. S. G. Karshenboim and V. G. Ivanov, *Phys. Lett. B* **524**, 259 (2002); S. G. Karshenboim and V. G. Ivanov, *Eur. Phys. J. D* **19**, 13 (2002).
14. P. J. Mohr and B. N. Taylor, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 351 (2000); **77**, 1 (2005).
15. R. B. Firestone, *Table of Isotopes*, John Wiley & Sons, Inc., New York (1996).
16. А. И. Мильштейн, С. С. Петросян, И. Б. Хриплович, *ЖЭТФ* **109**, 1146 (1996); S. G. Karshenboim, *Phys. Lett. A* **225**, 97 (1997); J. L. Friar and I. Sick, *Phys. Lett. B* **579**, 285 (2004).
17. S. G. Karshenboim, *Can. J. Phys.* **77**, 241 (1999).
18. И. Б. Хриплович, А. И. Мильштейн, *ЖЭТФ* **125**, 205 (2004).
19. R. Arnowitt, *Phys. Rev.* **92**, 1002 (1953); A. Newcomb and E. E. Salpeter, *Phys. Rev.* **97**, 1146 (1955).
20. B. S. Mathur, S. B. Crampton, D. Kleppner, and N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **158**, 14 (1967).
21. D. Zwanziger, *Phys. Rev.* **121**, 1128 (1961).
22. M. Sternheim, *Phys. Rev.* **130**, 211 (1963).
23. G. Breit, *Phys. Rev.* **35**, 1477 (1930).
24. V. A. Yerokhin and V. M. Shabaev, *Phys. Rev. A* **64**, 012506 (2001).
25. С. Г. Каршенбойм, В. Г. Иванов, В. М. Шабеев, *ЖЭТФ* **117**, 67 (2000); S. G. Karshenboim, V. G. Ivanov, and V. M. Shabaev, *Canad. J. Phys.* **76**, 503 (1998); *Phys. Scripta T* **80**, 491 (1999).
26. S. G. Karshenboim and V. G. Ivanov, *Canad. J. Phys.* **83**, 1063 (2005).
27. I. Sick, *Progr. Part. Nucl. Phys.* **47**, 245 (2001).
28. M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5496 (2000).
29. M. Fischer, N. Kolachevsky, S. G. Karshenboim, and T. W. Hänsch, *Canad. J. Phys.* **80**, 1225 (2002).
30. N. Kolachevsky, M. Fischer, S. G. Karshenboim, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 033003 (2004).
31. D. H. McIntyre, W. M. Fairbank, Jr., S. A. Lee et al., *Phys. Rev. A* **41**, 4632 (1990).
32. Th. C. Killian, D. G. Fried, L. Willmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3807 (1998).
33. N. Kolachevsky, P. Fendel, S. G. Karshenboim, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **70**, 050412 (2004).
34. W. Liu, M. G. Boshier, S. Dhawan et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 711 (1999).
35. M. W. Ritter, P. O. Egan, V. W. Hughes, and K. A. Woodle, *Phys. Rev. A* **30**, 1331 (1984).
36. A. P. Mills, Jr. and G. H. Bearman, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 246 (1975); A. P. Mills, Jr., *Phys. Rev. A* **27**, 262 (1983).
37. R. E. Glick, *J. Phys. Chem.* **65**, 1871 (1961); Ю. И. Неронов, А. Е. Барзах, *ЖЭТФ* **75**, 1521 (1978); Y. Ishikawa, T. Nakajima, M. Nada, and H. Nakatsuji, *Chem. Phys. Lett.* **283**, 119 (1998); D. Kolb, W. R. Johnson, and P. Shorer, *Phys. Rev. A* **26**, 19 (1982); J. Vara and P. Pyykkö, *J. Phys. Chem.* **118**, 2973 (2003).
38. S. G. Karshenboim, *Int. J. Mod. Phys. A* **19**, 3879 (2004).