

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Некоторые вопросы гидродинамики,  
квантовой электродинамики и лазерной спектроскопии**

*Научная сессия Отделения физических наук  
Российской академии наук, 14 мая 2008 г.*

В.С. Давыдов; В.М. Шабаев; Н.Н. Колачевский

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200811d.1215

14 мая 2008 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Давыдов В.С.** (Санкт-Петербургский электротехнический университет, С.-Петербург). *Физико-математические основы многоальтернативного распознавания и идентификации гидролокационных полей тел сложной геометрической формы.*

2. **Шабаев В.М.** (Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург). *Квантовая электродинамика тяжелых ионов и атомов: статус и перспективы.*

3. **Колачевский Н.Н.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Московский физико-технический институт, Москва). *Прецизионная лазерная спектроскопия холодных атомов и поиск дрейфа постоянной тонкой структуры.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 43.30.+m, 43.60.+d, 92.10.Ve  
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200811e.1215

**Физико-математические основы  
многоальтернативного распознавания  
и идентификации гидролокационных  
полей тел сложной  
геометрической формы**

В.С. Давыдов

**1. Введение**

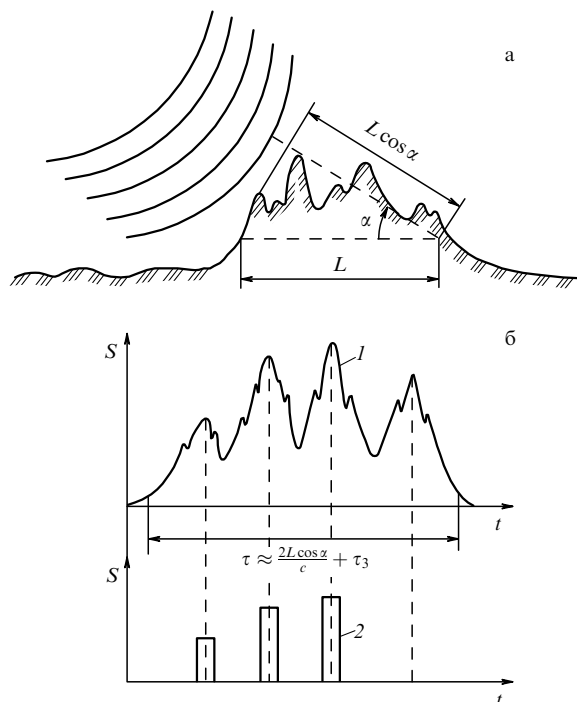
В результате наблюдения подводной обстановки на экране гидролокационных станций (ГЛС) может наблюдаться одновременно несколько целей. Поэтому возникает необходимость их распознавания для принятия соответствующих обстановке решений.

Работам по распознаванию тел сложной геометрической формы, состоящим из отдельных конструктивных элементов, размеры которых в несколько раз превышают длины облучающих их волн, предшествовали теоретические и экспериментальные исследования клас-

сификационной информации гидролокационных полей, отраженных от тел простой геометрической формы (сферы, цилиндры и т.д.), а также исследования способности дельфинов распознавать тела простой и сложной формы. Фактически возникла проблема создания автоматических систем распознавания тел сложной геометрической формы (к которым относятся реальные морские подводные объекты, дно и аквалангисты), реализующих способности дельфинов. С этой целью было решено использовать зондирующие импульсы с высоким разрешением по дальности расположения отдельных отражающих элементов тел сложной геометрической формы (короткие зондирующие импульсы, пространственная длина которых значительно меньше длин распознаваемых целей, или длинные сложные зондирующие импульсы с последующим сжатием их в согласованном фильтре или с помощью взаимно корреляционной обработки гидролокационных сигналов с копией зондирующей посылки). Дельфины для распознавания подводных объектов используют короткие зондирующие импульсы. Построить подробное звуковое изображение объектов возможно только на чрезвычайно малых расстояниях вследствие ограниченных размеров гидроакустических антенн. Углы прихода отраженных от реальных удаленных объектов сигналов измерялись с погрешностью  $\sim 10-15^\circ$ .

**2. Многоальтернативное распознавание тел сложной геометрической формы**

При использовании зондирующих импульсов с высоким разрешением по дальности расположения отражающих элементов огибающая отраженного сигнала  $S(t)$  (или огибающая взаимно корреляционной функции гидролокационного сигнала с копией зондирующего сложного импульса — ОВКФ) от тела сложной геометрической формы представляет собой монопиковую структуру. Существенные максимумы соответствуют отражению от отдельных отражающих элементов (рис. 1). В огибающей  $S(t)$  было обозначено более 30 признаков, характеризующих конструктивные и акустические свойства распознаваемого тела. Необходимо было найти наиболее информативные признаки.



**Рис. 1.** (а) Отражение короткого зондирующего импульса от тела сложной геометрической формы. (б) Огибающая эхо-сигнала, отраженного от тела сложной геометрической формы протяженностью  $L$ , полученная при использовании короткого зондирующего импульса длительностью  $\tau_3$  ( $c\tau_3/2 \ll L$ ); 1 — экспериментальная огибающая; 2 — расчетная огибающая эхо-сигнала, полученная при учете только его зеркальной составляющей.

Для экспериментальных исследований были разработаны алгоритмы выделения признаков в  $S(t)$ , в том числе наиболее сложный алгоритм выделения существенных максимумов, основанный на выполнении двух соотношений для максимумов максиморумов и минимумов миниморумов [1]

$$\frac{S_j^{\max}}{S_{j-k}^{\min}} \geq \Delta, \quad \frac{S_j^{\max}}{S_{j+n}^{\min}} \geq \Delta.$$

(Правильность и оригинальность этого алгоритма подтверждена С.-Петербургским отделением Математического института им. В.А. Стеклова РАН.)

В результате экспериментальных исследований при физическом моделировании гидролокационных полей от тел сложной формы в гидроакустическом бассейне установлено, что амплитудные составляющие существенных максимумов чрезвычайно чувствительны к изменению углов облучения тел и для разных тел сложной формы гистограммы признаков пространств амплитудных значений максимумов  $\{S_j\}$  в значительной степени перекрываются. В то же время признаки пространства временных положений максимумов  $\{\tau_j\}$  являются более устойчивыми к изменениям углов облучения и заметно различаются для разных тел сложной формы в диапазонах углов лоцирования по  $\sim 15^\circ$ .

Для точной оценки информативности признаков необходимо было разработать оптимальные решающие правила распознавания гидролокационных сигналов от тел сложной формы на основе многомерных признаков пространств.

В результате физических исследований показано, что законы распределения признаков  $\{\tau_j\}$ ,  $\{S_j\}$  и длительностей гидролокационных сигналов  $\tau$  могут иметь в общем случае произвольный вид, в том числе многомодальный. Справедливость этого утверждения проверена на основе экспериментальных данных с помощью непараметрического критерия согласия Колмогорова – Смирнова [2]. Поэтому выполнялась аппроксимация условных плотностей вероятностей. Так как отдельные локальные максимумы  $S_j(t, \alpha, \beta)$  (где  $\alpha, \beta$  — углы облучения тела) в огибающей  $S(t)$  формируются в результате отражения зондирующих импульсов от разных отражающих элементов, имеющих различные характеристики направленности, можно предполагать независимость флуктуаций временных положений  $\{\tau_j\}$ , амплитудных значений  $\{S_j\}$  этих максимумов и длительностей  $\tau$ . Эта гипотеза подтверждена в результате проверки экспериментальных данных с помощью критериев ранговой корреляции Спирмена и коэффициента конкордации [3]. Тогда условные многомерные плотности вероятностей признаков пространств  $\{\tau_j\}$ ,  $\{S_j\}$ ,  $\tau$  можно представить в виде произведений:

$$f\left(\bigcup_{j=1}^{n_i} \tau_j / A_i\right) = \prod_{j=1}^{n_i} f(\tau_j / A_i),$$

$$f\left(\bigcup_{j=1}^{n_i} \hat{S}_j / A_i\right) = \prod_{j=1}^{n_i} f(\hat{S}_j / A_i), \quad (1)$$

$$f\left(\bigcup_{j=1}^{n_i} \tau_j, \tau / A_i\right) = \prod_{j=1}^{n_i} f(\tau_j / A_i) f(\tau / A_i).$$

Это значительно упростило построение оптимальных решающих правил. Однако размерность признаков пространств постоянно изменялась в зависимости от углов облучения. Было принято рассчитывать изменения размерностей признаков пространств  $\{\tau_j\}$ ,  $\{S_j\}$  в процессе обучения путем определения априорных вероятностей появления и отсутствия существенных максимумов в определенных локальных областях и учитывать их в процессе распознавания. (Правильность и оригинальность такого решения подтверждена С.-Петербургским отделением Математического института им. В.А. Стеклова РАН.) Правила многоальтернативного распознавания гидролокационных сигналов на основе многомерных признаков пространств  $\{\tau_j\}$ ,  $\{S_j\}$  и признака  $\tau$  были сформулированы в соответствии с критерием максимального правдоподобия. При известных априорных вероятностях присутствия распознаваемых тел и заданных функциях потерь для ошибочного распознавания эти правила могут быть легко приведены к критерию Байеса. Для одномерного признака — длительности сигнала  $\tau$  — с учетом аппроксимации условных одномерных плотностей вероятностей по методу Парзена – Розенблата правило имеет вид

$$\sup_i \{\varphi_i\} = \sup_i \left\{ \frac{1}{N_i N_i^{-1/4}} \sum_{k=1}^{N_i} \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \frac{-1}{2\sigma^2} \left( \frac{\tau - \tau_{ki}}{N_i^{-1/4}} \right)^2 \right\}, \quad (2)$$

где  $\tau$  — длительность измеренного эхо-сигнала,  $\tau_{ki}$  — выборочные значения длительностей эхо-сигналов для  $i$  тел, измеренные в диапазоне углов облучения  $\Delta\alpha, \Delta\beta$ ,  $N_i$  — число членов в обучающей выборке для  $i$ -го тела,

$\sigma$  — усредненное среднеквадратическое отклонение длительностей эхо-сигналов  $\tau$ .

При распознавании по правилу (2) измеряется длительность  $\tau$  принятого эхо-сигнала и углы облучения тела  $\alpha_r, \beta_r$  для  $i$  тел, берутся выборочные значения признаков  $\tau_{ki}$ , соответствующие диапазону углов облучения  $\Delta\alpha, \Delta\beta$ , включающему в себя  $\alpha_r, \beta_r$ , вычисляются функции правдоподобия  $\varphi_i$  и выносится решение о принадлежности измеренного признака  $\tau$   $i$ -му телу, если  $\varphi_i$  — наибольшая из всех  $\{\varphi_i\}, i = 1, \dots, M$ .

Оптимальное решающее правило для распознавания тел на основе многомерных признаков пространств временных положений максимумов в эхо-сигналах  $\{\tau_j\}$  по критерию максимального правдоподобия формируется с использованием их эталонов, строящихся в виде условных плотностей вероятностей в диапазонах углов облучения  $\Delta\alpha, \Delta\beta$  с учетом изменения размерности признаков пространств в виде априорных вероятностей появления  $k_{ji}$  и отсутствия  $(1 - k_{ji})$  величин признаков в  $j$ -х эталонных областях для  $i$ -х тел [4, 5]:

$$\sup_i \{\varphi_i\} = \sup_i \left\{ \prod_{j=1}^m k_{ji} f(\tau_j/A_i) \prod_{j=m+1}^{n_i} (1 - k_{ji}) \right\}, \quad (3)$$

где  $m$  — число максимумов в измеренном эхо-сигнале, временные положения которых  $\{\tau_j\}$  попали в  $j$ -е эталонные области  $i$ -го тела,  $n_i$  — число  $j$ -х эталонных областей  $i$ -го тела,  $(n_i - m)$  — число эталонных областей  $i$ -го тела, в которые не попали временные положения максимумов  $\{\tau_j\}$  в измеренном эхо-сигнале.

С учетом аппроксимации условных одномерных плотностей вероятностей по методу Парзена–Розенблата решающее правило (3) принимает вид [4, 5]

$$\sup_i \{\varphi_i\} = \sup_i \left\{ \prod_{j=1}^m k_{ji} \frac{1}{N_{ji} N_{ji}^{-1/4}} \sum_{k=1}^{N_{ji}} \frac{1}{\sigma_\tau \sqrt{2\pi}} \times \exp \frac{-1}{2\sigma_\tau^2} \left( \frac{\tau_j - \tau_{jik}}{N_{ji}^{-1/4}} \right)^2 \prod_{j=m+1}^{n_i} (1 - k_{ji}) \right\}, \quad (4)$$

где  $\tau_j$  — временные положения максимумов в огибающей измеренного эхо-сигнала;  $\tau_{jik}$  — выборочные значения временных положений максимумов для  $j$ -й эталонной области  $i$ -го тела, соответствующие диапазону углов облучения  $\Delta\alpha, \Delta\beta$ ;  $N_{ji}$  — число выборочных значений  $\tau_{jik}$  для  $j$ -й эталонной области  $i$ -го тела;  $\sigma_\tau$  — усредненное среднеквадратическое отклонение для признакового пространства  $\{\tau_j\}$ .

Перед распознаванием по правилу (4), так же как при использовании признака  $\tau$ , необходимо измерять углы облучения тела  $\alpha_r, \beta_r$  и брать выборочные значения признаков  $\tau_{jik}$  для диапазонов углов  $\Delta\alpha, \Delta\beta$ , включающих в себя  $\alpha_r, \beta_r$ . Решение о принадлежности признакового пространства  $\{\tau_j\}$ , выделенного в измеренном эхо-сигнале, к  $i$ -му телу принимается по максимальному значению функции правдоподобия  $\varphi_i$  из всех  $\{\varphi_i\}, i = 1, \dots, M$ . На рисунке 2 приведен пример трехальтернативного распознавания тел на основе временных положений максимумов в огибающих эхо-сигналов  $\{\tau_j\}$ . Эталоны признаков пространств  $\{\tau_j\}$  для диапазона углов облучения  $15^\circ$  даны в виде условных плотностей вероятностей с учетом априорных вероятностей появления признаков в  $j$ -х областях  $k_{ji} f(\tau/A_i)$ . Ниже приведены

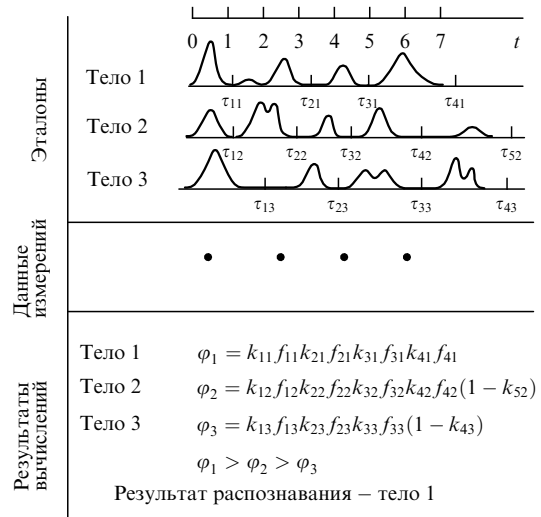


Рис. 2. Пример трехальтернативного распознавания тел сложной геометрической формы на основе признакового пространства временных положений максимумов в огибающих гидролокационных сигналов по оптимальному решающему правилу.

данные измерений временных положений максимумов  $\{\tau_j\}$  в эхо-сигнале. Вычислены значения функций правдоподобия  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  для трех тел на основе этих данных. Наибольшее значение имеет  $\varphi_1$ , поэтому в результате распознавания принято, что данные измерения  $\{\tau_j\}$  принадлежат телу 1.

Оптимальное правило распознавания тел на основе нормированных амплитудных соотношений максимумов в огибающих эхо-сигналов  $\{\hat{S}_j\}$  формируется, так же как правило (4), с использованием их эталонов в виде условных плотностей вероятностей и с учетом априорных вероятностей появления  $k_{ji}$  и отсутствия  $(1 - k_{ji})$  признаков в определенных эталонных областях, рассчитанных на основе признаков пространств  $\{\tau_j\}$  соответственно.

Учитывая свойство совместной независимости признаков  $\{\tau_j\}, \{\hat{S}_j\}$  и  $\{\tau_j\}, \tau$ , по аналогии с выше рассмотренными можно построить решающие правила при совместном использовании этих признаков [4]:

$$\sup_i \{\varphi_i\} = \sup_i \left\{ \prod_{j=1}^m k_{ji} f(\tau_j/A_i) f(\tau/A_i) \prod_{j=m+1}^{n_i} (1 - k_{ji}) \right\}, \quad (5)$$

$$\sup_i \{\varphi_i\} = \sup_i \left\{ \prod_{j=1}^m k_{ji} f(\tau_j/A_i) f(\hat{S}_j/A_i) \prod_{j=m+1}^{n_i} (1 - k_{ji}) \right\}.$$

Для оптимальных решающих правил распознавания тел на основе признаков  $\{\tau_j\}, \{\hat{S}_j\}, \tau$  разработаны алгоритмы и рабочие программы для компьютера. Результаты альтернативного распознавания четырех тел сложной геометрической формы в диапазонах углов облучения  $10-15^\circ$  приведены в таблице.

Наибольшая вероятность правильного распознавания тел получена на основе признакового пространства  $\{\tau_j\}$  [4, 5]. Таким образом, подтверждена наибольшая информативность признакового пространства временных положений максимумов в огибающих эхо-сигналов  $\{\tau_j\}$ , определяемых взаимным расположением отражателей на теле сложной формы, по сравнению с признаками, связанными непосредственно с амплитудными значе-

**Таблица.** Результаты распознавания моделей, изготовленных в масштабе 1 : 100, разделенных на основе признаков  $\{\tau_j\}$ ,  $\{S_j\}$ ,  $\tau$ 

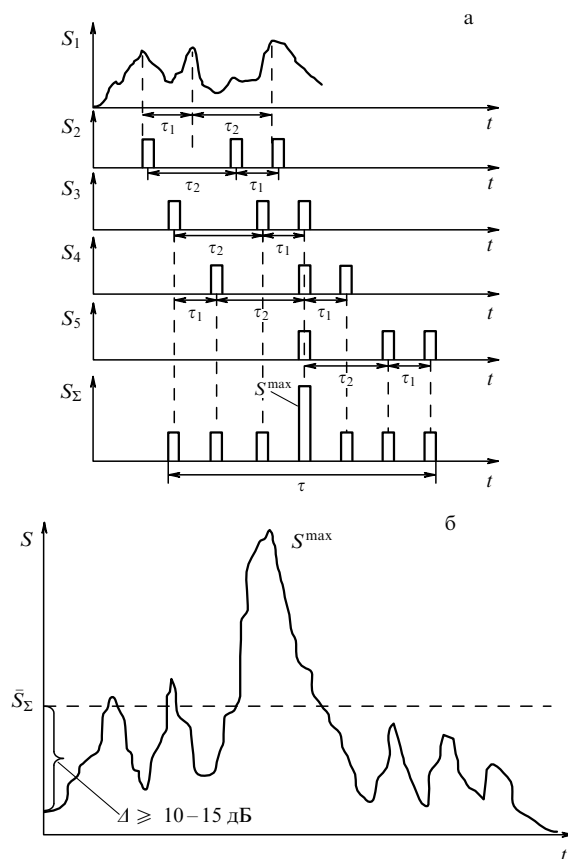
Частота, кГц	Номера моделей	Диапазоны углов лодирования, град	Вероятность правильного распознавания по оптимальному решающему правилу, %		
			на основе $\{\tau_j\}$	на основе $\{S_j\}$	на основе $\tau$
100	1, 2, 3, 5	5–20	89 (85–93)	55 (47–63)	65 (57–73)
1000	1, 2, 3	5–20	67 (57–77)		
350	1, 2, 3, 4	5–20	92 (87–97)	57 (47–67)	75 (65–85)
350	1, 2, 3, 4	22–38	79 (69–88)	39 (29–49)	40 (30–50)
350	1, 2, 3, 4	45–60	86 (79–92)	43 (33–53)	50 (40–60)
350	1, 2, 3, 4	60–75	76 (66–84)	43 (33–53)	32 (22–44)
350	1, 2, 3	105–120	76 (66–84)	48 (38–58)	24 (15–34)
350	1, 2, 3	135–150	95 (90–99)	62 (52–72)	62 (52–72)
350	1, 2, 3	160–175	100 (96–100)	76 (66–84)	71 (61–80)

ниями огибающих эхо-сигналов. Привлечение признаков  $\{S_j\}$  и  $\tau$  в качестве дополнительных к признаковому пространству  $\{\tau_j\}$  незначительно увеличивает вероятность правильного распознавания (на 3–5 %). При распознавании тел на основе  $\{\tau_j\}$  без учета априорных вероятностей  $k_{ji}$  появления признаков в  $j$ -х эталонных областях вероятность правильного распознавания тел снижалась.

### 3. Метод излучения эталонных сигналов

При использовании зондирующих импульсов с высоким разрешением по дальности расположения отражающих элементов уровень отраженного сигнала  $S(t)$  несколько меньше, чем при использовании длинной зондирующей посылки, перекрывающей все распознаваемое тело. Для реальных объектов эта разность составляет 8–12 дБ. Распознавание тел сложной формы в морских условиях затруднено в результате многолучевого распространения сигналов в морской среде (что может быть иногда устранено путем адаптации правил распознавания). Поэтому был предложен новый принцип формирования гидролокационных сигналов и разработан метод излучения эталонных сигналов, в соответствии с которым информация о распознаваемом теле сложной формы в виде признакового пространства  $\{\tau_j\}$  содержится в излучаемом сигнале.

Для повышения помехозащищенности идентификации тел сложной формы от воздействия мощных шумовых и реверберационных помех предлагается сформировать эталонный зондирующий сигнал в виде суммы коротких импульсов  $\xi_k(t)$  (или длинных сложных зондирующих импульсов  $\xi_c(t)$ ), задержки между которыми соответствуют расположенным в обратном порядке эталонным значениям взаимных положений максимумов  $\{\tau_j\}$  в эхо-сигналах от распознаваемого тела для определенного диапазона углов облучения [4, 6]. Эталонные значения для каждого  $j$ -го максимума в данном случае определяются как средние значения  $\tau_j$  для всех  $\tau_j$ , выявленных при обучении в эхо-сигналах для  $j$ -й области в диапазоне углов  $\Delta\alpha$ ,  $\Delta\beta$ . На рисунке 3а приведен пример огибающей отраженного сигнала  $S(t)$  от тела сложной формы при использовании  $\xi_k(t)$  — короткого зондирующего импульса, в качестве огибающей излучаемого эталонного сигнала принята  $S_2(t)$  с задержками  $\{\tau_v\}$  между импульсами с амплитудами  $a_v$  (принятыми равными); схематично с учетом лишь зеркальных составляющих приведены огибающие сигналов  $S_3(t)$ ,  $S_4(t)$ ,  $S_5(t)$ , отраженных от каждого из трех элементов тела, и огибающая суммарного отраженного сигнала  $S_\Sigma(t)$  от всего тела. Представляя передаточную функцию тела



**Рис. 3.** (а) Схематичное представление формирования глобального максимума  $S^{\max}$  в суммарном сигнале  $S_\Sigma(t)$ , полученное в результате сложения отражений излученного сигнала  $S_2(t)$  от всех трех отражателей тела сложной формы:  $S_3(t)$ ,  $S_4(t)$ ,  $S_5(t)$  — сигналы, отраженные от 1-го, 2-го и 3-го отражателей соответственно. (б) Пример сформированного глобального максимума  $S^{\max}$  в  $S_\Sigma(t)$ .

сложной формы в виде набора дельта-импульсов с задержками  $\{\tau_j\}$  и амплитудами  $a_j$ :

$$\varphi(t) = \sum_{j=1}^n a_j \delta(t - \tau_j),$$

эхо-сигнал можно определить в виде свертки

$$\begin{aligned} S_\Sigma(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} S_2(t) \varphi(t - \tau) d\tau = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} S_2(t) \sum_{j=1}^n a_j \delta(t - \tau_j - \tau) d\tau = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{v=1}^n a_v \xi(t) \varphi(t + \tau_v) \sum_{j=1}^n a_j \delta(t - \tau_j - \tau) d\tau = \\
 &= \sum_{v=1}^n \sum_{j=1}^n a_v a_j \xi(t + \tau_v - \tau_j).
 \end{aligned}$$

При совпадении  $\{\tau_j\}$  и  $\{\tau_v\}$  сигнал  $S_{\Sigma}(t)$  равен сумме отраженных сигналов от всех элементов тела. В форме  $S_{\Sigma}(t)$  наблюдается глобальный максимум  $S_{\Sigma}^{\max}$ , превышающий средний уровень огибающей  $\bar{S}_{\Sigma}(t)$  [4, 6]. Если  $S_{\Sigma}(t)$  формируется в виде суммы длинных сложных зондирующих импульсов  $\xi_c(t)$ , то короткий  $S_{\Sigma}^{\max}$  наблюдается после согласованной фильтрации и детектирования  $S_{\Sigma}(t)$ . Распознавание тела сложной формы выполняется, например, при превышении отношением  $S_{\Sigma}^{\max}/\bar{S}_{\Sigma}$  порогового уровня. Таким образом может быть выполнена идентификация тела сложной формы, для которого известны эталонные значения  $\{\tau_j\}$ , или его распознавание на фоне сигналов от других тел сложной формы, а также реверберационных и шумовых помех.

На рисунке 3б приведен пример огибающей  $S_{\Sigma}(t)$  (при использовании  $\xi_k(t)$ ) после излучения  $S_2(t)$ . В этом случае распознавание тела сложной формы выполняется при  $S_{\Sigma}^{\max}/\bar{S}_{\Sigma} > \psi$ , тогда уровень помех может быть соизмерим с  $\bar{S}_{\Sigma}$ , т.е. помехозащищенность возрастает на  $\Delta$  [дБ] относительно таковой в методе распознавания при использовании одного зондирующего импульса.

Проверка этого метода излучения эталонных сигналов проводилась при модельных гидролокационных измерениях в гидроакустическом бассейне.

Строились зависимости  $S^{\max}/\bar{S}_{\Sigma}$  и  $S^{\max}/\bar{S}_{\Sigma_{1/3}}$  от углов облучения тела (где  $\bar{S}_{\Sigma_{1/3}}$  означает, что среднее значение

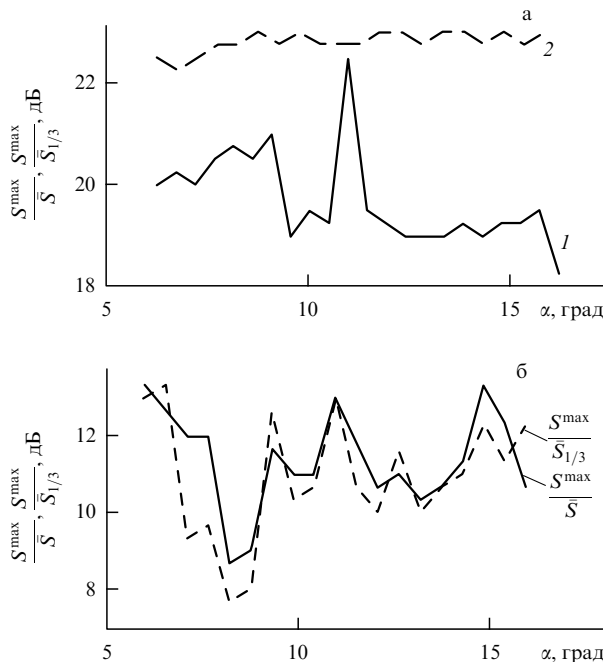
сигнала измерялось на  $1/3$  длительности  $S_{\Sigma}(t)$  до появления  $S^{\max}$ ). На рисунке 4а приведен пример этих зависимостей от угла облучения тела в горизонтальной плоскости  $\alpha = 5-15^\circ$ ; эталонный сигнал был сформирован при облучении тела при  $\alpha_0 = 10^\circ$ . На рисунке 4б дан пример этих зависимостей при облучении того же тела семью равноотстоящими импульсами (число максимумов в  $S_{\Sigma}(t)$  также порядка 7). Указанные зависимости строились для зондирующих импульсов равной длительности и равных диапазонов углов облучения тела. В среднем отношения  $S^{\max}/\bar{S}_{\Sigma_{1/3}}$  превышали  $S^{\max}/\bar{S}_{\Sigma}$ , но отличались незначительно. Из сравнения графиков, приведенных на рис. 4а и б, видно, что отношения  $S^{\max}/\bar{S}_{\Sigma}$  и  $S^{\max}/\bar{S}_{\Sigma_{1/3}}$ , полученные при излучении эталонных сигналов на всех углах облучения, превышали значения этих отношений при излучении равноотстоящих импульсов, что соответствует облучению тела чужим эталонным сигналом. В этом случае правильное распознавание тела выполнялось без ошибок на всех углах облучения.

При таком подходе задача распознавания существенно упрощается и сводится фактически к задаче обнаружения глобального максимума. Платой за повышение помехозащищенности при многоальтернативном распознавании является необходимость излучения нескольких эталонных сигналов, количество которых равно числу распознаваемых тел. При излучении эталонных сигналов не используется полная информация о распределении эталонных значений  $\{\tau_j\}$ , заложенная в условных плотностях вероятностей  $f(\bigcup_{i=1}^n \tau_j)$ . Но обнаружение может выполняться с помощью оптимального критерия.

Предложенный метод наиболее удобен при идентификации известного тела на фоне шумовых и реверберационных помех, а также при распознавании тел сложной формы в условиях многолучевости. При многолучевом распространении сигналов в морской среде в  $S_{\Sigma}(t)$  формируется не один максимум  $S_{\Sigma}^{\max}$ , а несколько (в зависимости от гидрологических условий). Однако в этом случае процедура идентификации тел сложной формы не изменяется.

## Список литературы

1. Давыдов В С "Алгоритм выявления существенных максимумов в огибающей сигнала", в сб. *Модели, алгоритмы, принятие решений: Тезисы 2-го Всесоюз. акустического семинара (10-14 окт. 1988 г., Ленинград)* (М.: Акуст. ин-т им. Н.Н. Андреева АН СССР, 1988) с. 65
2. Бондарь Л Ф, Давыдов В С "Исследование функций распределения признаков, применяемых для распознавания подводных скал и донных грунтов", в сб. *Труды 9-й Всесоюз. конф. по информационной акустике (март 1985 г.)* (М.: Акуст. ин-т им. Н.Н. Андреева АН СССР, 1987) с. 98
3. Давыдов В С "Исследование статистических свойств импульсных последовательностей, обусловленных группой жестко связанных отражателей", в сб. *Обработка акустической информации в многоканальных системах* Вып. 15 (Отв. ред. В В Ротин) (Л.: Судостроение, 1988) с. 41
4. Давыдов В С *Распознавание в гидролокации* (СПб.: СПбГТЭУ "ЛЭТИ", 2005)
5. Давыдов В С "Оптимальное решающее правило для распознавания тел сложной геометрической формы по отраженным гидроакустическим сигналам", в сб. *Человек и океан: Труды докладов IV Дальневосточной конф. "Акустические методы и средства исследования океана"* (Владивосток: АН СССР, Дальневосточный науч. центр, 1986) с. 32
6. Давыдов В С "Повышение помехозащищенности распознавания тел сложной формы по отраженным акустическим сигналам" *Техническая акустика* 3 (1-2 (7-8)) 59 (1994)



**Рис. 4.** (а) Зависимость отношений амплитуд глобальных максимумов  $S^{\max}$  к средним уровням огибающих  $S(t)$  от угла облучения  $\alpha$  при излучении эталонного сигнала: 1 — зависимость  $S^{\max}/\bar{S}$  от  $\alpha$ ; 2 — зависимость  $S^{\max}/\bar{S}_{1/3}$  от  $\alpha$ . (б) Зависимость отношений амплитуд глобальных максимумов  $S^{\max}$  к средним уровням огибающих  $S(t)$  от угла облучения  $\alpha$  при излучении семи равноотстоящих импульсов.

PACS numbers: 12.20.-m, 12.20.Ds, 31.30.Gs, 31.30.Jv  
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200811f.1220

## Квантовая электродинамика тяжелых ионов и атомов: статус и перспективы

В.М. Шабает

### 1. Введение

Основные принципы квантовой электродинамики (КЭД) были сформулированы к началу 1930-х годов в работах Дирака, Гейзенберга, Борна, Фока, Паули, Вигнера, Йордана, Ферми и др. Созданная теория позволяла описывать такие процессы, как излучение и поглощение фотона атомом, рождение и аннигиляция электрон-позитронных пар. Однако применение этих методов к расчету некоторых эффектов во втором порядке теории возмущений приводило к бесконечным результатам. Эта проблема оставалась нерешенной примерно до конца сороковых годов прошлого столетия — пока Лэмб и Резерфорд не обнаружили экспериментально расщепление  $2s$ - и  $2p_{1/2}$ -уровней энергии в атоме водорода (сейчас это расщепление принято называть лэмбовским сдвигом). Это открытие способствовало решению проблемы расходимостей, так как практически не осталось сомнений в квантово-электродинамическом происхождении лэмбовского сдвига. Первая оценка лэмбовского сдвига была сделана Бете, а современная квантово-электродинамическая теория, содержащая решение проблемы бесконечностей посредством процедуры перенормировок, была создана Дайсоном, Фейнманом, Томонагой и Швингером. Ввиду того, что в КЭД имеется малый параметр  $\alpha \approx 1/137$  (постоянная тонкой структуры), расчеты проводятся по теории возмущений. Отдельным членам ряда теории возмущений ставятся в соответствие фейнмановские диаграммы, которые позволяют сформулировать простые правила для написания формальных математических выражений.

Примерно до начала 1980-х годов проверка КЭД ограничивалась легкими атомами, такими как водород, позитроний, гелий, мюоний. В таких атомах, наряду с параметром  $\alpha$ , имеется другой малый параметр —  $\alpha Z$ , где  $Z$  — заряд ядра (в случае водорода  $Z = 1$ ). По этой причине КЭД-расчеты легких атомов ограничивались несколькими низшими порядками по  $\alpha$  и  $\alpha Z$ , и соответственно сравнение теории и эксперимента для таких систем обеспечивало проверку КЭД только в нескольких низших порядках по этим двум параметрам. Естественно возникает вопрос: можно ли расширить эту (достаточно узкую) область проверки КЭД? На первый взгляд может показаться, что мы могли бы расширить эту область в направлении более высоких порядков по  $\alpha Z$ , исследуя КЭД-эффекты для внутренних электронов тяжелых нейтральных атомов, таких, например, как нейтральный атом урана. Известно, что внутренние электроны в тяжелых нейтральных атомах находятся в сильном (неэкранированном) кулоновском поле ядра и для них параметр  $\alpha Z$  не является малой величиной. Однако точность теоретических расчетов таких систем сильно ограничена погрешностью корреляционных эффектов, которая обычно находится на уровне величины КЭД-вкладов или даже превосходит ее. По этой причине

в расчетах тяжелых нейтральных атомов обычно ограничиваются уравнением Брейта, которое лишь приближенно учитывает релятивистские корреляционные эффекты. Уникальная возможность для проверки КЭД во всех порядках по  $\alpha Z$  появилась, когда стали возможными высокоточные эксперименты с тяжелыми многозарядными ионами, такими как, например, водородоподобный [1] или литийподобный [2–4] ионы урана. В таких ионах, с одной стороны, параметр  $\alpha Z$  не является малой величиной (в уране  $\alpha Z \approx 0,7$ ), а, с другой стороны, благодаря малому числу электронов, корреляционные эффекты (эффекты межэлектронного взаимодействия) могут быть вычислены с высокой точностью. Теории таких систем и посвящена основная часть настоящего доклада. Что касается тяжелых нейтральных атомов, то мы ограничимся кратким обсуждением недавнего прогресса в расчетах КЭД-поправок к эффекту несохранения пространственной четности в нейтральном цезии, играющих важную роль для проверки Стандартной модели (СМ) при низких энергиях.

В докладе используется релятивистская система единиц:  $\hbar = c = 1$ .

### 2. Энергии связи тяжелых ионов

Вследствие того, что в многозарядном ионе число электронов много меньше, чем заряд ядра  $Z$ , взаимодействие электронов с ядром гораздо сильнее, чем взаимодействие электронов друг с другом. Поэтому в нулевом приближении можно пренебречь взаимодействием электронов и считать, что электроны подчиняются одноэлектронному уравнению Дирака в кулоновском поле ядра  $V_C(r)$ :

$$(\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p} + \beta m + V_C(r))\psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}). \quad (1)$$

В случае точечного ядра уравнение Дирака решается аналитически. Учет конечного размера ядра может быть произведен как численно, так и аналитически [5].

Поправки на межэлектронное взаимодействие и КЭД-поправки учитываются по теории возмущений. Поправки на межэлектронное взаимодействие подавлены параметром  $1/Z$ , который для тяжелых ионов становится сравнимым с параметром  $\alpha$ , характеризующим КЭД-поправки. Поэтому в случае тяжелых ионов удобно характеризовать все вклады одним параметром  $\alpha$ . В отличие от расчетов для легких атомов, расчеты для тяжелых ионов должны выполняться без разложения по параметру  $\alpha Z$ .

Благодаря тому, что масса электрона много меньше массы ядра, основная часть вкладов может быть вычислена в приближении бесконечно тяжелого ядра. Это означает, что ядро просто играет роль источника внешнего кулоновского поля и мы получаем квантовую электродинамику в картине Фарри. В первом порядке по  $\alpha$  нам нужно вычислить вклады диаграмм собственной энергии (рис. 1а) и поляризации вакуума (рис. 1б). Для ионов с двумя и большим числом электронов нужно, разумеется, кроме того учитывать диаграмму однофотонного обмена, расчет которой не вызывает проблем. Основная техническая проблема в расчетах диаграмм собственной энергии и поляризации вакуума состоит в том, что, в отличие от расчетов для легких атомов, они должны выполняться без разложения по параметру  $\alpha Z$ . Такие расчеты впервые были проведены в работе [6] для

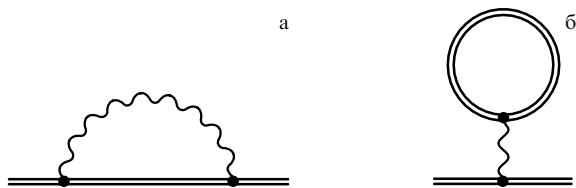


Рис. 1. Одноэлектронные диаграммы первого порядка: собственная энергия и поляризация вакуума.

диаграммы собственной энергии и в работах [7, 8] для диаграммы поляризации вакуума.

Следующим этапом расчетов в картине Фарри являются вычисления вкладов двух- и трехэлектронных диаграмм второго порядка. К таковым относятся как диаграммы двухфотонного обмена (рис. 2), так и диаграммы экранированной собственной энергии и поляризации вакуума (рис. 3). Для расчета этих вкладов прежде всего необходимо было решить проблему вывода расчетных формул. Это главным образом относится к так называемым приводимым диаграммам. Здесь под приводимыми диаграммами понимаются диаграммы, в которых полная энергия промежуточного состояния атома совпадает с невозмущенной энергией исходного состояния. Вывод расчетных формул для остальных (неприводимых) диаграмм не вызывает трудностей. В конце 1980-х годов, когда расчеты этих диаграмм стали особенно актуальными, было обнаружено, что наиболее известный на тот момент метод адиабатической S-матрицы Гелл-Мана и Лоу является малоэффективным для практических вычислений и содержит целый ряд недостатков. К таковым, в частности, относятся: чрезмерные технические трудности в применении этого метода к приводимым диаграммам, отсутствие полного доказательства перенормируемости метода, неприменимость метода к расчетам энергий квазивыврожденных состояний, а также отсутствие какого-либо аналога этого метода, пригодного для расчетов амплитуд переходов. Все эти проблемы были успешно решены в методе двухвременных функций Грина, развитом в [9] и подробно описанном в [10]. В частности, желаемое расчетное выражение для двухэлектронных диаграмм двухфотонного обмена (наиболее сложных с точки зрения вывода расчетных формул) впервые было получено именно этим методом [9]. Численный расчет этих выражений для основного состояния гелийподобных ионов без разложения по  $\alpha Z$  впервые был выполнен в [11]. Расчеты диаграмм экранированной собственной энергии и поляризации вакуума проведены в [12–14]. Позднее соответствующие расчеты были выполнены для литийподобных ионов [15] и возбужденных состояний гелийподобных ионов [16]. Наконец, недавно полный набор диаграмм, представленных на рис. 2 и 3, был вычислен для  $2p_{3/2} - 2p_{1/2}$ -перехода в бороподобном ионе аргона [17].

Одноэлектронные диаграммы второго порядка представлены на рис. 4. Расчеты некоторых из них могут быть сведены к расчетам диаграмм первого порядка. Это, например, относится к диаграммам, представленным во втором ряду на рис. 4. Их расчет сводится к расчету обычной однопетлевой собственной энергии в эффективном потенциале, представляющем собой сумму кулоновского потенциала ядра и потенциала вакуумной поляри-

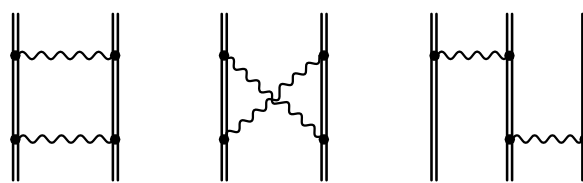


Рис. 2. Диаграммы двухфотонного обмена.

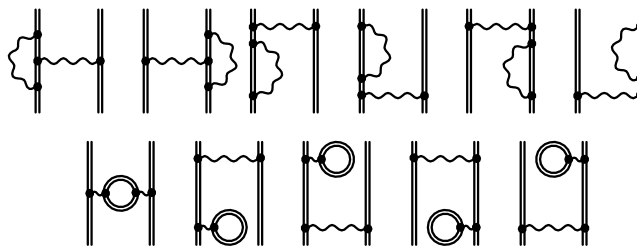


Рис. 3. Диаграммы экранированной собственной энергии и поляризации вакуума.

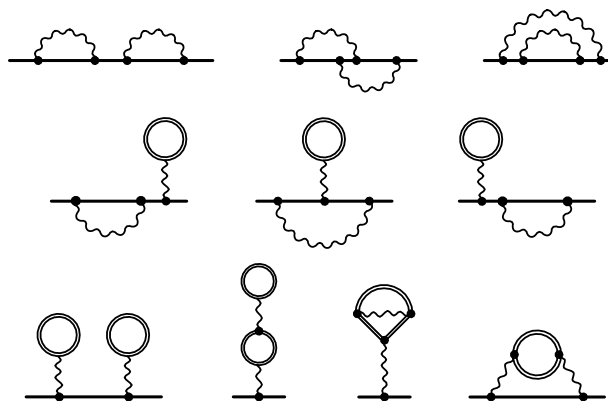


Рис. 4. Одноэлектронные диаграммы второго порядка.

зации. В то же время расчеты диаграмм двухпетлевой собственной энергии (диаграммы первого ряда на рис. 4) и двух последних из приведенных на рисунке диаграмм представляют собой крайне сложные технические задачи. Значительный прогресс в этом направлении относительно недавно сделан в работах [18, 19], где был вычислен полный набор диаграмм двухпетлевой собственной энергии.

В рассмотренных выше расчетах ядро считается бесконечно тяжелым источником внешнего кулоновского поля. Для того чтобы выйти за рамки этого приближения, нужно принять во внимание, что ядро имеет конечную массу, т.е. учесть эффект отдачи ядра. Хорошо известно, что в нерелятивистской теории водородоподобного атома эффект отдачи ядра легко учитывается посредством приведенной массы электрона  $\mu = mM/(m + M)$ . Это, однако, не так в релятивистской теории, которая может быть сформулирована только в рамках КЭД. Учет эффекта отдачи ядра в полностью релятивистской теории предполагает рассмотрение всех диаграмм, описывающих взаимодействие электрона с ядром через обмен фотонами. Типичный пример такой диаграммы приведен на рис. 5. Каждая фотонная линия в

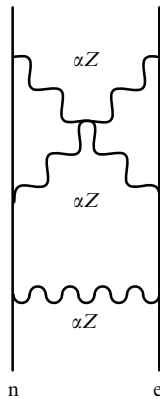


Рис. 5. Типичная диаграмма, описывающая взаимодействие электрона с ядром.

такой диаграмме дает фактор  $\alpha Z$ . Этим объясняется принципиальное различие в теории эффекта отдачи для легких и тяжелых атомов. В легких атомах, где параметр  $\alpha Z$  мал, мы можем ограничиться несколькими диаграммами низших порядков. В тяжелых ионах, где параметр  $\alpha Z$  не мал, мы не можем ограничить наше рассмотрение каким-либо конечным числом диаграмм. Вместо этого нам необходимо просуммировать бесконечную последовательность таких диаграмм, по крайней мере, в первом порядке по  $m/M$ . Ввиду того, что в рамках стандартного КЭД-формализма не существует каких-либо рецептов для такого суммирования, мы сталкиваемся здесь с серьезной концептуальной проблемой. Задача о выводе замкнутого выражения для эффекта отдачи ядра, точного во всех порядках по  $\alpha Z$ , впервые была поставлена в работе [20]. Следующий значительный шаг в этом направлении был сделан в [21], где показана возможность суммирования бесконечных последовательностей интересующих нас диаграмм. Полные замкнутые формулы для поправки, обусловленной отдачей, первого порядка по  $m/M$  и точные по  $\alpha Z$  получены методом квазипотенциала в работе [22]. Согласно этим формулам поправка, обусловленная отдачей, к энергии связанного состояния  $a$  водородоподобного атома равна сумме вклада низших (по  $\alpha Z$ ) порядков  $\Delta E_L$  и вклада высших порядков  $\Delta E_H$ , где

$$\Delta E_L = \frac{1}{2M} \langle a | [\mathbf{p}^2 - (\mathbf{D}(0) \mathbf{p} + \mathbf{p} \mathbf{D}(0))] | a \rangle, \quad (2)$$

$$\Delta E_H = \frac{i}{2\pi M} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left\langle a \left| \left( \mathbf{D}(\omega) - \frac{[\mathbf{p}, V_C]}{\omega + i0} \right) G(\omega + E_a) \times \left( \mathbf{D}(\omega) + \frac{[\mathbf{p}, V_C]}{\omega + i0} \right) \right| a \right\rangle. \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{p}$  — оператор импульса,  $G(\omega)$  — релятивистская кулоновская функция Грина,  $D_m(\omega) = -4\pi\alpha Z\alpha_l D_{lm}(\omega)$ ,  $D_{ik}(\omega, r)$  — поперечная часть фотонного пропагатора в кулоновской калибровке. В уравнении (3) подразумевается скалярное произведение. В работе [23], которая, так же как и [22], опиралась на метод квазипотенциала, эти формулы обобщены на случай атома с несколькими электронами. Позднее формулы (2), (3) были выведены различными методами [24]. Численные расчеты по этим формулам впервые выполнены в [25].

Наконец, нужно учесть эффект поляризации ядра электроном. Этот эффект описывается диаграммами двухфотонного обмена между ядром и электроном, в которых промежуточные (виртуальные) состояния ядра являются возбужденными. Ввиду феноменологического характера наших знаний о межнуклонном взаимодействии, расчет эффекта ядерной поляризации является серьезной физической проблемой, а погрешность такого расчета, по существу, определяет границу точности полных теоретических значений. Расчеты этого эффекта для тяжелых водородоподобных ионов проведены в [26, 27].

К настоящему времени наиболее высокая точность достигнута в экспериментах по измерению энергий переходов в тяжелых литийподобных ионах [2–4]. В таблице представлены величины отдельных вкладов в энергию  $2p_{1/2} - 2s$ -перехода в литийподобном ионе урана и сравнение полного теоретического значения с экспериментальным результатом. Вклад конечного размера ядра вычислен для фермиевского распределения заряда по ядру с учетом эффекта ядерной деформации [28]. Как видно из таблицы, современное состояние теории и эксперимента для литийподобного иона урана обеспечивают проверку КЭД в сильном кулоновском поле на уровне около 0,2 %.

Таблица. Энергия  $2p_{1/2} - 2s$ -перехода в Li-подобном ионе урана

	Энергия, эВ
Приближение Брейта	322,13(7)
КЭД-вклады первого порядка по $\alpha$	-42,93
КЭД-вклады второго порядка по $\alpha$	1,55(7)
Отдача ядра	-0,07
Поляризация ядра	0,03(1)
Полное теоретическое значение	280,71(10)
Экспериментальное значение [4]	280,645(15)

### 3. Сверхтонкая структура

Сейчас имеется целая серия высокоточных измерений сверхтонкого расщепления основного состояния тяжелых водородоподобных ионов [29–32]. Главной мотивацией для таких экспериментов явился тот факт, что в тяжелых ионах с ненулевым спином ядра на электрон одновременно с сильным кулоновским полем действует и очень сильное магнитное поле, создаваемое магнитным моментом ядра. Это могло бы дать уникальную возможность для проверки КЭД в случае комбинации наиболее сильных электрического и магнитного полей, доступных для экспериментального исследования. Первый эксперимент был выполнен для H-подобного иона висмута [29], в результате которого для сверхтонкого расщепления основного состояния иона  $^{209}\text{Bi}^{82+}$  получено значение 5,0840(8) эВ. Теоретическое значение сверхтонкого расщепления удобно представить в виде:

$$\Delta E = \Delta E_{\text{Dirac}}(1 - \varepsilon) + \Delta E_{\text{QED}}, \quad (4)$$

где дираковское значение включает в себя релятивистские эффекты и поправку на распределение заряда по ядру,  $\varepsilon$  — поправка на распределения магнитного момента по ядру (поправка Бора–Вайскопфа),  $\Delta E_{\text{QED}}$  — КЭД-поправка. Расчет величины  $\Delta E_{\text{Dirac}}$  не вызывает проблем. КЭД-поправка также была вычислена различными группами, и результаты расчетов находятся



в хорошем согласии друг с другом. Основная проблема состоит в расчете поправки Бора – Вайскопфа, которая, будучи очень чувствительной к ядерной модели, практически полностью определяет погрешность полного теоретического значения. В случае H-подобного иона висмута расчет в рамках одночастичной ядерной модели дает для сверхтонкого расщепления 5,101(27) эВ [33]. Это значение согласуется с экспериментом, но имеет большую погрешность. Более точный расчет в рамках многочастичной теории ядра [34] дает 5,111(–3, +20) эВ, что довольно сильно расходится с экспериментом. Наконец, посредством полумпирического расчета, использующего экспериментальное значение для сверхтонкого расщепления в мюонном висмуте, было получено 5,098(7) эВ [35]. Это значение отличается от экспериментального примерно на два стандартных отклонения. Величина КЭД-вклада в рассматриваемое сверхтонкое расщепление составляет около –0,030 эВ и практически оказывается сравнимой с погрешностью поправки Бора – Вайскопфа. Это обстоятельство препятствует проверке КЭД посредством прямого сравнения результатов теории и эксперимента для сверхтонкой структуры водородоподобных ионов. Тем не менее в работе [36] показано, что КЭД-эффекты могут быть экспериментально идентифицированы в специальной разности сверхтонких расщеплений H- и Li-подобного ионов одного и того же элемента:

$$\Delta'E = \Delta E^{(2s)} - \xi \Delta E^{(1s)}, \quad (5)$$

где параметр  $\xi$  выбирается так, чтобы сократить эффект Бора – Вайскопфа. Оказывается, что как параметр  $\xi$ , так и сама разность  $\Delta'E$ , малочувствительны к возможным вариациям ядерной модели, и, следовательно, они могут быть вычислены с высокой точностью. Такой подход позволит тестировать КЭД на уровне нескольких процентов при условии, что сверхтонкие расщепления измеряются с точностью  $\sim 10^{-6}$ . Подготовка таких экспериментов сейчас ведется в Германии и Англии в рамках проекта HITRAP (Heavy Ion Trap). Первые экспериментальные данные по сверхтонкому расщеплению в Li-подобном висмуте были получены в Ливерморской лаборатории (США).

#### 4. $g$ -фактор многозарядных ионов

Прецизионные измерения  $g$ -фактора H-подобного иона углерода в пеннинговской ловушке [37] вызвали большой интерес к расчетам этой величины. Точность проведенных измерений была настолько высока, что полная погрешность определялась главным образом погрешностью в значении массы электрона  $m$ , входящей, наряду с измеряемыми в эксперименте циклотронной и ларморовской частотами, в качестве параметра в окончательную формулу для  $g$ -фактора. Это означало, что знание теоретического значения  $g$ -фактора с требуемой точностью позволило бы определить массу электрона с точностью, в несколько раз превышающей точность принятого в то время значения  $m$ . Погрешность теоретического значения на тот момент определялась двумя факторами: невычисленными вкладами высших порядков от эффекта ядерной отдачи и погрешностью численных расчетов однопетлевой собственно-энергетической поправки. Работа по уменьшению первой из этих погрешностей привела к выводу замкнутой релятивист-

ской формулы для поправки на отдачу ядра к атомному  $g$ -фактору. А именно была найдена следующая формула для вклада эффекта отдачи ядра в  $g$ -фактор H-подобного иона в первом порядке по  $m/M$  и во всех порядках по  $\alpha Z$  [38]:

$$\Delta g = \frac{1}{\mu_0 m_a} \frac{i}{2\pi M} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left[ \frac{\partial}{\partial B} \langle a | [\mathbf{p} - \mathbf{D}(\omega) + e\mathbf{A}_{cl}] \times \right. \\ \left. \times G(\omega + E_a) [\mathbf{p} - \mathbf{D}(\omega) + e\mathbf{A}_{cl}] | a \rangle \right]_{B=0}. \quad (6)$$

Здесь  $\mu_0$  — магнетон Бора,  $m_a$  — проекция момента на ось  $z$ ,  $e = -|e|$  — заряд электрона,  $\mathbf{A}_{cl} = [\mathbf{B} \times \mathbf{r}]/2$  — вектор-потенциал однородного магнитного поля  $\mathbf{B}$ , направленного вдоль оси  $z$ . Предполагается, что все величины вычисляются в присутствии магнитного поля. Численный расчет выражения (6) выполнен в [39]. Расчет однопетлевой собственно-энергетической поправки с нужной точностью проведен в [40]. В целом, сравнение теоретического значения  $g$ -фактора H-подобного углерода с экспериментальным значением привело к четырехкратному уменьшению погрешности значения массы электрона. Эти результаты, а также соответствующие исследования для H-подобного кислорода [41] послужили основой для нового значения  $m$ , которое приводится в последней компиляции фундаментальных констант [42].

Ожидается, что в самое ближайшее время эксперименты по определению  $g$ -фактора многозарядных ионов станут возможными в рамках проекта HITRAP для высоких значений заряда ядра  $Z$ , вплоть до  $Z = 92$ . Такие эксперименты для ионов с ненулевым спином ядра могут быть использованы для определения ядерных магнитных моментов с точностью  $\sim 10^{-6}$ . Кроме того, как показано в [43], такие исследования способны обеспечить независимое определение постоянной тонкой структуры.

#### 5. Квантово-электродинамические поправки к P-нечетной 6s–7s-амплитуде в нейтральном цезии

Исследования эффектов несохранения четности в атомной физике остаются одним из главных инструментов проверки электрослабого сектора Стандартной модели при низких энергиях [44]. Измерение P-нечетной 6s–7s-амплитуды в нейтральном цезии с точностью 0,3 % [45] потребовало как расчетов новых поправок к этой амплитуде, так и уточнения ранее вычисленных вкладов. В результате более точный учет корреляционных эффектов [46], а также расчет поправок на брейтовское взаимодействие [47, 48] и поляризацию вакуума [49] привели к величине слабого заряда ядра цезия, которая на  $2\sigma$  отличалась от предсказания СМ. Стало ясно, что для проверки СМ необходим последовательный КЭД-расчет собственно-энергетических поправок. Первые оценки этого эффекта [50, 51] относились к так называемым "коэффициентам смешивания" s- и p-состояний, которые являются достаточно искусственным объектом для КЭД. Несмотря на то, что эти работы дали близкие результаты для полной связанной (за вычетом  $-\alpha/2\pi$ ) КЭД-поправки: –0,5(1) % [50] и –0,43(4) % [51], ответ на вопрос о согласии со Стандартной моделью мог дать только расчет полного калибровочно-инвариантного набора собственно-энергетических поправок к P-нечетной амплитуде. Такой расчет выполнен в работе [52], где

валентный электрон считался движущимся в некотором эффективном локальном потенциале, который строится из нелокального потенциала Дирака–Фока. В результате для полной связанной КЭД-поправки получено значение  $-0,27(3)\%$ , почти в два раза отличающееся от предыдущих оценок. Позднее в работе [53] был проведен полумпирический пересмотр предыдущих расчетов [50, 51], который дал значение для КЭД-поправки очень близкое к значению, полученному в [52].

Комбинируя КЭД-вклад с другими вкладами и сравнивая полученную полную амплитуду с результатом эксперимента для усредненного значения векторной поляризуемости  $\beta = 26,99(5)a_B^3$  (см. [46] и ссылки в ней), получаем для слабого заряда  $^{133}\text{Cs}$ :

$$Q_W = -72,65(29)_{\text{exp}}(36)_{\text{th}}. \quad (7)$$

Это значение отличается от предсказания СМ,  $-73,19(13)$  [54], на  $1,1\sigma$ .

## 6. Заключение

Представленные здесь теоретические результаты по квантовой электродинамике многозарядных ионов и их сравнение с экспериментальными данными показывают, что в настоящее время наиболее глубокая проверка КЭД в сильных электрических полях достигнута в исследованиях энергий переходов в тяжелых многозарядных ионах. Исследование влияния КЭД-эффектов на сверхтонкую структуру тяжелых ионов, что означало бы проверку КЭД при одновременном присутствии сильных электрического и магнитного полей, сильно затруднено наличием большой неопределенности поправок, связанных с распределением магнитного момента по ядру. Значительное сокращение этой неопределенности в некоторой специфической разности сверхтонких расщеплений H- и Li-подобных ионов позволяет надеяться на то, что такая проверка станет возможной, когда соответствующие эксперименты (как уже проводящиеся, так и планируемые) будут завершены. Высокоточные измерения g-фактора многозарядных ионов и развитие соответствующей теории уже привели к уточнению значения массы электрона и, как ожидается, в самое ближайшее время послужат как для проверки КЭД во внешнем магнитном поле, так и для прецизионного определения ядерных магнитных моментов. Можно ожидать, что в недалеком будущем эти исследования обеспечат также независимое определение постоянной тонкой структуры с высокой точностью.

Большая погрешность расчетов корреляционных эффектов в тяжелых нейтральных атомах препятствует проверке КЭД в исследованиях таких систем. Однако в тех случаях, когда требуются особо высокоточные расчеты, как, например, при изучении эффекта несохранения пространственной четности в нейтральном атоме цезия, вычисления должны включать в себя КЭД-поправки. Техника КЭД-расчетов, развитая ранее для многозарядных ионов с несколькими электронами, оказалась применимой и для таких систем. С теоретической точки зрения, проверка Стандартной модели в нейтральных атомах сейчас ограничена погрешностями корреляционных эффектов. В связи с этим достаточно перспективными представляются исследования эффектов несохранения четности в многозарядных ионах [55], где нет такого рода ограничений на точность вычислений.

Работа частично поддержана грантом РФФИ (№ 07-02-00126) и грантом INTAS-GSI (№ 06-1000012-8881).

## Список литературы

- Gumberidze A et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 223001 (2005)
- Schweppe J et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 1434 (1991)
- Brandau C et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 073202 (2003)
- Beiersdorfer P et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 233003 (2005)
- Shabaev V M *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **26** 1103 (1993)
- Mohr P J *Ann. Phys. (New York)* **88** 26 (1974)
- Soff G, Mohr P J *Phys. Rev. A* **38** 5066 (1988)
- Манаков Н Л, Некипелов А В, Файнштейн А Г *ЖЭТФ* **95** 1167 (1989) [Manakov N L, Nekipelov A V, Fainshtein A G *Sov. Phys. JETP* **68** 673 (1989)]
- Шабаев В М *ТМФ* **82** 83 (1990) [Shabaev V M *Theor. Math. Phys.* **82** 57 (1990)]; Шабаев В М *Изв. вузов. Сер. Физика* **33** (8) 43 (1990) [Shabaev V M *Sov. Phys. J.* **33** 660 (1990)]
- Shabaev V M *Phys. Rep.* **356** 119 (2002)
- Blundell S A et al. *Phys. Rev. A* **48** 2615 (1993); Lindgren I et al. *Phys. Rev. A* **51** 1167 (1995)
- Persson H et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 204 (1996)
- Artemyev A N, Shabaev V M, Yerokhin V A *Phys. Rev. A* **56** 3529 (1997)
- Yerokhin V A, Artemyev A N, Shabaev V M *Phys. Lett. A* **234** 361 (1997)
- Artemyev A N et al. *Phys. Rev. A* **60** 45 (1999); Yerokhin V A et al. *Phys. Rev. A* **60** 3522 (1999); Yerokhin V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 4699 (2000); Sapirstein J, Cheng K T *Phys. Rev. A* **64** 022502 (2001); Andreev O Yu et al. *Phys. Rev. A* **67** 012503 (2003)
- Artemyev A N et al. *Phys. Rev. A* **71** 062104 (2005)
- Artemyev A N et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 173004 (2007)
- Yerokhin V A, Indelicato P, Shabaev V M *Phys. Rev. Lett.* **91** 073001 (2003); Ерохин В А, Инделикато П, Шабаев В М *ЖЭТФ* **128** 322 (2005) [Yerokhin V A, Indelicato P, Shabaev V M *JETP* **101** 280 (2005)]
- Yerokhin V A, Indelicato P, Shabaev V M *Phys. Rev. Lett.* **97** 253004 (2006)
- Лабзовский Л Н, в сб. *Доклады 17-го Всесоюзного съезда по спектроскопии, Минск, 1971 Ч. 2 Теория атомных спектров* (М., 1972) с. 89
- Браун М А *ЖЭТФ* **64** 413 (1973) [Braun M A *Sov. Phys. JETP* **37** 211 (1973)]
- Шабаев В М *ТМФ* **63** 394 (1985) [Shabaev V M *Theor. Math. Phys.* **63** 588 (1985)]
- Шабаев В М *ЯФ* **47** 107 (1988) [Shabaev V M *Sov. J. Nucl. Phys.* **47** 69 (1988)]
- Yelkhovskiy A S, Preprint No. 94-27 (Novosibirsk: Budker Inst. of Nucl. Phys., 1994); Pachucki K, Grotch H *Phys. Rev. A* **51** 1854 (1995); Shabaev V M *Phys. Rev. A* **57** 59 (1998); Adkins G S, Morrison S, Sapirstein J *Phys. Rev. A* **76** 042508 (2007)
- Artemyev A N, Shabaev V M, Yerokhin V A *Phys. Rev. A* **52** 1884 (1995)
- Plunien G, Soff G *Phys. Rev. A* **51** 1119 (1995); **53** 4614 (1996)
- Nefiodov A V et al. *Phys. Lett. A* **222** 227 (1996)
- Kozhedub Y S et al. *Phys. Rev. A* **77** 032501 (2008)
- Klaft I et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 2425 (1994)
- Crespo López-Urrutia J R et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 826 (1996); *Phys. Rev. A* **57** 879 (1998)
- Seelig P et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 4824 (1998)
- Beiersdorfer P et al. *Phys. Rev. A* **64** 032506 (2001)
- Shabaev V M et al. *Phys. Rev. A* **56** 252 (1997)
- Sen'kov R A, Dmitriev V F *Nucl. Phys. A* **706** 351 (2002)
- Elizarov A A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **235** 65 (2005)
- Shabaev V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 3959 (2001)
- Häffner H et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 5308 (2000)
- Shabaev V M *Phys. Rev. A* **64** 052104 (2001)
- Shabaev V M, Yerokhin V A *Phys. Rev. Lett.* **88** 091801 (2002)
- Yerokhin V A, Indelicato P, Shabaev V M *Phys. Rev. Lett.* **89** 143001 (2002)
- Verdú J et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 093002 (2004)
- Mohr P J, Taylor B N *Rev. Mod. Phys.* **77** 1 (2005)
- Shabaev V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 253002 (2006)
- Khriplovich I B *Phys. Scripta* **T112** 52 (2004)
- Wood C S et al. *Science* **275** 1759 (1997); Bennett S C, Wieman C E *Phys. Rev. Lett.* **82** 2484; **83** 889 (1999)
- Dzuba V A, Flambaum V V, Ginges J S M *Phys. Rev. D* **66** 076013 (2002)
- Derevianko A *Phys. Rev. Lett.* **85** 1618 (2000)

48. Kozlov M G, Porsev S G, Tupitsyn I I *Phys. Rev. Lett.* **86** 3260 (2001)  
 49. Johnson W R, Bednyakov I, Soff G *Phys. Rev. Lett.* **87** 233001 (2001)  
 50. Kuchiev M Yu *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35** L503 (2002); Kuchiev M Yu, Flambaum V V *Phys. Rev. Lett.* **89** 283002 (2002); *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **36** R191 (2003)  
 51. Milstein A I, Sushkov O P, Terekhov I S *Phys. Rev. Lett.* **89** 283003 (2002); *Phys. Rev. A* **67** 062103 (2003)  
 52. Shabaev V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 213002 (2005); *Phys. Rev. A* **72** 062105 (2005)  
 53. Flambaum V V, Ginges J S M *Phys. Rev. A* **72** 052115 (2005)  
 54. Rosner J L *Phys. Rev. D* **65** 073026 (2002)  
 55. Labzowsky L N et al. *Phys. Rev. A* **63** 054105 (2001)

PACS numbers: 06.20.Jr, 06.30.Ft, 12.20.Fv, 32.10.Fn, 32.30.Jc, 42.62.Fi  
 DOI: 10.3367/UFNr.0178.200811g.1225

## Прецизионная лазерная спектроскопия холодных атомов и поиск дрейфа постоянной тонкой структуры

Н.Н. Колачевский

### 1. Введение

В данном докладе представлены основные научные результаты, полученные в течение нескольких последних лет сотрудниками лаборатории оптики активных сред Отделения оптики ФИАН. Целью работ является поиск и исследование высокодобротных оптических резонансов в атомных ансамблях. Это позволяет проводить чувствительные тесты фундаментальных физических теорий и открывает возможность создания перспективных реперов частот оптического диапазона. Представлен новый лабораторный метод поиска дрейфа постоянной тонкой структуры с использованием гребенки частот фемтосекундного лазера и выполнены чувствительные экспериментальные тесты теории квантовой электродинамики. Начаты работы по лазерному охлаждению атома тулия, обладающего узким переходом в области 1,14 мкм. Осуществлен экспериментальный и теоретический анализ возможности охлаждения, определены наиболее перспективные для охлаждения переходы. Разработано новое поколение сверхстабильных оптических резонаторов для стабилизации частоты лазерных систем, что позволяет регистрировать оптические резонансы с субгерцевым разрешением. Создана компактная магнито-оптическая ловушка для атомов рубидия, проведены исследования взаимодействия излучения фемтосекундного лазера с лазерно-охлажденным ансамблем атомов.

Область прецизионной лазерной спектроскопии и лазерного охлаждения атомных ансамблей относится к одной из наиболее динамично развивающихся в современной физике. В последнее десятилетие наиболее яркие достижения были отмечены Нобелевскими премиями по физике: за разработку методов охлаждения и захвата атомов лазерным излучением (1997 г.), за экспериментальное обнаружение конденсации Бозе–Эйнштейна в разреженных газах щелочных атомов (2001 г.) и за вклад в разработку методов прецизионной спектроскопии и создание частотной гребенки фемтосекундного лазера (2005 г.) [1]. Активные исследования в области прецизионной лазерной спектроскопии и метрологии начались около 30 лет назад [2, 3], однако потребовался длитель-

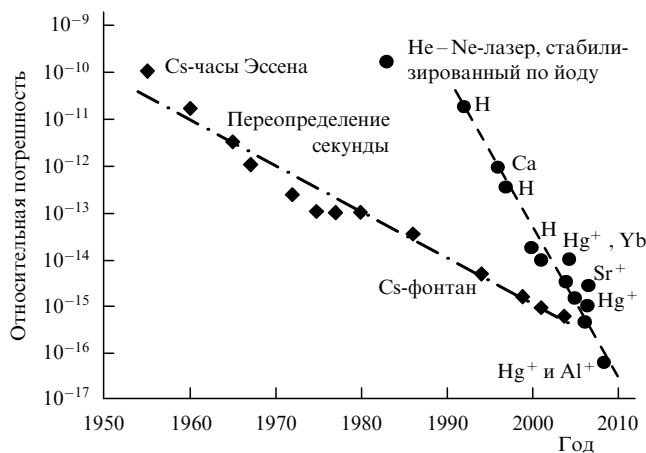
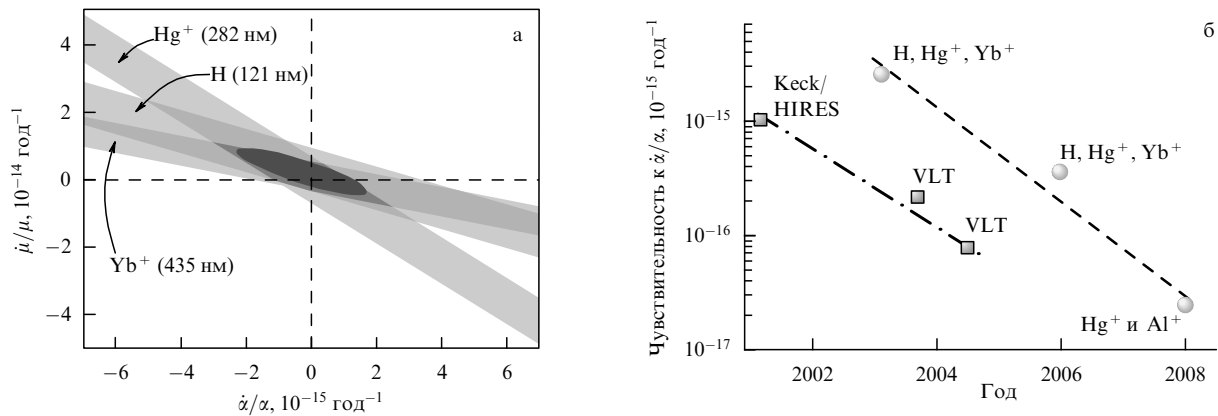


Рис. 1. Динамика снижения погрешности микроволновых (ромбы, штрихпунктирная линия) и оптических (кружки, штриховая линия) реперов частоты. Существенный прогресс в области разработки оптических стандартов связан с развитием новых сверхстабильных лазерных систем, метода измерения и сравнения оптических частот с помощью оптической гребенки, а также с разработкой новых объектов для спектроскопии на основе захваченных и охлажденных атомов и ионов.

ный путь для того, чтобы приблизиться к уровню погрешности измерений  $10^{-17}$ – $10^{-18}$ , намеченному в пионерских работах А.Л. Шавлова, В.П. Чеботаева, В.С. Летохова, Т.В. Хэнша, Дж. Холла и других классиков нелинейной лазерной спектроскопии. В результате многолетней работы ученых из метрологических и лазерных центров США, Германии, России, Франции, Англии и других стран удалось снизить относительную погрешность реперов оптического диапазона вплоть до уровня  $2 \times 10^{-17}$  [4], что на порядок превышает точность наилучших первичных стандартов — цезиевых фонтанов [5]. На рисунке 1а представлено сравнение относительной погрешности стандартов микроволнового и оптического диапазонов.

Быстрый прогресс оптических стандартов во многом связан с разработкой простых в использовании и обладающих превосходными характеристиками лазерных систем, удовлетворяющих самым строгим требованиям экспериментаторов. Лазерные системы используются для охлаждения и удержания атомов и ионов в ловушках, подготовки их внутренних состояний, а также для спектроскопии сверхузких "часовых" переходов в одиночных ионах (см., например, [6, 7]), ансамблях лазерно-охлажденных нейтральных атомов [8, 9] и атомных пучках [10, 11]. Разрабатываются принципиально новые схемы охлаждения, захвата и спектроскопии атомов [4, 12, 13], позволяющие выполнять исследования при минимальном влиянии внешних возмущений на часовой переход. В свою очередь, использование гребенки оптических частот на основе фемтосекундного лазера с пассивной синхронизацией мод [14] открыло возможность проводить прямое сравнение реперов радиочастотного и оптического диапазонов, связав их воедино простым и универсальным "мостом".

Столь точные измерения и сравнения частот оптического диапазона являются не только важным рубежом в современной метрологии, но и открывают новые возможности для проведения чувствительных тестов фундаментальных теорий. К одной из актуальных задач со-



**Рис. 2.** (а) Модельно-независимый метод поиска возможного дрейфа фундаментальных констант, опирающийся на совместный анализ независимых результатов измерения частот абсолютных переходов в атомах и ионах. Эллипсом отмечен доверительный интервал ( $1\sigma$ ) для относительных дрейфов постоянной тонкой структуры  $\dot{\alpha}/\alpha$  и приведенного магнитного момента ядра  $^{133}\text{Cs}$   $\dot{\mu}/\mu$ . (б) Сравнение чувствительности астрофизических (квадраты, штрихпунктирная линия) и лабораторных (кружки, штриховая линия) методов к возможному линейному дрейфу постоянной тонкой структуры.

временной физики относится вопрос постоянства во времени фундаментальных констант, в частности постоянной тонкой структуры  $\alpha$ . Поднятый более 70 лет назад П.А.М. Дираком [15] вопрос о постоянстве  $\alpha$ , который затрагивает основы физических теорий, до сих пор не получил ответа, несмотря на непрекращающиеся исследования в этом направлении. Возможность дрейфа константы связи электромагнитного взаимодействия допускается рядом физических теорий (см., например, обзоры [16–18]), однако, поскольку ни одна из них не предсказывает значение этого дрейфа, задача поиска дрейфа лежит в области эксперимента.

В 2003 г. нами было выполнено измерение абсолютной частоты часового перехода  $1S-2S$  в атоме водорода (H) с точностью до 14-го десятичного знака [19], на основании чего был разработан новый лабораторный модельно-независимый метод определения возможного дрейфа  $\alpha$ , графически представленный на рис. 2а [20]. В методе используется экспериментальное ограничение на дрейф частот оптических переходов, измеренных по отношению к частоте первичного стандарта с помощью частотной гребенки, а также учитывается различная чувствительность частот переходов к величине  $\alpha$ , связанная с релятивистскими эффектами [21]. Кроме данных по частоте перехода  $1S-2S$  в атоме водорода для совместного анализа привлекались данные из метрологических центров США (ион  $\text{Hg}^+$  [22]) и Германии (ион  $\text{Yb}^+$  [23]), что позволило наложить ограничение на дрейф постоянной тонкой структуры на уровне  $\dot{\alpha}/\alpha = (-0,9 \pm 2,9) \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}$ . Была достигнута чувствительность к линейному дрейфу  $\alpha$  на уровне  $3 \times 10^{-15} \text{ год}^{-1}$  (верхняя точка на рис. 2б), что сопоставимо с погрешностью результата анализа спектров поглощения квазаров (в предположении линейного дрейфа  $\alpha$ ), выполненного с помощью комплекса телескоп Keck/спектрометр HIRES (High Resolution Echelle Spectrometer) [24]. На тот момент времени это была наиболее строгая оценка, полученная на основе анализа астрофизических данных.

Результат анализа [24] указывал на то, что в период около  $10^{10}$  лет назад значение  $\alpha$  отличалось от сегодняшнего значения на  $\Delta\alpha/\alpha = (-7,2 \pm 1,8) \times 10^{-6}$ , что стимулировало дальнейшие исследования в данном направлении. В 2003–2004 гг. были проанализированы данные,

полученные с помощью телескопа VLT (Very Large Telescope) [25, 26], которые, напротив, свидетельствовали о неизменности значения  $\alpha$ , имевшегося в прошлом, по отношению к сегодняшнему значению на уровне достоверности  $|\Delta\alpha/\alpha| < 10^{-6}$ . Комплекс данных, зарегистрированных для различных астрофизических объектов, остается противоречивым (так, например, в работе [27] приводится ненулевое значение дрейфа отношения массы электрона и протона), что указывает на необходимость дальнейших исследований.

Однако получивший развитие лабораторный метод [20], опирающийся на анализ измерений абсолютных частот часовых переходов в различных атомных системах с помощью фемтосекундной гребенки частот, уже в 2005 г. позволил повысить чувствительность к линейному дрейфу на порядок величины (рис. 1б) [28, 29]. Наиболее строгое на сегодня ограничение наложено группой из Национального института стандартов и технологий (NIST), США, которая воспользовалась фемтосекундной гребенкой для прямого сравнения частот часовых переходов в ионах ртути и алюминия. Было установлено ограничение на уровне  $\dot{\alpha}/\alpha = (-1,6 \pm 2,3) \times 10^{-17} \text{ год}^{-1}$ , что примерно на порядок опережает чувствительность лучших астрофизических тестов [4]. Комбинация большего количества независимых данных, измерения часовых переходов в сильнорелятивистских системах и увеличение интервала времени, на котором выполняются исследования, позволяет рассчитывать на увеличение чувствительности лабораторных методов в ближайшие несколько лет вплоть до  $10^{-18} \text{ год}^{-1}$ , а в перспективе — вплоть до  $10^{-20} \text{ год}^{-1}$ .

Несколько лет назад нашей группой (ФИАН) был предложен новый репер оптических частот, основанный на дипольно-запрещенном переходе на длине волны 1,14 мкм в атоме тулия. Потенциальная добротность этого резонанса достигает  $2 \times 10^{14}$ , что позволяет рассчитывать на погрешность измерения частоты в облаке из  $10^5-10^6$  атомов, сопоставимую с таковой для стандартов на одиночных ионах и на нейтральных атомах в оптических решетках и, таким образом, получить независимую информацию по ограничению на дрейф  $\alpha$  с помощью сильнорелятивистского атома тулия. Для регистрации резонансов с герцевым разрешением не-

обходимо обеспечить длительное время взаимодействия атомного ансамбля с лазерным излучением, что возможно только в случае работы с охлажденными и локализованными атомами. Требуется также разработка сверхстабильной лазерной системы для спектроскопии часового перехода. Атом тулия широко используется как легирующий элемент в волоконных и твердотельных лазерах, однако возможность лазерного охлаждения и прецизионной спектроскопии этого атома до сих пор не рассматривалась.

В данном докладе описаны шаги, сделанные на пути реализации указанной задачи. В разделе 2 рассматривается возможность лазерного охлаждения атома тулия с помощью методов субдоплеровской спектроскопии. В разделе 3 представлены достижения нашей группы в области стабилизации лазерных систем по внешним опорным резонаторам и кратко излагаются некоторые результаты применения сверхстабильных лазерных систем в спектроскопии атома водорода. Раздел 4 посвящен результатам исследования взаимодействия фемтосекундного излучения с ансамблем лазерно-охлажденных атомов рубидия-87 в магнито-оптической ловушке.

## 2. Возможность лазерного охлаждения тулия

За последнее десятилетие достигнут значительный прогресс в области лазерного охлаждения элементов редкоземельной группы. По сравнению с охлаждением буферным газом в магнито-дипольной ловушке, продемонстрированным в работе [30], лазерное охлаждение позволяет достичь более низких температур, обеспечивает возможность спектроскопии узких переходов практически в отсутствие внешних возмущений, а также позволяет осуществлять манипуляции с отдельными атомами и их группами. Несмотря на трудность, связанную со сложной структурой спектров лантаноидов, научными коллективами из США было продемонстрировано лазерное охлаждение атомов иттербия [31] и эрбия [32] на переходах, лежащих в синей области спектра (400 нм). Интерес к редкоземельным атомам вызван перспективностью их использования в метрологии и исследовании сверхузких резонансов [9], исследовании столкновений при сверхнизких температурах и в бозе-конденсатах [33], а также возможностью имплан-

тации этих атомов в твердые подложки с целью решения задач нанотехнологий [34] и квантовой информатики [35].

### 2.1. Исследование охлаждающих переходов

Атом тулия (Tm) имеет одну электронную вакансию в 4f-оболочке (конфигурация основного состояния  $4f^{13}6s^2(^2F^0)$ ), причем в естественной смеси содержится лишь один изотоп  $^{169}\text{Tm}$  со спином ядра  $I = 1/2$ , что приводит к расщеплению каждого электронного уровня на два сверхтонких компонента. Основное состояние атома тулия включает в себя два компонента тонкой структуры (рис. 3а) с квантовыми числами полного момента электронной оболочки  $J_g = 7/2$  и  $J'_g = 5/2$ , расщепление между которыми составляет  $2,6 \times 10^{14}$  Гц ( $\lambda = 1,14$  мкм). Поскольку электрический дипольный переход между этими подуровнями запрещен, можно ожидать длительного (вплоть до нескольких десятых секунды) времени жизни состояния  $J'_g = 5/2$ . В работах [30, 36] показано, что в результате экранирования 4f-оболочки внешней замкнутой 6s<sup>2</sup>-оболочкой влияние столкновений на частоту перехода между компонентами основного состояния  $J_g = 7/2$  и  $J'_g = 5/2$  существенно уменьшается.

Охлаждение атомов является обязательным для создания современного прецизионного репера частот, поскольку при этом обеспечивается подавление эффекта Доплера, длительное время взаимодействия с излучением, а также возникает возможность исследования переходов практически в отсутствие внешних полей. Для лазерного охлаждения атомов необходимо возбуждать интенсивный циклический переход, который можно насытить излучением лазера. В случае атома тулия такими переходами могут являться дипольно-разрешенные переходы с подуровня основного состояния  $4f^{12}6s^2$  ( $J_g = 7/2$ ,  $F = 4$ ) на возбужденные уровни с ( $J_e = 9/2$ ,  $F = 5$ ), где  $F$  — квантовое число полного момента атома.

Среди возбужденных уровней Tm можно выбрать в качестве кандидатов, удовлетворяющих перечисленным критериям, три уровня:  $4f^{12}(^3\text{H}_6)5d_{5/2}6s^2$  ( $18837 \text{ см}^{-1}$ ),  $4f^{12}(^3\text{F}_4)5d_{5/2}6s^2$  ( $23782 \text{ см}^{-1}$ ) и  $4f^{12}(^3\text{H}_5)5d_{3/2}6s^2$  ( $24349 \text{ см}^{-1}$ ). Наиболее длинноволновый переход  $\lambda = 530,7$  нм, который можно возбуждать второй гармо-

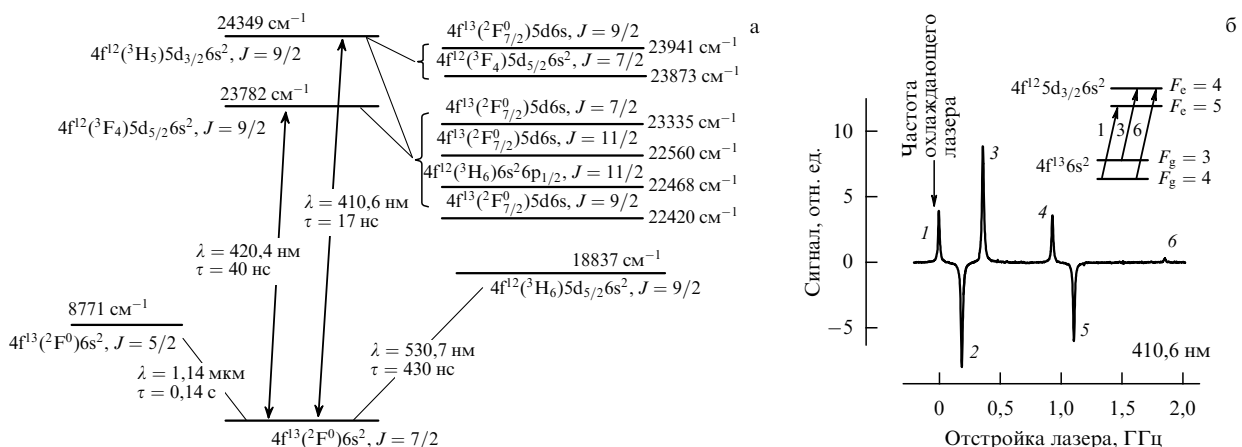


Рис. 3. (а) Схема исследуемых уровней атома тулия. (б) Экспериментально зарегистрированный спектр насыщенного поглощения на длине волны  $\lambda = 410,6$  нм. Указана необходимая частота стабилизации охлаждающего лазера.

ником лазера на кристалле Nd:GSGG (Gadolinium Scandium Gallium Garnet), является полностью циклическим, однако его относительно низкая вероятность,  $A = 2,3 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ , не позволяет загружать ловушку из пучка атомов при комнатной температуре. Однако этот переход может эффективно использоваться при работе с предварительно охлажденными атомами. Два других перехода на длинах волн 420,4 нм и 410,6 нм, которые могут быть возбуждены второй гармоникой лазера на сапфире, активированном титаном, обладают значительными вероятностями ( $2,43 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$  и  $6,36 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$  соответственно [37]), что является достаточным для торможения атомов со скоростями 200 м с<sup>-1</sup> на расстоянии в несколько десятков сантиметров. Переходы не являются полностью циклическими, и существует вероятность распада возбужденных состояний на близлежащие уровни противоположной четности (рис. 3а).

Нами проведен цикл экспериментальных исследований, на основании которых сделан вывод о возможности лазерного охлаждения тулия.

Переходы с  $\lambda = 420,4 \text{ нм}$  и  $\lambda = 410,6 \text{ нм}$  были исследованы методом лазерной спектроскопии насыщения во встречных пучках одинаковой частоты [38]. Пример спектра приведен на рис. 3б. Возбуждение переходов производилось второй гармоникой лазера на сапфире, активированном титаном. Пары тулия создавались с помощью вакуумной печи, нагреваемой до температуры 700 °С.

Были определены сверхтонкие расщепления возбужденных уровней исследуемых переходов, причем некоторые из них впервые, а для остальных погрешность была снижена в несколько раз (см. табл.). Данное исследование позволяет идентифицировать линии и настроить лазер на частоту, необходимую для лазерного охлаждения. Сделан вывод о том, что в данной схеме уровней лазер перекачки, скорее всего, не требуется. Кроме того, уточнены константы распада верхних уровней, которые определяют скорость охлаждения атомов и доплеровский предел температуры лазерно-охлажденного ансамбля.

**Таблица.** Сверхтонкое расщепление возбужденных состояний в атоме тулия, исследованных нами [38]. Приведено также сверхтонкое расщепление основного состояния

Энергия, см <sup>-1</sup>	Уровень	$J$	Расщепление, МГц	Литература
0	$4f^{13}6s^2(^2F^0)$	7/2	-1496,550(1)	[39]
23 781,698	$4f^{12}(^3F_4)5d_{5/2}6s^2$	9/2	-1586,6(8)	[38]
23 873,207	$4f^{12}(^3F_4)5d_{5/2}6s^2$	7/2	+1411,0(7)	[38]
24 348,692	$4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$	9/2	-1856,5(2,5)	[40]
			-1857,5(8)	[38]
24 418,018	$4f^{13}(^2F_{7/2}^0)6s6p(^1P^0)$	5/2	-1969,4(1,3)	[38]

Для определения коэффициента ветвления исследуемых переходов (отношение вероятности неблагоприятных распадов верхних уровней (рис. 3а) к полной вероятности распада) были вычислены вероятности распадов индивидуально для каждой пары уровней противоположной четности. Для этого использовался пакет программ Cowan [41], позволяющий рассчитывать энергии уровней многоэлектронных нейтральных атомов и соответствующие вероятности переходов. Определено, что коэффициенты ветвления для исследуемых перехо-

дов составляют соответственно

$$k_{410 \text{ нм}} = 1_{-0,5}^{+1} \times 10^{-5}, \quad (1)$$

$$k_{420 \text{ нм}} = 5_{-2,5}^{+5} \times 10^{-5}. \quad (2)$$

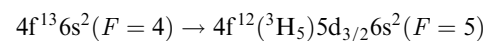
Поскольку для охлаждения атома тулия с начальной скоростью 200 м с<sup>-1</sup> необходимо рассеять 35 000 фотонов, потери атомов в цикле охлаждения составят (консервативно) около 97 % для перехода  $\lambda = 420,4 \text{ нм}$  и около 50 % для перехода  $\lambda = 410,6 \text{ нм}$ . Таким образом, переход  $\lambda = 410,6 \text{ нм}$  является наиболее подходящим для лазерного охлаждения атомов тулия и захвата их магнито-оптической ловушкой (МОЛ). Выполнен расчет зеемановского охладителя [42], результаты которого позволяют сделать вывод о том, что около 5 % атомов пучка при температуре 1100 К могут быть охлаждены лазером до температуры, соответствующей скорости 20 м с<sup>-1</sup>, и в последующем захвачены в МОЛ.

Выполнен расчет вероятности магнито-дипольного перехода между тонкими подуровнями основного состояния. Вероятность перехода составляет  $A = 7(2) \text{ с}^{-1}$ , что соответствует естественной ширине линии 1,3 Гц и добротности перехода  $2 \times 10^{14}$ .

## 2.2. Выводы

Лазерно-охлажденные атомы тулия представляют значительный интерес для задач прецизионной спектроскопии. Существенное экранирование 4f-оболочки позволяет регистрировать узкие линии в плотных атомных ансамблях, причем дискретный, атомно-подобный спектр сохраняется даже при имплантации в твердотельные подложки. Так, часовой переход с  $\lambda = 1,14 \text{ мкм}$ , обладающий добротностью  $2 \times 10^{14}$ , сильно экранирован от столкновений [36], что открывает возможность регистрации узких невозмущенных резонансов в плотном облаке атомов, захваченных магнито-оптической ловушкой.

Нами показано, что эффективное лазерное охлаждение тулия можно реализовать с помощью излучения, настроенного на переход



с длиной волны 410,6 нм, при этом лазер перекачки, скорее всего, не потребуются. Расчет показывает, что при температуре 1100 К можно затормозить до скоростей 20 м с<sup>-1</sup> около 5 % атомов теплового пучка, которые затем могут быть захвачены магнито-оптической ловушкой. При этом в ловушке может удерживаться около  $10^6$  атомов при температуре  $T_D = 230 \text{ мкК}$  (доплеровский предел). Дальнейшее охлаждение атомов возможно либо с помощью использования методов субдоплеровского охлаждения, либо посредством переключения на переход с длиной волны 530,7 нм, которому соответствует  $T_D = 9 \text{ мкК}$ .

В настоящее время нами проводятся работы по созданию магнито-оптической ловушки для атома тулия.

## 3. Стабилизация лазеров на субгерцевом уровне

Для исследования узких оптических переходов в атомных системах требуются лазерные источники, характери-

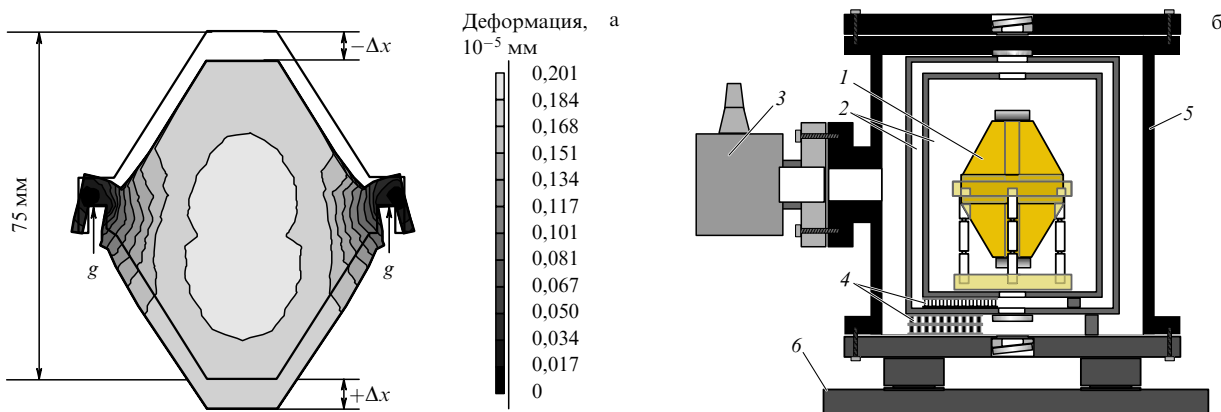


Рис. 4. (а) Симметричный резонатор с вертикальной осью под воздействием вертикального ускорения. (б) Вертикальный резонатор с охлаждающей и вакуумной системами в сборе: 1 — резонатор, 2 — охлаждаемые дюралевые экраны, 3 — ионно-геттерный насос, 4 — элементы Пельтье, 5 — вакуумная камера, 6 — оптический стол с активной системой подавления вибраций.

стики которых не должны ограничивать разрешение системы. Для того чтобы регистрировать резонансы герцевой ширины (см., например, [4, 9]), требуются лазеры, флуктуации частоты которых не превышают нескольких десятых герца. Это накладывает жесткие требования на конструкцию опорных резонаторов, относительно частоты которых производится стабилизация частоты лазерного излучения. Действительно, воспользовавшись соотношением  $\delta l/l = \delta v/v$  (где  $l$  — длина резонатора,  $v$  — частота лазерного поля), получим, что изменение частоты на 1 Гц соответствует смещению одного из зеркал резонатора с  $l = 0,1$  м менее чем на  $10^{-15}$  м или на один радиус протона! Вибрация зеркал, колебания температуры, флуктуации мощности излучения внутри резонатора приводят к нестабильности длины резонатора и, следовательно, частоты стабилизированного лазера. Актуальной задачей является создание компактной и простой в использовании конструкции опорного резонатора, обеспечивающего стабилизацию частоты лазера на субгерцевом уровне.

### 3.1. Вертикальные резонаторы с температурной компенсацией

Внешние активные и пассивные системы подавления вибраций и флуктуаций температуры окружающей среды позволяют лишь до некоторой степени уменьшить влияние таких воздействий, что обычно оказывается недостаточным для выполнения перечисленных выше требований. Дополнительное подавление флуктуаций можно обеспечить за счет специальной конструкции самого резонатора, наименее чувствительной к вибрациям и флуктуациям температуры. Разработкой таких систем занимается ряд групп в ведущих научных центрах (см., например, [43–49]). Значительный прогресс в стабильности резонаторов был достигнут за счет специальной подвески, плоскость которой проходит через центр тяжести системы [43, 46].

Нашей группой реализована конструкция вертикального резонатора с симметричной подвеской, представленная на рис. 4а. Как видно из рисунка, вертикальное ускорение приводит к симметричному сжатию и растяжению верхней и нижней частей соответственно, при этом расстояние между торцами остается неизменным. Такая конструкция резонатора и подвески позволяет

существенно уменьшить воздействие вертикальных вибраций. К торцам резонатора, изготовленного из специального стекла ULE (Ultra Low Expansion glass [50]), на оптическом контакте прикреплены два зеркала с многослойным покрытием, обеспечивающим резкость резонатора  $4 \times 10^5$  на длине волны 972 нм. Выбор длины волны обусловлен тем, что такая длина волны соответствует четвертой субгармонике излучения, необходимого для двухфотонного возбуждения перехода  $1S-2S$  в атоме водорода (243 нм). Резонатор помещен в вакуумную камеру, находящуюся под непрерывной откачкой ионно-геттерным насосом (рис. 4б), остаточный вакуум в камере составляет  $10^{-8}$  мбар. Для подавления вибраций в горизонтальном направлении резонатор устанавливался на оптический стол, снабженный активной системой подавления вибраций.

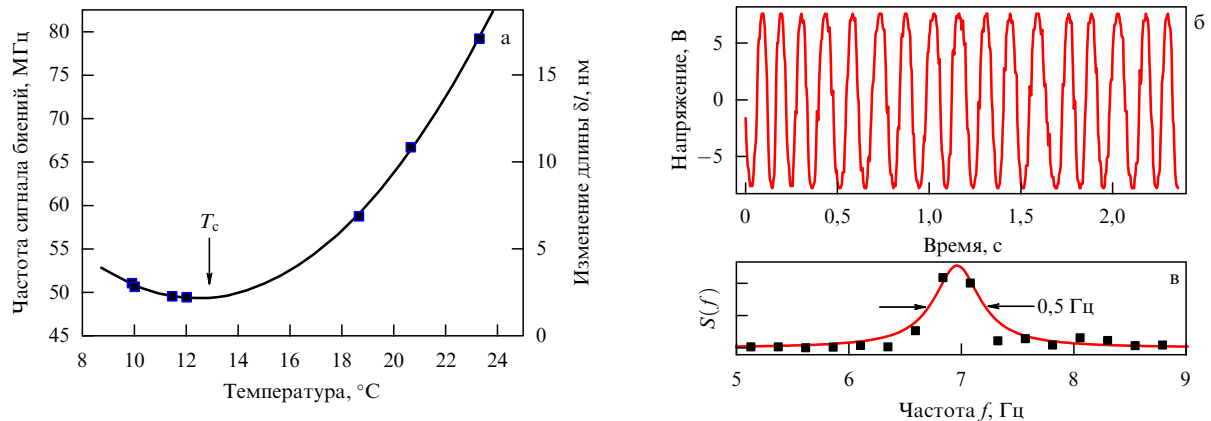
Существенным фактором, оказывающим влияние на стабильность резонатора, являются флуктуации температуры окружающей среды. Обычно резонаторы снабжаются сложными многоступенчатыми системами температурной компенсации и изготавливаются из специального материала с минимальным коэффициентом теплового расширения. Так, стекло ULE обладает специфической зависимостью длины от температуры, выражающейся в виде

$$\frac{\delta l}{l} \sim 10^{-9}(T - T_c)^2, \quad (3)$$

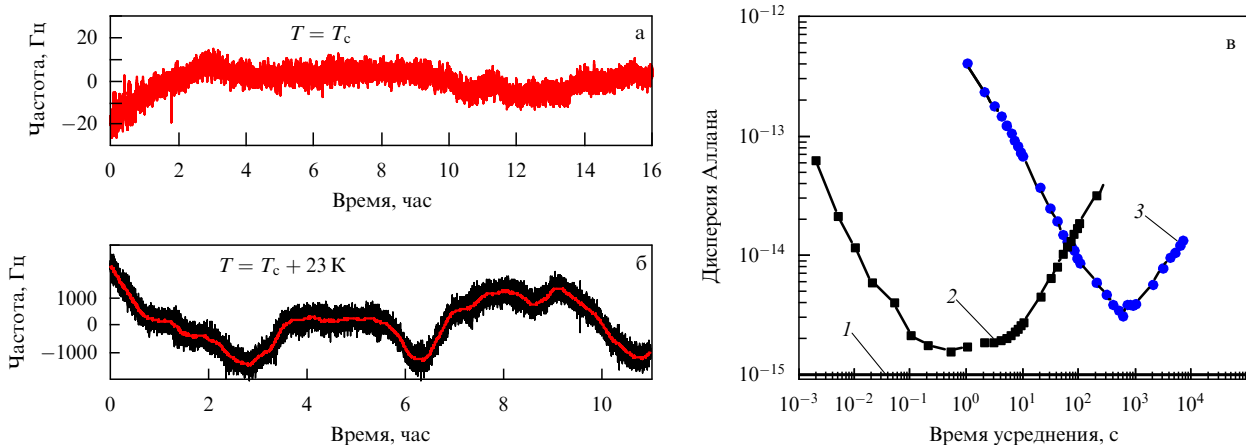
где  $T_c$  — так называемая критическая температура, при которой длина достигает минимума, а линейный коэффициент теплового расширения обращается в нуль. Обычно  $T_c$  ниже комнатной температуры, и вследствие конденсации влаги система внешней температурной стабилизации фактически не применима. До сих пор на практике фактически не использовались охлаждаемые резонаторы, способные обеспечивать стабилизацию лазеров на протяжении многих дней.

Нами был реализован метод охлаждения резонатора до  $T_c$  [49] с помощью элементов Пельтье, помещенных в вакуумную камеру, и многоступенчатых тепловых экранов (рис. 4б). При этом система температурной стабилизации существенно упрощается и проблемы конденсации не возникает. Полупроводниковый лазер в конфигурации Литтрова был стабилизирован относительно пика





**Рис. 5.** (а) Определение критической температуры  $T_c$  резонатора из ULE. (б) Осциллограмма сигнала биений двух лазеров, стабилизированных относительно двух независимых резонаторов. (в) Спектральная плотность мощности сигнала биений, представленного на рис. б.



**Рис. 6.** (а) Частота резонатора, стабилизированного при температуре  $T_c$ . Вычтен линейный дрейф  $63$  мГц  $\text{с}^{-1}$ . (б) Стабильность частоты резонатора при температуре  $T_c + 23$  К. (в) Графики дисперсии Аллана для теплового шума резонатора (кривая 1), для сигнала биений двух резонаторов, один из которых стабилизирован при  $T_c$ , а второй — при  $T_c + 23$  К (кривая 2), и для сигнала биений резонатора при  $T_c$  и гребенки частот, стабилизированной по активному водородному мазеру (кривая 3).

пропускания резонатора с помощью электронной петли обратной связи [51]. Были созданы две независимые системы, что позволило выполнить эксперименты по определению  $T_c$  и исследованию стабильности частоты каждой из систем.

На рисунке 5а представлена зависимость частоты сигнала биений двух стабилизированных полупроводниковых лазеров от температуры одного из резонаторов (рис. 4б). Из графика видно, что длина резонатора достигает минимума при  $T_c = 12,5$  °C, соответственно при этом резонатор обладает наименьшей чувствительностью к колебаниям внешней температуры. Система стабилизации температуры позволяет удерживать температуру вблизи  $T_c$  с точностью около 1 мК, что соответствует чувствительности частоты резонатора к колебаниям температуры на уровне  $50$  Гц  $\text{мК}^{-1}$ .

Для исследования частотных характеристик стабилизированного лазера на коротких временах была записана осциллограмма частоты биений, гетеродинированная в область низких частот (рис. 5б). Фурье-анализ сигнала показывает, что ширина спектра излучения каждого из лазеров не превышает  $0,5$  Гц при времени усреднения  $2$  с (рис. 5в).

Для того чтобы охарактеризовать стабильность на длительных временах и определить характеристики дрейфа резонатора, частота лазера измерялась с помощью гребенки частот, стабилизированной по сигналу активного водородного мазера. Лазер, стабилизированный относительно резонатора при температуре  $T_c$ , показывает практически линейный дрейф частоты на уровне  $50$  мГц  $\text{с}^{-1}$ , возникающий в результате старения (рекристаллизации) материала. Как видно из рис. 6а, отклонения от линейного дрейфа не превышают  $20$  Гц на временах порядка  $10$  ч. Для сравнения были измерены характеристики дрейфа резонатора, стабилизированного при температуре, существенно превышающей критическую:  $T_c + 23$  К. При этом чувствительность к флуктуациям температуры возрастает до  $\sim 10$  кГц  $\text{мК}^{-1}$ . Это подтверждается экспериментальными наблюдениями (рис. 6б).

Результаты полного анализа характеристик созданной лазерной системы представлены на рис. 6в в форме дисперсии Аллана [52]. Относительная нестабильность частоты двух независимых лазерных систем, одна из которых стабилизирована относительно частоты резонатора при температуре  $T_c$ , а вторая — относительно



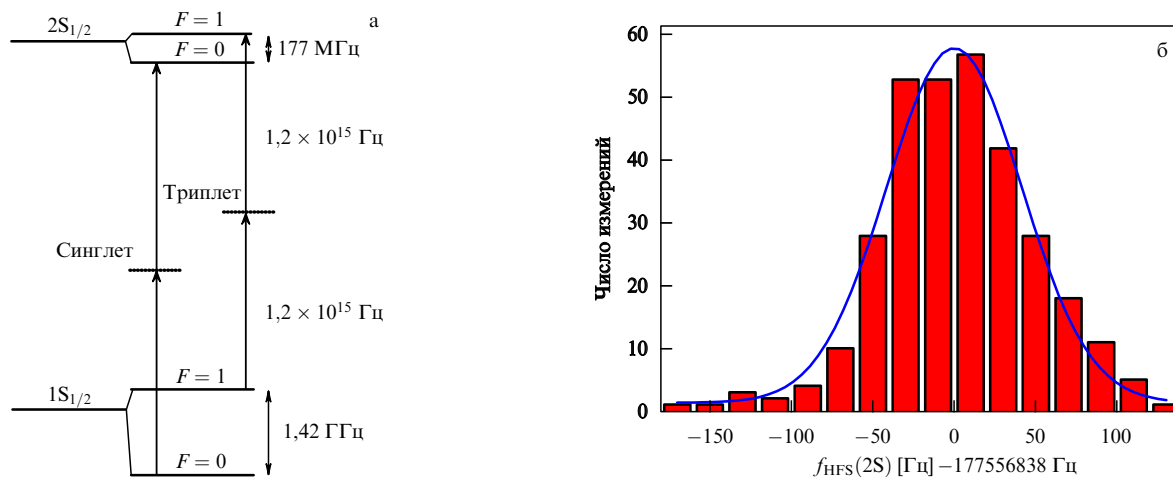


Рис. 7. (а) Схема измерения сверхтонкого расщепления уровня 2S методом двухфотонной спектроскопии перехода 1S–2S. (б) Гистограмма результатов измерения  $f_{\text{HFS}}(2\text{S})$  в атоме водорода и ее аппроксимация гауссовым контуром.

частоты другого резонатора при  $T_c + 23$  К (кривая 2) достигает уровня  $2 \times 10^{-15}$  на временном интервале 0,1–10 с, приближаясь к фундаментальному пределу тепловых шумов резонатора (кривая 1) [53]. Стабильность резонатора при  $T_c$  также охарактеризована с помощью частотной гребенки (кривая 3). Измерения показывают, что нестабильность данной лазерной системы остается на уровне нескольких единиц в пятнадцатом знаке в течение времени до нескольких сотен секунд.

### 3.2. Измерение сверхтонкого расщепления уровня 2S в атоме водорода

Созданная лазерная система была применена для измерения частоты сверхтонкого перехода уровня 2S в атоме водорода. Прецизионное измерение частоты этого расщепления  $f_{\text{HFS}}(2\text{S})$  позволяет провести чувствительный тест малых вкладов квантовой электродинамики [54, 55] на основе анализа специфической разности  $D_{21} = 8f_{\text{HFS}}(2\text{S}) - f_{\text{HFS}}(1\text{S})$  [56].

Ранее нами был предложен новый метод измерения  $f_{\text{HFS}}(2\text{S})$  с помощью двухфотонной спектроскопии перехода 1S–2S в атоме водорода [54]. Как видно из рис. 7а, в малых магнитных полях справедливо следующее соотношение:

$$f_{\text{HFS}}(2\text{S}) = f_{\text{HFS}}(1\text{S}) + f_{\text{triplet}} - f_{\text{singlet}}, \quad (4)$$

где  $f_{\text{triplet}}$  и  $f_{\text{singlet}}$  — частоты триплетного и синглетного двухфотонных переходов соответственно. Отсюда вытекает, что задача измерения сверхтонкого расщепления 2S-уровня сводится к измерению разности двух оптических частот, поскольку значение  $f_{\text{HFS}}(1\text{S})$  известно с точностью до 13-го знака [57].

Методика измерения  $f_{\text{HFS}}(2\text{S})$ , выполненного в 2008 г., аналогична представленной в [54] с тем отличием, что в качестве неабсолютного стабильного репера оптической частоты использовалось излучение диодного лазера с  $\lambda = 972$  нм, стабилизированного относительно резонатора, описанного в разделе 3.1. Результаты измерения представлены в виде гистограммы на рис. 7б. Гистограмма описывается гауссовым распределением с шириной 85 Гц, при этом отметим, что столь малый статистический разброс получается при вычитании двух опти-

ческих частот, каждая из которых равна  $2,26 \times 10^{15}$  Гц. Результат, полученный при предварительной обработке данных, составляет  $f_{\text{HFS}}(2\text{S}) = (177\,556\,840 \pm 5)$  Гц [58], что существенно уточняет результат предыдущего оптического измерения 2003 г. —  $(177\,556\,860 \pm 16)$  Гц [54]. Следует отметить, что новый результат, который примерно в пять раз превосходит по точности значение, полученное прямым радиочастотным методом  $(177\,556\,785 \pm 29)$  Гц [59], позволяет проводить анализ малых (на уровне  $< 10^{-7}$ ) поправок квантовой электродинамики связанных состояний в легких атомах, гармонично дополняя тесты, опирающиеся на анализ лэмбовского сдвига.

### 3.3. Выводы

Разработан и реализован новый тип вибрационно- и температурно-компенсированных опорных резонаторов, позволяющих стабилизировать лазерные системы с субгерцевой точностью. Такие компактные системы с характерными размерами  $50 \times 50 \times 50$  см<sup>3</sup> позволяют проводить исследования часовых переходов в различных атомных системах. Мы планируем использовать опорные резонаторы данной конструкции для спектроскопии часовых переходов в атомах тулия ( $\lambda = 1,14$  мкм) и водорода ( $\lambda = 0,92$  мкм). Создана лазерная система с  $\lambda = 972$  нм, обладающая спектральной шириной линии менее 0,5 Гц, монотонным дрейфом частоты около 50 мГц с<sup>-1</sup> и нестабильностью частоты на уровне не более  $5 \times 10^{-15}$  на временном интервале 0,1–100 с. Нестабильность частоты лазерной системы на этих временах практически полностью ограничивается фундаментальным пределом тепловых шумов опорного резонатора, находящегося при температуре около 300 К.

С использованием данной лазерной системы на длине волны  $\lambda = 972$  нм измерена величина сверхтонкого расщепления уровня 2S в атоме водорода, которая позволяет проводить тесты малых поправок квантовой электродинамики связанных состояний. Результат предварительной обработки данных измерения 2008 г., равный  $f_{\text{HFS}}(2\text{S}) = (177\,556\,840 \pm 5)$  Гц, примерно в пять раз точнее результата, полученного ранее методом прямого радиочастотного измерения [59].

#### 4. Взаимодействие лазерно-охлажденного $^{87}\text{Rb}$ с фемтосекундным излучением

Лазерное охлаждение атомов открывает уникальные возможности для исследования их внутренних состояний. Сегодня подавляющее большинство прецизионных спектроскопических исследований проводится с использованием методов лазерного охлаждения. Например, применение таких методов в цезиевых фонтанах позволило более чем на порядок повысить точность цезиевых стандартов, воспроизводящих единицу времени в СИ [5]. Охлаждение атомов в оптических реперах частоты до температур порядка 10 мК позволяет практически полностью устранить влияние эффекта Доплера и преодолеть ограничение, связанное с конечным временем взаимодействия с излучением. Разработка специальных методов опроса атомов либо в режиме свободного падения [8], либо в оптических решетках на "магической" длине волны [12] обеспечивает минимальное влияние внешних полей на частоту часового перехода.

Длительное время жизни лазерно-охлажденных атомов в области захвата позволяет уверенно регистрировать процессы, протекающие с характерными временами порядка 1 с, что было бы невозможно, например, при работе с пучками атомов. Одним из таких процессов является собственно возбуждение часового перехода: например, в атоме тулия ожидаемая скорость возбуждения перехода с  $\lambda = 1,14$  мкм составляет  $0,1 - 1 \text{ с}^{-1}$ . Регистрация таких процессов возможна либо при использовании метода квантовых скачков для малого количества удерживаемых атомов [60], либо методом измерения населенности основного состояния в большом

ансамбле. В обоих случаях акт возбуждения регистрируется в результате двухфотонного процесса: акта поглощения на длине волны часового перехода и регистрации люминесценции на другом переходе, в качестве которого обычно используется охлаждающий переход.

Для исследования многофотонных процессов в облаке лазерно-охлажденных атомов мы создали МОЛ для атомов  $^{87}\text{Rb}$  и проанализировали его взаимодействие с излучением фемтосекундного лазера.

##### 4.1. Магнито-оптическая ловушка для $^{87}\text{Rb}$

Нами была собрана МОЛ для атомов  $^{87}\text{Rb}$  (см., например, [61]). Особенностью конфигурации этой МОЛ является компактность и надежность системы: атомы захватываются в прямоугольной стеклянной кювете, откачанной до давления меньшего, чем  $10^{-9}$  мбар, а источником атомов служат специальные диспенсеры производства фирмы "SAES Getters", позволяющие посредством пропускания через них тока точно регулировать поток атомов рубидия. Охлаждающее лазерное излучение на длине волны 780 нм (переход  $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$  на рис. 8а) создается с помощью полупроводникового лазера, стабилизированного по резонансному переходу в рубидии, при этом отстройка частоты лазера от частоты резонанса составляет  $-12$  МГц. Для предотвращения заселения "темного" подуровня  $F=1$  основного состояния используется второй лазер перекачки. Излучение лазеров после тщательной балансировки интенсивностей направляется с шести сторон в стеклянную кювету. Центр пересечения пучков совмещен с трехмерным минимумом магнитного поля, создаваемого двумя катушками в антигельмгольцевской кон-

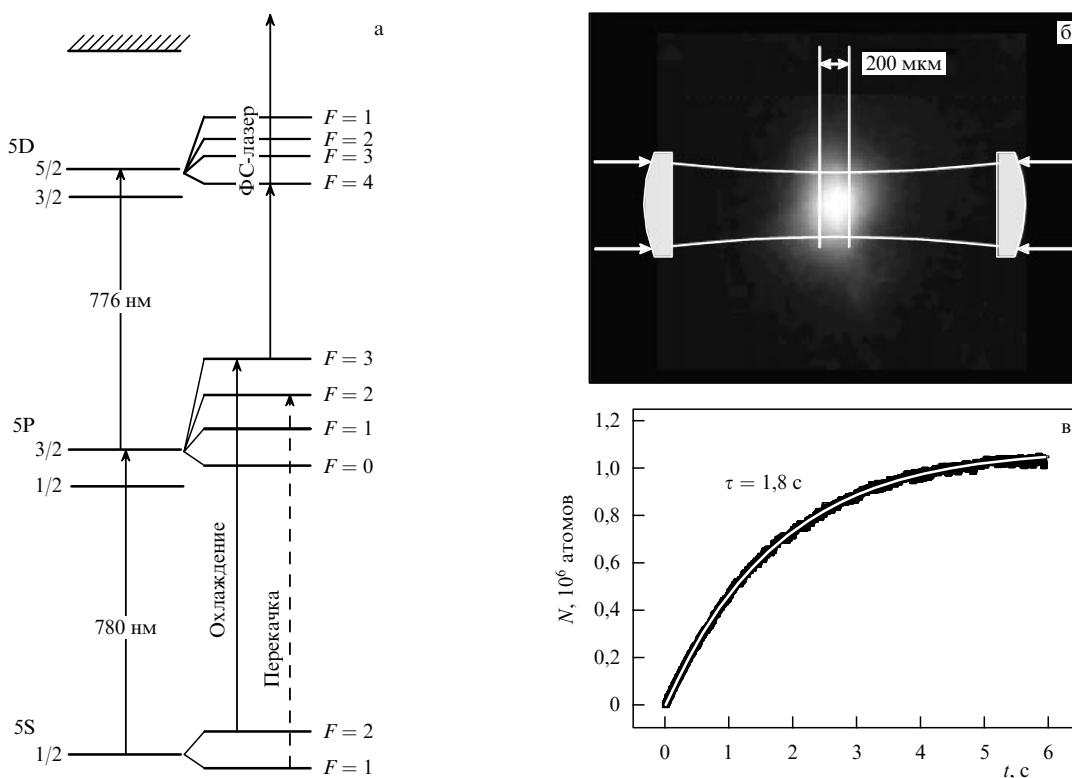
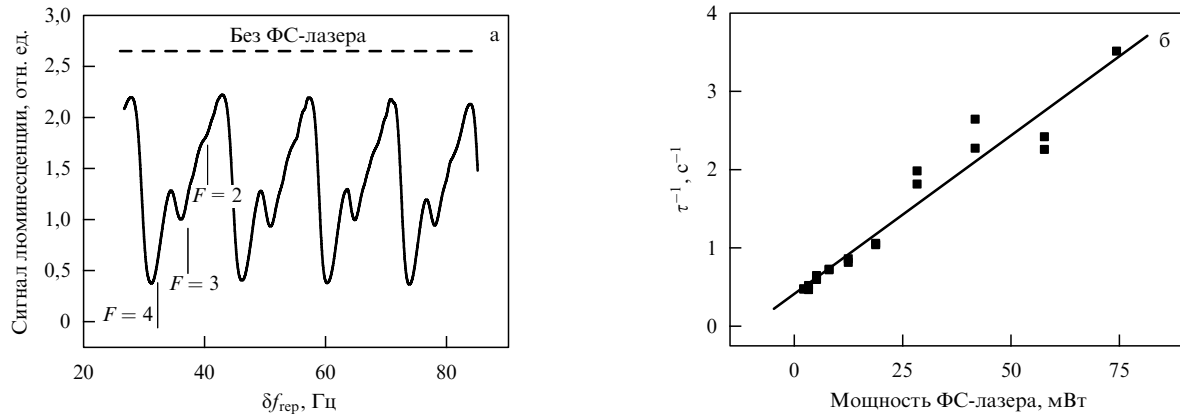


Рис. 8. (а) Схема уровней атома  $^{87}\text{Rb}$ , задействованных в эксперименте. (б) Изображение МОЛ на длине волны люминесценции 780 нм. Показана схема фокусировки излучения фемтосекундного лазера. (в) Кривая загрузки ловушки. Показана аппроксимация экспериментальных данных экспоненциальной функцией вида (5) с постоянной времени  $\tau = 1,8$  с.



**Рис. 9.** (а) Периодическая зависимость сигнала люминесценции МОЛ от отстройки частоты повторения ФС-лазера  $\delta f_{\text{rep}}$ . (б) Зависимость обратного времени жизни атомов  $\tau^{-1}$  от мощности излучения ФС-лазера.

фигурации, обеспечивающими градиент поля около  $10 \text{ Гс см}^{-1}$ . Люминесценция МОЛ на длине волны  $780 \text{ нм}$  регистрируется с помощью ПЗС-камеры, а также калиброванного фотодиода.

Облако холодных атомов имеет диаметр  $200 \text{ мкм}$  (по уровню  $1/e^2$ ), как показано на рис. 8б. При максимальном токе через диспенсеры число удерживаемых атомов достигает  $10^7$ , что соответствует плотности облака  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Температура атомов была измерена методом перезахвата, что дало значение  $250 \text{ мК}$ , близкое к доплеровскому пределу  $h\nu/2k_B = 140 \text{ мК}$ , где  $\nu = 6 \text{ МГц}$  — ширина охлаждающего перехода.

Важным параметром МОЛ является время жизни атомов в области захвата. Его можно определить по постоянной времени загрузки ловушки из уравнения

$$N(t) = R\tau \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (5)$$

где  $N$  — число атомов в МОЛ,  $R$  и  $\tau$  — скорость захвата и время жизни соответственно. Потерями, вызванными межатомными столкновениями внутри МОЛ, при малых концентрациях атомов можно пренебречь. Как видно из рис. 8в, постоянная времени загрузки составляет  $\tau = 1,8 \text{ с}$  при токе через диспенсер  $4,5 \text{ А}$ . На время жизни атомов в МОЛ прежде всего влияют столкновения с атомами рубидия, выделяемыми диспенсерами. Так, снижение тока приводит к возрастанию  $\tau$ , однако при этом одновременно снижается скорость захвата и общее число атомов  $N(t \rightarrow \infty)$ . Режим, при котором  $\tau$  составляет около  $2 \text{ с}$ , является оптимальным с точки зрения достижения максимальных значений как числа атомов в ловушке (порядка нескольких миллионов), так и длительности времени их жизни. Из уравнения (5) и рис. 8в следует, что любые процессы с частотой, превышающей  $0,5 \text{ с}^{-1}$ , которые приводят к выводу атомов из цикла охлаждения (столкновения, накачка в "темные состояния", ионизация), будут существенно влиять на форму загрузочной кривой, подобной представленной на рис. 8в, что открывает возможность их детального анализа.

#### 4.2. Взаимодействие с полем фемтосекундного лазера

Целью данного раздела является исследование взаимодействия атомов, захваченных в МОЛ, с излучением фемтосекундного (ФС) лазера, работающего в непрерывном режиме. Особенности такого взаимодействия рас-

смотрены теоретически более 30 лет назад, однако активное экспериментальное исследование данной области началось относительно недавно. В 1977 г. Е.В. Баклановым и В.П. Чеботаевым в работе [62] была предсказана возможность регистрации узких двухфотонных резонансов, спектральная ширина которых соответствует естественной, несмотря на значительную спектральную ширину лазерного источника (достигающую нескольких десятков нанометров для ФС-лазеров).

Причина заключается в особенности спектра таких лазеров, представляющего собой гребенку оптических мод, частоты которой определяются соотношением

$$f_n = f_0 + n f_{\text{rep}}, \quad (6)$$

где  $f_0$  — частота отстройки, обусловленная различием групповой и фазовой скоростей внутри резонатора лазера,  $f_{\text{rep}}$  — частота повторения лазера,  $n$  — номер моды [14]. Успешное использование ФС-лазеров в задачах спектроскопии уровней с шириной, близкой к естественной, было продемонстрировано в спектроскопии когерентного антистоксова рассеяния [63], двухфотонной спектроскопии [64] и однофотонной спектроскопии атомов в пучке [65].

В нашем эксперименте излучение ФС-лазера ( $f_{\text{rep}} = 76 \text{ МГц}$ , длительность импульса  $200 \text{ фс}$ ) фокусировалось с противоположных сторон на облако атомов, находящееся в МОЛ (рис. 8б), причем перетяжка с радиусом  $w_0 = 210 \text{ мкм}$  перекрывала все облако. Центральная длина волны лазера настраивалась на  $776 \text{ нм}$ , что соответствует длине волны перехода  $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  в  $^{87}\text{Rb}$  (рис. 8а). При изменении частоты повторения ФС-лазера регистрировалось периодическое резонансное изменение сигнала люминесценции уровня  $5P_{3/2}(F=3)$  на  $\lambda = 780 \text{ нм}$ , как показано на рис. 9а. Периодичность спектра объясняется периодичностью спектра ФС-лазера (6). Расшифровка показывает, что линии соответствуют переходам  $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F=2, 3, 4)$ , возбуждаемым отдельными модами ФС-лазера, с верхнего заселенного уровня ловушки (рис. 8а). Однако столь сильный эффект, приводящий к резонансному опустошению уровня  $5P_{3/2}(F=3)$  и соответственно к десятикратному подавлению люминесценции, не может быть объяснен в рамках однофотонного возбуждения, поскольку плотность мощности излучения на облаке, создаваемая единичной модой ФС-лазера (6), мала.

Для анализа эффекта нами был выполнен цикл исследований, в которых по отдельности исследовалось влияние на люминесценцию МОЛ возбуждения монохроматическим излучением, механического воздействия на резонансном переходе, оптической накачки и ионизации [66]. Был сделан вывод, что снижение количества атомов в МОЛ связано с двухфотонным процессом, при котором атомы, возбуждаемые одиночной модой ФС-лазера и переходящие на уровень  $5D_{5/2}$ , далее ионизируются всей мощностью ФС-лазера. Вероятность такого процесса составляет порядка  $1-10 \text{ с}^{-1}$  в зависимости от мощности ФС-лазера, и поэтому эффект можно исследовать по измерению времени жизни атомов в ловушке (5).

Для облегчения интерпретации наблюдаемого явления схема эксперимента была модифицирована: возбуждение перехода  $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F=4)$  осуществлялось с помощью непрерывного, стабилизированного по частоте этого перехода диодного лазера ( $\lambda = 776 \text{ нм}$ ), а для ионизации  $5D_{5/2}$ -уровня использовалось излучение ФС-лазера, центральная длина волны которого была отстроена в область  $820 \text{ нм}$ , свободную от атомных резонансов в атоме Rb. Пучки лазеров перенакладывались таким образом, чтобы пространственные моды лазеров совпадали. В этом случае поле ФС-лазера, само по себе не оказывающее влияние на МОЛ, играло роль "катализатора", существенно усиливающего влияние резонансного поля непрерывного лазера. На рисунке 9б представлена зависимость обратного времени жизни атома в МОЛ при изменении мощности излучения ФС-лазера; мощность непрерывного лазера поддерживалась постоянной.

По известному эффективному сечению ионизации  $5D_{5/2}$ -уровня  $\sigma_{\text{eff}} = (1,2 \pm 0,2) \times 10^{-17} \text{ см}^2$  [67] из экспериментальных данных удалось определить эффективность возбуждения перехода  $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F=4)$  полем непрерывного лазера мощностью  $P_{776}$  в нашей экспериментальной конфигурации. Определено, что это значение составляет  $\vartheta = (1,9 \pm 0,5) \times 10^{-4} P_{776} [\text{мкВт}^{-1}]$ . Несмотря на относительно высокую погрешность, этот метод оказывается существенно более точным, чем прямое определение заселенности уровня по его люминесценции, что особенно затруднительно в случае слабых сигналов. Доля атомов, переходящих на уровень  $5D_{5/2}$  в результате возбуждения одной модой ФС-лазера со средней мощностью  $100 \text{ мВт}$  и центральной длиной волны  $776 \text{ нм}$ , составляет  $3 \times 10^{-4}$ , что соответствует общему числу возбужденных атомов около 300.

#### 4.3. Выводы

Создана компактная магнито-оптическая ловушка для атомов рубидия-87, в которой удерживается  $10^6-10^7$  атомов при плотности  $10^{11}-10^{12} \text{ см}^{-3}$  и температуре  $250 \text{ мК}$ . Время жизни атома в ловушке составляет около 2 с, что позволяет количественно исследовать слабые процессы с характерным временем более  $0,5 \text{ с}^{-1}$ .

Показано, что взаимодействие атомов с полем фемтосекундного лазера, работающего в непрерывном режиме, с центральной длиной волны  $776 \text{ нм}$  носит резонансный характер. Наблюдаемые в эксперименте глубокие резонансы объясняются возбуждением перехода  $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  одиночной модой ФС-лазера и затем ионизацией уровня  $5D_{5/2}$ , что приводит к выводу атомов из цикла охлаждения. Ширина наблюдаемых резонансов близка к естественной ширине переходов. По измерению

постоянной времени кривой загрузки ловушки мы количественно интерпретировали данный двухфотонный процесс и разработали чувствительный метод определения населенности уровня  $5D_{5/2}$  в  $^{87}\text{Rb}$ . Метод позволяет уверенно регистрировать переход нескольких сотен возбужденных атомов из облака на верхний электронный уровень без сбора фотонов люминесценции с этого уровня, что важно при исследовании сильнозапрещенных часовых переходов.

Разработанные методики необходимы для решения задач следующего этапа — исследования возбуждения двухфотонного метрологического перехода  $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  ( $778 \text{ нм}$ ) в  $^{87}\text{Rb}$  полем фемтосекундного лазера и спектроскопии лазерно-охлажденных атомов тулия (см. раздел 2). Приобретен значительный опыт в работе с лазерно-охлажденными атомами и экспериментально продемонстрирована возможность количественного анализа слабых процессов взаимодействия с излучением, к которым относится возбуждение часового перехода.

## 5. Заключение

Выполнен цикл работ, объединяющей целью которых является создание нового оптического репера частот для проведения исследований стабильности постоянной тонкой структуры  $\alpha$ . В качестве перспективного объекта исследований предложен метрологический переход с длиной волны  $1,14 \text{ мкм}$  в сильнорелятивистском атоме  $^{169}\text{Tm}$ , частота которого слабо подвержена столкновительному сдвигу. Выполнено исследование лазерного охлаждения атомов тулия и показано, что лазерное охлаждение возможно на переходе с длиной волны  $410 \text{ нм}$ . Создана лазерная система, частота которой настроена на частоту охлаждающего перехода. Ведутся работы по созданию магнитной системы зеемановского охладителя, вакуумной камеры и оптической системы для охлаждения и захвата атомов магнито-оптической ловушкой.

Разработано и создано новое поколение оптических резонаторов, обладающих низкой чувствительностью к флуктуациям температуры и вибрациям. Спектральная ширина линии полупроводникового лазера ( $\lambda = 972 \text{ нм}$ ), стабилизированного относительно такого резонатора, составляет менее  $0,5 \text{ Гц}$  при дрейфе частоты на уровне  $50 \text{ МГц с}^{-1}$ . С использованием данной лазерной системы измерена частота сверхтонкого расщепления уровня  $2S$  в атоме водорода  $f_{\text{HFS}}(2S) = (177\,556\,840 \pm 5) \text{ Гц}$  (предварительный результат), что открывает возможность для проведения чувствительных тестов квантовой электродинамики. Разрабатывается аналогичная лазерная система для спектроскопии часового перехода в атоме  $^{169}\text{Tm}$ .

Создана компактная магнито-оптическая ловушка для атомов  $^{87}\text{Rb}$ , проведено исследование взаимодействия лазерно-охлажденных атомов с фемтосекундным излучением. Экспериментально показано, что измеряя постоянную времени загрузки ловушки, можно количественно исследовать слабые процессы с характерными скоростями вплоть до  $0,5 \text{ с}^{-1}$ . Разработанные методики открывают возможность регистрации часового перехода в атоме тулия, обладающего низкой вероятностью.

Привлечение новых объектов спектроскопических исследований, лазерных систем и методов измерения

частот часовых переходов, по-видимому, позволит в ближайшие годы достичь чувствительности к дрейфу постоянной тонкой структуры на уровне  $\dot{\alpha}/\alpha \sim 10^{-18}$  год<sup>-1</sup>, что выводит лабораторные методы на лидирующее место в области исследования дрейфа  $\alpha$  в современную эпоху эволюции Вселенной.

**Благодарности.** Автор выражает глубокую признательность молодым сотрудникам лаборатории оптики активных сред А.В. Акимову, А.В. Соколову, а также студентам и аспирантам МФТИ А.Н. Матвееву, Е.О. Терещенко, А.Ю. Самокотину, К.А. Чебакову, П.Б. Родионову и М.В. Егорову, работающим над проектами, представленными в данном докладе. Хочется выразить отдельную благодарность заведующему лабораторией В.Н. Сорокину за постоянную помощь, а также сотрудникам ФИАН С.И. Канорскому и И.Ю. Толстихиной. Автор благодарит Т.В. Хэнша за гостеприимство и предоставленную возможность реализовывать научные задачи в лаборатории Института Макса Планка по квантовой оптике. Работа выполнена при поддержке РФФИ (08-07-00127), гранта Президента РФ МД-887.2008.2, Фонда содействия отечественной науке, а также Немецкого физического общества и Фонда Александра фон Гумбольдта.

## Список литературы

- The Nobel Prize in Physics, <http://nobelprize.org/nobel.prizes/physics/>
- Летохов В С, Чеботаев В П *Принципы нелинейной спектроскопии* (М.: Наука, 1975)
- Багаев С Н, Чеботаев В П *УФН* **148** 143 (1986) [Bagaev S N, Chebotaev V P *Sov. Phys. Usp.* **29** 82 (1986)]
- Rosenband T et al. *Science* **319** 1808 (2008)
- Bize S et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** S449 (2005)
- Tamm Chr, Engelke D, Bühner V *Phys. Rev. A* **61** 053405 (2000)
- Diddams S A et al. *Science* **293** 825 (2001)
- Oates C W et al. *Eur. Phys. J. D* **7** 449 (1999)
- Barber Z W et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 083002 (2006)
- Barger R L *Opt. Lett.* **6** 145 (1981)
- Kolachevsky N et al. *Phys. Rev. A* **73** 021801(R) (2006)
- Katori H et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 173005 (2003)
- Wineland D J et al. "Quantum computers and atomic clocks", in *Proc. of the 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology* (Ed. P Gill) (Singapore: World Scientific, 2002) p. 361
- Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W *Nature* **416** 233 (2002)
- Dirac P A M *Nature* **39** 323 (1937)
- Karshenboim S G *Can. J. Phys.* **78** 639 (2000)
- Varshalovich D A et al. "Current status of the problem of cosmological variability of fundamental physical constants", in *Precision Physics of Simple Atomic Systems* (Lecture Notes in Physics, Vol. 627, Eds S G Karshenboim, V B Smirnov) (Berlin: Springer-Verlag, 2003) p. 199
- Uzan J-P *Rev. Mod. Phys.* **75** 403 (2003)
- Fischer M et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 230802 (2004)
- Колачевский Н Н *УФН* **174** 1171 (2004) [Kolachevsky N N *Phys. Usp.* **47** 1101 (2004)]
- Dzuba V A, Flambaum V V, Webb J K *Phys. Rev. A* **59** 230 (1999)
- Marion H et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 150801 (2003)
- Peik E et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 170801 (2004)
- Webb J K et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 091301 (2001)
- Srianand R et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 121302 (2004)
- Quast R, Reimers D, Levshakov S A *Astron. Astrophys.* **415** L7 (2004)
- Reinholt E et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 151101 (2006)
- Kolachevsky N et al. "Precision measurements in atomic hydrogen", in *Optical Standards on Neutral Atoms* (Ed. Yu Ovchinnikov) (in press)
- Lea S N *Rep. Prog. Phys.* **70** 1473 (2007)
- Hancox C I et al. *Nature* **431** 281 (2004)
- Maruyama R et al. *Phys. Rev. A* **68** 011403 (2003)
- McClelland J J, Hanssen J L *Phys. Rev. Lett.* **96** 143005 (2006)
- Takasu Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 040404 (2003)
- Hill S B, McClelland J J *Appl. Phys. Lett.* **82** 3128 (2003)
- Monroe C *Nature* **416** 238 (2002)
- Александров Е Б и др. *Оптика и спектроскоп.* **54** 3 (1983) [Aleksandrov E B et al. *Opt. Spectrosc.* **54** 1 (1983)]
- Wickliffe M E, Lawler J E *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 737 (1997)
- Kolachevsky N et al. *Appl. Phys. B* **89** 589 (2007)
- Childs W J et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **1** 22 (1984)
- Kröger S et al. *Z. Phys. D* **41** 181 (1997)
- Cowan R D *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkeley, CA: Univ. of California Press, 1981), and Cowan programs RCN, RCN2, and RCG
- Barrett T E et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 3483 (1991)
- Notcutt M et al. *Opt. Lett.* **30** 1815 (2005)
- Ludlow A D et al. *Opt. Lett.* **32** 641 (2007)
- Chen L et al. *Phys. Rev. A* **74** 053801 (2006)
- Nazarova T, Riehle F, Sterr U *Appl. Phys. B* **83** 531 (2006)
- Webster S A, Oxborrow M, Gill P *Phys. Rev. A* **75** 011801(R) (2007)
- Stoehr H et al. *Opt. Lett.* **31** 736 (2006)
- Alnis J et al. *Phys. Rev. A* **77** 053809 (2008)
- Corning. Specialty Materials, <http://www.corning.com/specialty-materials/>
- Матвеев А Н, Колачевский Н Н, Алнис Я, Хэнш Т В *Квантовая электроника*. **38** 391 (2008) [Matveev A N, Kolachevsky N N, Alnis J, Hänsch Th W *Quantum Electron.* **38** 391 (2008)]
- Allan D W *Proc. IEEE* **54** 221 (1966)
- Numata K, Kemery A, Camp J *Phys. Rev. Lett.* **93** 250602 (2004)
- Kolachevsky N et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 033003 (2004)
- Колачевский Н Н *Квантовая электроника*. **35** 207 (2005) [Kolachevsky N N *Quantum Electron.* **35** 207 (2005)]
- Каршенбойм С Г и др. *ЖЭТФ* **129** 419 (2006) [Karshenboim S G et al. *JETP* **102** 367 (2006)]
- Ramsey N F, in *Quantum Electrodynamics* (Ed. T Kinoshita) (Singapore: World Scientific, 1990) p. 673; *Hyp. Interactions* **81** 97 (1993)
- Kolachevsky N et al. "Ultra-stable sub-hertz diode laser system for 1S-2S spectroscopy in atomic hydrogen", in *German - Russian Laser Symp., Lübeck, Germany, 12 - 18 April 2008*
- Rothery N E, Hessels E A *Phys. Rev. A* **61** 044501 (2000)
- Sengstock K et al. *Opt. Commun.* **103** 73 (1993)
- Metcalf H J, van der Straten P *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999)
- Бакланов Е В, Чеботаев В П *Квантовая электроника*. **4** 2189 (1977) [Baklanov E V, Chebotaev V P *Quantum Electron.* **7** 1252 (1977)]
- Dudovich N, Oron D, Silberberg Y *Nature* **418** 512 (2002)
- Marian A et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 023001 (2005)
- Gerginov V et al. *Opt. Lett.* **30** 1734 (2005)
- Акимов А В и др. "Резонансное взаимодействие фемтосекундного излучения с облаком холодных атомов Rb-87" (в печати)
- Duncan B C et al. *Phys. Rev. A* **63** 043411 (2001)