

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Сверхточные оптические стандарты частоты на ультрахолодных атомах: состояние и перспективы

А.В. Тайченачев, В.И. Юдин, С.Н. Багаев

Представлен краткий обзор современного состояния исследований в быстро развивающейся области оптических стандартов частоты на основе ультрахолодных атомов и ионов, захваченных в оптические и электромагнитные ловушки. Основное внимание уделено новым спектроскопическим методам, которые были предложены, развиты и исследованы в Институте лазерной физики СО РАН с целью улучшения стабильности и точности современных стандартов частоты оптического диапазона.

Ключевые слова: квантовые стандарты частоты, лазерное охлаждение, метод Рамзея, магическая длина волны, ловушка Пауля, оптическая решётка, лазер

PACS numbers: 42.50.Gy, 42.62.Fi, 42.62.Eh

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201602j.0193

Содержание

1. Введение (193).
 2. Метод магнитоиндуцированной спектроскопии сильно запрещённых оптических переходов (195).
 3. Обобщённый метод Рамзея в прецизионной спектроскопии ультрахолодных атомов и ионов (198).
 4. Метод синтетической частоты (201).
 5. Заключение (204).
- Список литературы (204).

1. Введение

Как известно, одним из наиболее значительных достижений микроволновой квантовой электроники явилось создание квантовых стандартов частоты, на которых была основана атомная шкала времени ТАИ (от франц. Temps Atomique International), и начиная с 1967 г. по этим стандартам определяются единицы измерения времени и частоты в международной системе СИ. Создание когерентных источников излучения оптического диапазона стимулировало проведение работ по стабилизации частоты лазеров посредством её привязки к центру квантового перехода в атомах, ионах или молекулах. Другими словами, практически сразу после появления лазеров начались исследования по разработке и созданию квантовых стандартов частоты оптического диапазона.

А.В. Тайченачев, В.И. Юдин, С.Н. Багаев.

Институт лазерной физики СО РАН,
просп. Академика Лаврентьева 13/3, 630090 Новосибирск,
Российская Федерация;
Новосибирский государственный университет,
ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация
E-mail: taichenachev@laser.nsc.ru, viyudin@mail.ru,
bagayev@laser.nsc.ru

Статья поступила 9 декабря 2015 г.

Преимущества перехода из микроволнового диапазона в оптический достаточно очевидны — на несколько порядков могут быть увеличены рабочая частота и добротность реперного резонанса и, следовательно, относительная стабильность стандарта (см. формулу (1) ниже).

Ранее уже было известно, что при делении оптической частоты до микроволнового диапазона относительная стабильность в принципе сохраняется. Однако это важное преимущество оптических стандартов частоты было практически полностью скрыто на первых этапах работ из-за физических эффектов, связанных с поступательным движением элементарных излучателей (в первую очередь, это доплеровское уширение спектральных линий), а также технических сложностей деления оптической частоты примерно в 10^5 раз. Тем не менее благодаря использованию методов нелинейной лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения [1] удалось существенно улучшить стабильность оптических стандартов (от 10^{-8} до 10^{-14}) и создать первые системы деления оптической частоты. Достижения первых этапов развития оптических стандартов частоты достаточно полно отражены в обзорах [2, 3] и монографиях [1, 4].

Последнее десятилетие ознаменовалось огромными достижениями в спектроскопии сверхвысокого разрешения и фундаментальной лазерной метрологии. Основным мотивом для написания настоящей статьи явились недавние впечатляющие успехи на пути улучшения стабильности и повышения точности квантовых стандартов частоты в оптическом диапазоне. Эти успехи неразрывно связаны с развитием методов лазерного охлаждения атомов и ионов до сверхнизких температур (порядка 1 мК и ниже), а также прецизионного управления их поступательными и внутренними степенями свободы.

Практически неисчерпаемые возможности лазерного излучения в управлении не только внутренними, но и поступательными степенями свободы атомов были осознаны сразу же после создания первых лазеров. Для 1970-

х–1980-х годов характерно плодотворное взаимодействие пионерских идей, принципиальных экспериментов и более продвинутых теорий. В то время активные исследования в области механического действия лазерного излучения на атомы и ионы велись как в России (тогда СССР), так и за рубежом. В целом ряде принципиальных случаев приоритет российских учёных не вызывает сомнений. Так, идея локализации атомов в оптических решётках для увеличения разрешающей способности лазерной спектроскопии впервые была высказана В.С. Летоховым [5] в 1968 г., первые эксперименты по лазерному охлаждению пучка нейтральных атомов были поставлены в Институте спектроскопии РАН В.И. Балыкиным и В.С. Летоховым с соавторами [6, 7], а идея атомно-оптической интерферометрии принадлежит Б.Я. Дубецкому, В.П. Чеботаеву, А.П. Казанцеву и В.П. Яковлеву [8]. Основные достижения первого этапа (примерно до 1986 г.) исследований в области лазерного охлаждения и пространственной локализации атомов детально описаны в обзорах [9–11] и монографиях [12, 13], где приведена также исчерпывающая библиография оригинальных работ.

Однако, вследствие ряда причин объективного и субъективного характера, в конце 1980-х годов и особенно в 1990-х годах темп исследований в этой области в России существенно замедлился. В результате основные революционные достижения второго этапа (после 1986 г.) принадлежат зарубежным учёным. К таким достижениям, несомненно, относятся: экспериментальная реализация С. Чу с соавторами магнитооптической ловушки [14] — основного источника ультрахолодных нейтральных атомов; экспериментальное открытие У. Филлипсом с соавторами лазерного охлаждения ниже доплеровского предела [15] — прорыв от температур порядка 10^{-3} К к температурам порядка 10^{-6} и ниже; разработка К. Коэн-Таннуджи с соавторами теорий лазерного охлаждения ниже доплеровского предела [16] и ниже предела отдачи [17]; наблюдение в 1995 г. конденсации Бозе–Эйнштейна нейтральных атомов щелочных металлов тремя различными группами [18–20]. Эти и другие важные достижения в физике ультрахолодных атомов нашли достаточно полное отражение в большом количестве статей обзорного характера (см., например, работы, опубликованные в *УФН* [21–31]) и монографии [32].

Напомним основные определения и понятия квантовой метрологии, которые используются при описании характеристик стандартов частоты. В любом квантовом стандарте частоты частота макроскопического осциллятора (в микроволновом диапазоне — это сверхвысоко-частотный (СВЧ) генератор, в оптическом диапазоне — лазер) привязывается к центру спектральной линии, соответствующей квантовому переходу между парой уровней, с помощью системы автоматической подстройки частоты. В результате частота осциллятора в значительной степени перестаёт зависеть от переменных макроскопических условий, таких как температура, давление и т.п. Тем не менее даже эта стабилизированная частота испытывает небольшие флуктуации во времени относительно некоторого среднего значения. Главными метрологическими характеристиками стандарта частоты являются его стабильность и точность.

Стабильность частоты — степень, в которой частота осциллятора остаётся постоянной за время его непрерывной работы, а нестабильность обратно пропорцио-

нальна стабильности. Стабильность зависит не только от узости спектральной линии, но и от интенсивности (контрастности) резонанса и уровня шума. Количественную меру относительной нестабильности ($\delta\omega/\omega$) принято характеризовать девиацией Аллана [33] за некоторое время наблюдения (усреднения) τ , которую в идеализированной ситуации белого шума, обусловленного квантовой природой процесса детектирования, можно оценить как [34]

$$\sigma_y(\tau) \approx \frac{1}{\pi} \frac{1}{Q} \frac{1}{s/n} \sqrt{\frac{\tau_c}{\tau}}, \quad (1)$$

где Q — добротность реперного резонанса (отношение ширины резонанса к его частоте), s/n — отношение сигнала к шуму, пропорциональное \sqrt{N} (N — число атомов, участвующих в формировании резонанса), τ_c — длительность одного цикла измерения.

Точностью стандарта частоты называется степень, в которой средняя частота осциллятора совпадает с частотой невозмущённого (находящегося в идеальных условиях) квантового перехода. Точность стандарта частоты связана с неопределённостью систематических сдвигов средней частоты осциллятора по отношению к частоте невозмущённого квантового перехода. Существуют довольно много причин технического и физического характера, вызывающих эти сдвиги, из которых в случае современных оптических стандартов частоты наиболее принципиальными являются полевые сдвиги различной природы. Следует отметить, что для достижения высокой точности необходимо тщательное теоретическое и экспериментальное исследование систематических сдвигов, которое практически невозможно без высокой стабильности стандарта.

Применительно к современным квантовым стандартам частоты можно выделить два основных направления исследований: оптические стандарты частоты на основе ультрахолодных одиночных ионов в радиочастотных ловушках (типа ловушки Пауля [35]) [36–43] и на основе ансамблей ультрахолодных нейтральных атомов (число частиц более 10^4 – 10^5), захваченных в оптическую решётку на магической длине волны (так называемые решёточные часы) [44–46]. В обоих случаях элементарные излучатели (одиночный ион или атомы) оказываются пространственно локализованными на размерах, много меньших длины волны пробного лазера.

Одной из главных целей этих усилий является создание первичных оптических стандартов частоты с относительной частотной неопределённостью на уровне 10^{-17} – 10^{-18} . В случае ионных стандартов эти работы ведутся в течение более 30 лет. Лучшие результаты получены для стандартов на основе иона алюминия [47] — относительная неопределённость частоты $8,6 \times 10^{-18}$, иона стронция [48, 49] — $1,2 \times 10^{-17}$ и иона иттербия [50] — 3×10^{-18} . Активная результативная деятельность по решёточным часам началась значительно позднее, когда в 2005–2006 гг. сразу в нескольких лабораториях были получены сверхузкие резонансы на сильно запрещённом оптическом переходе $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$ в атомах стронция [51–53] и иттербия [54]. Тем не менее за довольно короткий срок удалось достичь весьма впечатляющих результатов [55, 56] и выйти на уровень относительной неопределённости частоты, сравнимый с лучшими ионными стандартами и даже превосходящий их. Наибольший прогресс

наблюдается в случае стронциевых и иттербиевых решётчатых часов [57–62], для которых за последние четыре года стабильность и точность улучшились на порядок — от 1×10^{-17} до 2×10^{-18} .

Следует отметить, что метрологические характеристики одноионных и решётчатых часов уже сейчас заметно лучше, чем для первичных атомных стандартов, основанных на цезиевом фонтане. Это может привести в ближайшее время к переопределению единиц времени и частоты на основе оптических стандартов частоты [63]. Напомним, что в международной системе единиц СИ одна секунда равна $9\,192\,631\,770,0$ периодам излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133. Действующие сейчас первичные цезиевые стандарты частоты фонтанного типа, служащие для современного определения секунды на основе соответствующего микроволнового перехода ($\approx 9,2$ ГГц), имеют точность 3×10^{-16} и долговременную стабильность порядка 10^{-15} за 1 сут [64]. В ближайшей перспективе возможно достижение уровня точности 1×10^{-16} благодаря использованию криогенной техники и тщательному изучению и учёту систематических погрешностей [65], но этот уровень представляется пределом для цезиевого фонтана. Несмотря на такие выдающиеся характеристики, это исключает возможность постановки многих фундаментальных физических экспериментов и ограничивает практические возможности метрологии частоты и времени в области прецизионной навигации на Земле и в космосе, релятивистской геодезии и информационно-телекоммуникационных технологий.

Одним из революционных достижений на пути перехода к оптическим стандартам частоты нового типа явилось создание в конце 1999 г. варианта фемтосекундного лазера с самосинхронизацией мод "часового механизма" (синтезатора оптических частот и радиочастот), обеспечивающего универсальную связь (привязку) любой из его компонент с эталонным стандартом частоты в оптическом или сверхвысокочастотном диапазоне [66–68]. До этого времени оставалась практически нерешённой проблема связи быстрых (несчитаемых) оптических осцилляций с электронно-считаемыми СВЧ-колебаниями.

Обычный подход к решению указанной проблемы состоял в создании частотных цепей, связывающих центр перехода между компонентами сверхтонкой структуры основного состояния атома цезия с какой-либо определённой частотой в оптическом диапазоне. Каждая такая цепочка в каждом звене подразумевала использование нелинейного диода или кристалла, причём на каждом этапе промежуточные осцилляторы (лазеры, клистроны) необходимо было синхронизовать по фазе [3]. Созданные в ряде лабораторий передаточные частотные цепочки были очень сложными и требовали больших материальных ресурсов для их создания и поддержания в рабочем состоянии. Но главным недостатком этого подхода являлась ограниченность измерений — каждая цепочка могла измерять только одну-единственную оптическую частоту.

Качественно новый этап в решении проблемы создания передаточного "часового механизма" связи оптического и сверхвысокочастотного диапазонов возник после появления высокостабильных фемтосекундных лазеров в режиме синхронизованных мод. Идея использо-

вать лазер с самосинхронизацией мод, производящий гребёнку эквидистантных частот, для измерения частотных интервалов (т.е. в качестве "частотного счётчика") была высказана ещё в 1970-е годы независимо В.П. Чеботаевым и Е.В. Баклановым [69] и Т.В. Хэншем с соавторами [70]. И только спустя много лет, когда были созданы лазеры с достаточно короткими фемтосекундными импульсами [67, 68], было осознано истинное значение этой пророческой идеи. Именно это достижение — создание надёжного передаточного счётного механизма между оптическим и микроволновым диапазонами — было отмечено в 2005 году Нобелевской премией. Дж.Л. Холл и Т.В. Хэнш [67, 68] в Нобелевских лекциях отметили пионерский вклад В.П. Чеботаева в идею использования импульсных лазеров в качестве частотного счётчика.

Для стандартов частоты на основе нейтральных атомов решающим фактором оказалась плодотворная идея Х. Каттори о локализации ультрахолодных атомов в периодических пространственных структурах, которые создаются в стоячей волне лазерного излучения (оптические решётки). При определённом подборе длины волны лазерного излучения (так называемой магической длины волны) можно добиться точного равенства квадратичных штарковских сдвигов для основного и возбуждённого атомных уровней, что в свою очередь приводит к полной компенсации линейного по интенсивности сдвига частоты (режим "выключенного светового сдвига") для реперного оптического резонанса [44, 45].

Подчеркнём, что создание оптических стандартов частоты и времени следующего поколения, более точных по сравнению с действующими в настоящее время цезиевыми стандартами фонтанного типа, не только даёт возможность постановки новых фундаментальных физических экспериментов, но и представляет совершенно уникальный практический интерес для систем оптической связи, навигации и систем глобального позиционирования. Огромный, буквально взрывной, интерес к этой проблеме, возникший за последние годы, вполне объясним. Ввиду большой актуальности и важности этой темы исследований имеется значительное количество статей обзорного характера, из которых укажем только последнюю по времени и, видимо, наиболее полную по содержанию работу [71]. Это обстоятельство позволяет нам в дальнейшем сосредоточиться только на тех новых методах, которые были предложены, развиты и исследованы нами с целью улучшения стабильности и повышения точности современных оптических стандартов частоты.

2. Метод магнитоиндуцированной спектроскопии сильно запрещённых оптических переходов

Первоначально схема решётчатых оптических часов была предложена для нечётных изотопов [43, 44], обеспечивающих приемлемую ширину (порядка нескольких мГц) уровня запрещённого перехода вследствие перемешивания рабочих уровней 3P_0 и 3P_1 за счёт ненулевого ядерного спина. Вскоре такая схема для ^{87}Sr была экспериментально реализована японскими учёными [46, 51], а в дальнейшем успешно подтверждена и в других лабораториях [52, 53]. Однако для нечётных изотопов энергетические уровни определяются в соответствии с

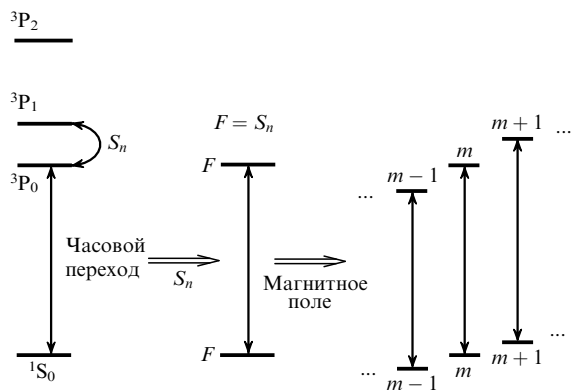


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая формирование зеемановской структуры для нечётных изотопов с ненулевым ядерным спином ($S_n \neq 0$) и линейную чувствительность по магнитному полю для частоты оптических переходов между зеемановскими подуровнями с одинаковым магнитным квантовым числом m (из-за разных g -факторов для верхнего и нижнего состояний).

оператором полного углового момента атома:

$$\hat{F} = \hat{S}_n + \hat{J}, \tag{2}$$

где \hat{S}_n — оператор ядерного спина, $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$ — оператор электронного углового момента (\hat{L} и \hat{S} — операторы орбитального и спинового моментов соответственно). В этом случае электронный переход $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$ трансформируется в переход $F_g = S_n \leftrightarrow F_e = S_n$ (рис. 1), где $F_{g,e}$ — полные угловые моменты основного (g) и возбуждённого (e) уровней, которые равны спину ядра S_n . Таким образом, имеет место вырождение энергетических уровней по проекции полного углового момента m ($-S_n \leq m \leq S_n$). При этом энергетические сдвиги в магнитном поле для подуровней нижнего состояния $|F_g, m\rangle$ определяются только ядерным магнетонном, в то время как сдвиги для магнитных подуровней верхнего состояния $|F_e, m\rangle$ определяются как ядерным, так и электронным магнетонами (из-за примеси магнито-чувствительного состояния 3P_1) (см. рис. 1). Таким образом, g -факторы в основном и возбуждённом состояниях различны, что в свою очередь приводит к линейной чувствительности по магнитному полю для частоты переходов между магнитными подуровнями (см. рис. 1).

Для нечётных изотопов в качестве часового перехода обычно используют переход между крайними зеемановскими подуровнями (т.е. с максимальным магнитным квантовым числом $m = S_n$), частотный сдвиг которого равен $\Delta g S_n \mu_B |\mathbf{B}|$, где μ_B — магнетон Бора, \mathbf{B} — вектор магнитного поля. Как показывают оценки и практика экспериментов, для того чтобы обеспечить точность стандартов частоты на уровне $10^{-17} - 10^{-18}$, требуется контролируемость магнитного поля на уровне нескольких мкГс, что является достаточно трудной задачей.

Следует также добавить, что вырожденность энергетических уровней для нечётных изотопов приводит к эффектам оптической накачки (по магнитным подуровням), которые также необходимо учитывать при определении метрологических характеристик стандартов частоты.

Поэтому использование чётных изотопов (с нулевым спином ядра), для которых энергетические уровни 1S_0 и 3P_0 являются невырожденными, с метрологической точ-

ки зрения выглядит более привлекательным, так как в этом случае отсутствует линейная чувствительность по магнитному полю для частоты перехода $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$, а также отсутствуют эффекты оптической накачки. Однако при использовании чётных изотопов возникает принципиальная проблема, связанная с тем, что переход $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$ является чрезвычайно слабым и поэтому реперный резонанс невозможно детектировать по обычной однофотонной схеме возбуждения. Идеи об использовании двухфотонных [72, 73] и даже трёхфотонных [74] схем возбуждения (с фазово-связанными лазерами на существенно различных частотах) остались пока нереализованными.

В такой ситуации нами был предложен метод магнитоиндуцированного возбуждения запрещённых переходов $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$ для чётных изотопов с нулевым спином ядра [75]. Идея этого метода состоит в использовании внешнего статического магнитного поля для смешивания 3P_0 - и 3P_1 -состояний, в результате чего переход $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$ становится частично разрешённым и теперь его можно возбуждать однофотонным образом.

Рассмотрим сначала трёхуровневую систему, изображённую на рис. 2. Будем полагать, что состояния $|1\rangle$ и $|3\rangle$ имеют противоположные чётности и между ними возможен электрический дипольный переход, а состояния $|2\rangle$ и $|3\rangle$, обладающие одинаковой чётностью, связаны магнитодипольным переходом. Переход между состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ будем полагать запрещённым какими-либо правилами отбора (например, по полному угловому моменту). Состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ являются долгоживущими, и в рамках модели их скорость релаксации равна нулю. Состояние $|3\rangle$ обладает некоторой ненулевой скоростью релаксации γ , обусловленной спонтанным переходом $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$.

Мы предлагаем возбуждать переход $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ на частоте ω_{21} , прикладывая одновременно два поля. Одно из них является пробным оптическим с частотой ω_p и амплитудой E_p (т.е. $E_p(t) = \text{Re}[E_p \exp(-i\omega_p t)]$), которое действует через электродипольный переход $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Соответствующий связующий матричный элемент представляет собой частоту Раби $\Omega_E = \langle 3 | \hat{d} E_p | 1 \rangle / \hbar$, где \hat{d} — оператор электрического дипольного момента. Другое поле является статическим магнитным полем \mathbf{B} , которое связывает состояния $|2\rangle$ и $|3\rangle$ через магнитодипольный переход с соответствующим матричным элементом $\Omega_B = \langle 2 | \hat{V}_m | 3 \rangle / \hbar$ оператора магнитодипольного взаимо-

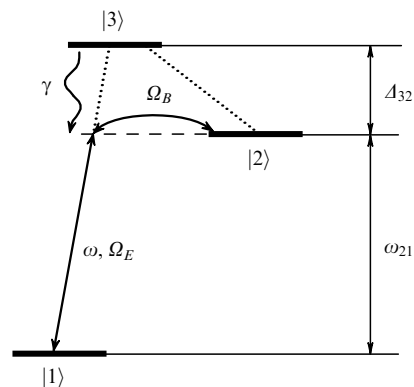


Рис. 2. Трёхуровневая система, моделирующая формирование магнитоиндуцированного резонанса.

действия

$$\hat{V}_m = -\hat{\mu} \mathbf{B}, \quad (3)$$

где $\hat{\mu} = -\mu_B(\hat{\mathbf{J}} + \hat{\mathbf{S}})$ — оператор магнитного дипольного момента, определяемый операторами полного $\hat{\mathbf{J}}$ и спинового $\hat{\mathbf{S}}$ моментов (в единицах \hbar) атома. Тогда частота Раби на переходе между состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ в наинизшем порядке теории возмущений имеет следующий вид:

$$V_{21} = \frac{\Omega_E \Omega_B}{\Delta_{32}}, \quad (4)$$

где Δ_{32} — частотное расщепление уровней $|3\rangle$ и $|2\rangle$, и при сканировании частоты пробного поля ω_p будет наблюдаться резонанс при $\omega_p = \omega_{21}$, где ω_{21} — частота запрещённого перехода $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$.

Этот результат можно интерпретировать с двух точек зрения. Одна из интерпретаций связана с концепцией перемешивания состояний $|2\rangle$ и $|3\rangle$. Действительно, в соответствии с первым порядком теории возмущения (по параметру $(\Omega_B/\Delta_{32}) \ll 1$) при наличии статического магнитного поля состояние $|2\rangle$ приобретает небольшую примесь состояния $|3\rangle$:

$$|2'\rangle = |2\rangle + \frac{\Omega_B}{\Delta_{32}} |3\rangle. \quad (5)$$

В результате переход $|1\rangle \leftrightarrow |2'\rangle$ становится частично разрешённым (например, для спонтанного распада). Из (5) можно рассчитать выражение для частоты Раби (4): $V_{21} = \langle 2' | \hat{d} E_p | 1 \rangle / \hbar$.

Другая интерпретация может быть развита с позиции двухфотонной спектроскопии. В этом случае выражение (4) можно рассматривать как двухфотонную частоту Раби в пределе, когда частота одного из полей (магнитного поля в нашем случае) стремится к нулю. Тогда частотное расщепление Δ_{32} играет роль однофотонной отстройки, а условие двухфотонного резонанса соответствует равенству частоты оптического поля частоте запрещённого перехода, т.е. $\omega = \omega_{21}$.

Необходимо отметить, что под действием приложенных полей частота перехода $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ приобретает квадратичные сдвиги, а именно оптический

$$\Delta_E = \frac{|\Omega_E|^2}{4\Delta_{32}}, \quad (6)$$

и магнитный

$$\Delta_B = -\frac{|\Omega_B|^2}{\Delta_{32}}. \quad (7)$$

Теперь выражение (4) для абсолютного значения V_{21} можно представить как

$$|V_{21}| = 2\sqrt{|\Delta_E \Delta_B|}. \quad (8)$$

Из формулы (8) видно, что одна и та же частота Раби может соответствовать различным значениям Δ_E и Δ_B . Если, например, магнитное поле контролируется лучше, то предпочтительной (с метрологической точки зрения) будет ситуация с более сильной магнитной компонентой сдвига, и наоборот.

Кроме того, имеет место уширение линии спонтанного перехода $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$, которое по теории возмущения

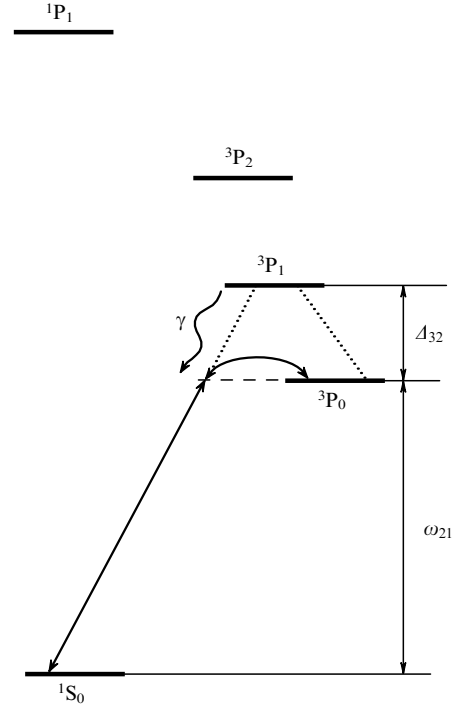


Рис. 3. Структура уровней щелочноземельных атомов.

определяется как

$$\gamma_{21} \approx \gamma \frac{|\Omega_B|^2}{\Delta_{32}^2}. \quad (9)$$

Как видно, уширение (9) обратно пропорционально квадрату большой величины Δ_{32} и поэтому во многих случаях пренебрежимо мал.

На рисунке 3 изображена схема основных энергетических уровней, которая типична для чётных изотопов большинства щелочноземельных атомов (Be, Mg, Ca, Sr, Zn, Cd), а также ртути и редкоземельного иттербия. Нашей целью является возбуждение резонанса на запрещённом переходе $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$.

Таким образом, состоянию $|1\rangle$ на рис. 2 соответствует атомное состояние 1S_0 , а состоянию $|2\rangle$ — 3P_0 . Состоянию $|3\rangle$, через которое происходит "двухфотонное" связывание, соответствует 3P_1 . В этой схеме электродипольное взаимодействие с пробным световым полем

$$\mathbf{E}_p(t) = \text{Re} \left\{ \mathbf{E}_p \exp[-i(\omega_p t - \mathbf{k}_p \mathbf{r})] \right\}, \quad \mathbf{E}_p = E_p \mathbf{e}_p, \quad (10)$$

происходит через интеркомбинационный переход $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$. Здесь \mathbf{E}_p и E_p — векторная и скалярная амплитуды соответственно, \mathbf{e}_p — единичный вектор поляризации, \mathbf{k}_p — волновой вектор пробной волны. Магнитодипольное взаимодействие со статическим магнитным полем \mathbf{B} осуществляется через переход $^3P_1 \leftrightarrow ^3P_0$.

С учётом векторной природы \mathbf{E}_p и \mathbf{B} и зеемановского вырождения состояния 3P_1 выражение для полной "магнитоиндуцированной" частоты Раби (4) примет следующий вид:

$$V_{21} = \frac{\sqrt{2}\mu_B \langle 3 | \hat{d} | 1 \rangle}{\sqrt{3}\hbar^2 \Delta_{32}} \mathbf{B} \mathbf{E}_p. \quad (11)$$

Здесь $\langle 3||\hat{d}||1 \rangle \equiv \langle {}^3P_1||\hat{d}||{}^1S_0 \rangle$ является приведённым матричным элементом дипольного момента на переходе ${}^1S_0 \leftrightarrow {}^3P_1$, численное значение которого можно определить эмпирически по времени жизни уровня 3P_1 :

$$\frac{1}{\tau_{3P_1}} = \frac{4\omega_1^3 |\langle 3||\hat{d}||1 \rangle|^2}{3\hbar c^3},$$

где ω_1 — частота перехода ${}^1S_0 \leftrightarrow {}^3P_1$.

Представим теперь магнитное поле в виде $\mathbf{B} = B\mathbf{b}$, где вещественный единичный вектор \mathbf{b} ($|\mathbf{b}| = 1$) описывает ориентацию вектора \mathbf{B} , а $B = |\mathbf{B}|$. Тогда выражение (11) можно представить в виде

$$V_{21} = a\sqrt{I_p} B(\mathbf{b}\mathbf{e}_p) = a\sqrt{I_p} B \cos \varphi, \quad (12)$$

где $I_p = c|\mathbf{E}_p|^2/(8\pi)$ — интенсивность пробной световой волны, а коэффициент a является индивидуальной характеристикой выбранного элемента. Угол φ — угол между векторами \mathbf{b} и \mathbf{e}_p в случае, если пробное поле имеет линейную поляризацию (т.е. когда $\mathbf{e}_p^* = \mathbf{e}_p$). При этом очевидно, что оптимальным является параллельное направление векторов \mathbf{e}_p и \mathbf{b} , когда $|\cos \varphi| = 1$.

Квадратичный зеемановский сдвиг имеет вид

$$\Delta_B = bB^2, \quad (13)$$

а световой сдвиг выражается как

$$\Delta_E = wI_p, \quad (14)$$

где w — динамическая поляризуемость на частоте перехода ω_{21} . Отметим, что для корректного вычисления световых сдвигов (14) необходимо учитывать вклады всех состояний, связанных дипольными переходами с уровнями 3P_0 и 1S_0 (например, вклад от дипольного перехода с уровнем 1P_1 на рис. 3). Поэтому формула (8) для реальных атомов изменится следующим образом:

$$V_{21} = \chi\sqrt{|\Delta_E\Delta_B|}, \quad (15)$$

где $\chi = a/\sqrt{|bw|} \neq 2$.

Отметим также, что наряду с парамагнитным взаимодействием второго порядка, определяющим сдвиг (7) для уровня 3P_0 , свой вклад в квадратичный эффект Зеемана (13) уже в первом порядке вносит диамагнитное взаимодействие

$$\hat{V}_d = \frac{1}{8} [\mathbf{B} \times \mathbf{r}]^2 = \frac{B^2 r^2}{12} \left[1 - \sqrt{\frac{3}{2}} (\{\mathbf{b} \otimes \mathbf{b}\}_2 C_2(\theta, \varphi)) \right], \quad (16)$$

где $\{\mathbf{b} \otimes \mathbf{b}\}_2$ — тензорное произведение второго ранга двух векторов, $C_{2m}(\theta, \varphi)$ — модифицированная сферическая функция [76]. Однако численные расчёты показывают, что для всех рассмотренных атомов этот вклад не превышает 10% от парамагнитного вклада.

В качестве примера оценим теперь предельную нестабильность частоты в рамках предложенного метода для атомов Yb, основываясь на реалистических предположениях о величинах полей и степени контроля над ними. Для Yb имеем следующие значения коэффициентов: $a \approx 18,6$ мГц Гс⁻¹ (мВт см⁻²)^{-1/2}, $b \approx -62$ мГц Гс⁻², $w \approx 15$ мГц (мВт см⁻²)⁻¹, $\chi \approx 0,6$. Современная экспери-

ментальная техника позволяет получать магнитное поле $|\mathbf{B}| = 10$ Гс с неопределённостью ~ 1 мГц. Это приводит к регулярному квадратичному сдвигу $\Delta_B = 6,2$ Гц с неопределённостью $\delta(\Delta_B) \sim 1,2$ мГц. При величине $I_p = 8$ мВт см⁻² световой сдвиг $\Delta_E \approx 120$ мГц. Если исходить из реалистичной степени контролируемости интенсивности на уровне 1%, то это даёт величину возможной флуктуации светового сдвига $\delta(\Delta_E) \sim 1,2$ мГц. Тогда погрешность определения частоты можно оценить на уровне 1,7 мГц, откуда следует нестабильность порядка 3×10^{-18} на частоте запрещённого перехода $5,183 \times 10^{14}$ Гц. Для указанных величин полей частота Раби (12) при $\mathbf{E}_p || \mathbf{B}$ составляет $\tilde{V}_{12} \approx 0,5$ Гц. Вынужденные переходы с такой частотой Раби вполне можно детектировать для атомов, захваченных в недиссипативную оптическую решётку на магической длине волны.

Таким образом, оценки, проведённые на примере чётных изотопов Yb, показывают перспективность применения данного метода в оптических стандартах частоты нового поколения, использующих атомы, захваченные в оптическую решётку на магической длине волны. В частности, нестабильность частоты может достигать значения $10^{-17} - 10^{-18}$, которое лимитируется неопределённостью оптического и квадратичного зеемановского сдвигов. Этот метод может быть применён для щелочно-земельных и подобных им по энергетической структуре атомов (Mg, Ca, Sr, Yb, Zn, Cd, Hg).

Отметим, что метод магнитоиндуцированной спектроскопии впервые был успешно реализован в экспериментах с атомами ¹⁷⁴Yb [54, 56], впоследствии с атомами ⁸⁸Sr [77–79] и совсем недавно с атомами ²⁴Mg [80].

3. Обобщённый метод Рамзея в прецизионной спектроскопии ультрахолодных атомов и ионов

В качестве конкретного примера будем рассматривать описанный в разделе 2 метод магнитоиндуцированной спектроскопии [75] сильно запрещённого оптического перехода ${}^1S_0 \rightarrow {}^3P_0$ в чётных изотопах щелочноземельно-подобных атомов, захваченных в оптическую решётку на магической длине волны. При этом для определённости будем рассматривать частоту часового перехода ω_0 (т.е. при наличии только решётчного поля, включая также тепловой и столкновительный сдвиги) как невозмущённую. Таким образом, имеет место частотный сдвиг

$$\Delta = \kappa I_p + \beta |\mathbf{B}|^2, \quad (17)$$

вызванный пробным лазерным полем (с интенсивностью I_p) и статическим магнитным полем \mathbf{B} (см. [75]). При создании стандартов частоты (особенно первичных) возникает очевидный вопрос: что делать с этими сдвигами? Мы видим два варианта ответа на этот вопрос. Один из вариантов заключается в прецизионном экспериментальном измерении коэффициентов κ и β при наличии высокой степени контроля над величинами I_p и $|\mathbf{B}|$. Тогда по результатам спектроскопических измерений можно вычислить частоту невозмущённого перехода ω_0 при $I_p = 0$ и $B = 0$. Например, если магнитное поле $B \sim 10^{-3}$ Тл (~ 10 Гс), то квадратичный сдвиг $\beta |\mathbf{B}|^2$ будет порядка 10 Гц. В этом случае, для того чтобы иметь возможность достижения абсолютной точности

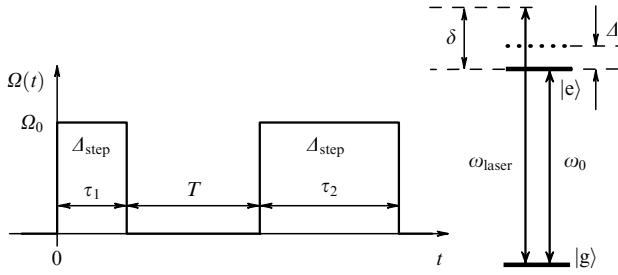


Рис. 4. Иллюстрация рамзеевских импульсов с различной длительностью (τ_1 и τ_2). Показано, что во время рамзеевских импульсов происходит сдвиг частоты перехода на величину Δ .

измерения частоты на уровне 1 мГц и менее (относительная погрешность меньше 10^{-17}), необходимо определить величину коэффициента β и контролировать величину магнитного поля $|\mathbf{B}|$ с точностью 10^{-4} (для магнитного поля это составляет порядка 1 мГс). Очевидно, что достижение такого уровня точности измерения коэффициента β потребует кропотливых упорных усилий на протяжении многих лет. Причём надеяться на теоретические расчёты для многоэлектронных атомов с такой же точностью (т.е. порядка 0,01 %), по-видимому, не приходится из-за диамагнитного вклада. Аналогичным образом можно провести необходимые оценки и по сдвигу, обусловленному пробным лазерным полем (κI_p).

В статье [81] мы предложили новый вариант решения проблемы полевого сдвига (17). В предложенном нами варианте используется метод рамзеевской спектроскопии с разнесёнными по времени импульсами (рис. 4), имеющими различную длительность. Применительно к магнитоиндуцированной спектроскопии [75] здесь подразумевается, что в течение действия импульсов (с частотой Раби Ω_0 и длительностями τ_1 и τ_2) на атомы воздействует пробное лазерное поле с частотой ω при наличии статического магнитного поля \mathbf{B} , а во время свободной эволюции (длительностью T) магнитное поле и пробная волна одновременно отключаются.

Таким образом, данный вариант рамзеевской спектроскопии имеет отличительную особенность, связанную с появлением частотного сдвига Δ только во время действия импульсов. Если в начальный момент времени $t = 0$ атомы находились на нижнем уровне $|g\rangle$, то после воздействия двух импульсов населённость атомов в возбуждённом состоянии $|e\rangle$ определяется следующим выражением:

$$n_e = \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2} \left\{ \left[\cos \frac{\delta T}{2} \sin \frac{\Omega(\tau_1 + \tau_2)}{2} - \frac{2(\delta - \Delta)}{\Omega} \sin \frac{\delta T}{2} \sin \frac{\Omega\tau_1}{2} \sin \frac{\Omega\tau_2}{2} \right]^2 + \sin^2 \frac{\delta T}{2} \sin^2 \frac{\Omega(\tau_1 - \tau_2)}{2} \right\}, \quad (18)$$

где $\delta = \omega - \omega_0$ — отстройка частоты пробного поля от частоты невозмущённого перехода (т.е. во время свободной эволюции между рамзеевскими импульсами), а $\Omega = (\Omega_0^2 + (\delta - \Delta)^2)^{1/2}$ — обобщённая частота Раби во время действия импульсов.

Формула (18) описывает рамзеевские "фринги" (от англ. Ramsey fringe — полоса Рамзея), в которых центральный резонанс (как функция от δ) является реперным

для наших целей. При этом наличие дополнительного частотного сдвига Δ во время действия импульсов приводит также к сдвигу вершины центрального резонанса $\overline{\delta\omega_0}$ относительно частоты невозмущённого перехода ω_0 .

Опишем функциональную зависимость величины $\overline{\delta\omega_0}$ при условии $|\Delta/\Omega_0| \ll 1$. Для этого, исходя из самых общих математических соображений, представим сигнал (18) в виде ряда Тейлора по степеням отстройки δ :

$$n_e = A^{(0)} + A^{(1)}\delta + A^{(2)}\delta^2 + \dots, \quad (19)$$

где коэффициенты $A^{(j)}$ в свою очередь могут быть разложены по степеням Δ/Ω_0 следующим образом:

$$\begin{aligned} A^{(0)} &= A_0^{(0)} + A_2^{(0)} \left(\frac{\Delta}{\Omega_0} \right)^2 + A_4^{(0)} \left(\frac{\Delta}{\Omega_0} \right)^4 + \dots, \\ A^{(1)} &= A_1^{(1)} \left(\frac{\Delta}{\Omega_0} \right) + A_3^{(1)} \left(\frac{\Delta}{\Omega_0} \right)^3 + \dots, \\ A^{(2)} &= A_0^{(2)} + A_2^{(2)} \left(\frac{\Delta}{\Omega_0} \right)^2 + A_4^{(2)} \left(\frac{\Delta}{\Omega_0} \right)^4 + \dots \end{aligned} \quad (20)$$

Этот результат является прямым следствием симметрии, благодаря которой выражение (18) не изменяется при замене $\delta \rightarrow -\delta$, $\Delta \rightarrow -\Delta$.

В случае $|\Delta/\Omega_0| \ll 1$ исходя из выражения (19) легко находим искомую величину $\overline{\delta\omega_0}$ как отношение:

$$\overline{\delta\omega_0} \approx -\frac{A^{(1)}}{2A^{(2)}}. \quad (21)$$

Соотношение (21) в сочетании с (20) позволяют определить доминирующую зависимость $\overline{\delta\omega_0}$ от величины Δ/Ω_0 . Так, например, в случае рамзеевских импульсов с одинаковой длительностью ($\tau_1 = \tau_2 = \tau$) такая доминирующая зависимость является линейной:

$$\overline{\delta\omega_0} \propto \frac{\Delta}{\Omega_0}. \quad (22)$$

Однако, как будет показано ниже, в общем случае рамзеевских импульсов с различной длительностью ($\tau_1 \neq \tau_2$) это не так. В частности, специальным подбором параметров (τ_1 , τ_2 , Ω_0) при $|\Delta/\Omega_0| \ll 1$ можно достичь кубической зависимости:

$$\overline{\delta\omega_0} \propto \left(\frac{\Delta}{\Omega_0} \right)^3, \quad (23)$$

что позволяет радикально улучшить метрологические характеристики атомных часов при использовании метода рамзеевской спектроскопии по сравнению с таковыми в случае использования одноимпульсного метода (раби-спектроскопия), который применяется в настоящее время в оптических атомных часах.

Для этого рассмотрим выражение для коэффициента $A_1^{(1)}$ в (20):

$$\begin{aligned} A_1^{(1)} &= \frac{\sin [\Omega_0(\tau_1 + \tau_2)/2]}{\Omega_0} \times \\ &\times \left[2 \sin \frac{\Omega_0(\tau_1 + \tau_2)}{2} + 2\Omega_0 T \sin \frac{\Omega_0\tau_1}{2} \sin \frac{\Omega_0\tau_2}{2} - \right. \\ &\left. - \Omega_0(\tau_1 + \tau_2) \cos \frac{\Omega_0(\tau_1 + \tau_2)}{2} \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

Отсюда следует, что при выполнении условия

$$\Omega_0(\tau_1 + \tau_2) = 2\pi n, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (25)$$

коэффициент $\mathcal{A}_1^{(1)} = 0$, что, в соответствии с (20) и (21), приводит к тому, что доминирующей зависимостью $\overline{\delta\omega_0}$ от величины Δ/Ω_0 будет кубическая зависимость (23).

Однако кроме выполнения условия (25), которое существенно минимизирует сдвиг $\overline{\delta\omega_0}$, для приложения к оптическим часам необходимо, чтобы амплитуда центрального резонанса была близка к максимальной. В частности, это может быть достигнуто максимизацией коэффициента $\mathcal{A}_0^{(2)}$ в (20), который определяет кривизну вершины центрального резонанса при условии $|\Delta/\Omega_0| \ll 1$. Можно показать, что при условии (25) имеет место равенство

$$\mathcal{A}_0^{(2)} = \frac{T^2}{4} \sin^2(\Omega_0\tau_1), \quad (26)$$

откуда следует, что коэффициент $\mathcal{A}_0^{(2)}$ достигает максимума при

$$\Omega_0\tau_1 = \frac{\pi(2m+1)}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (27)$$

Сочетание условий (25) и (27) приводит к следующему соотношению для τ_1 и τ_2 :

$$\frac{\tau_2}{\tau_1} = \frac{4n}{2m+1} - 1. \quad (28)$$

В простейшем случае $n = 1$ (т.е. когда $\Omega_0(\tau_1 + \tau_2) = 2\pi$ в (25)) находим, что $\tau_2/\tau_1 = 3$ (для $m = 0$) либо $\tau_2/\tau_1 = 1/3$ (для $m = 1$), т.е. длительности рамзеевских импульсов различаются в три раза. Для этого случая на рис. 5 приведён пример рамзеевской картины в целом, а на рис. 6 представлена кривая центрального резонанса в сравнении с таковой для стандартного рамзеевского метода с одинаковыми импульсами ($\Omega_0\tau_1 = \Omega_0\tau_2 = \pi/2$). Как видно, амплитуда резонанса для нашего метода также близка к максимальному значению (≈ 1).

Следует подчеркнуть, что различие длительностей импульсов ($\tau_2 \neq \tau_1$) является принципиальным моментом для предлагаемого метода. Действительно, если при выполнении условия (25) взять одинаковые импульсы ($\tau_2 = \tau_1$), то центральный резонанс будет иметь

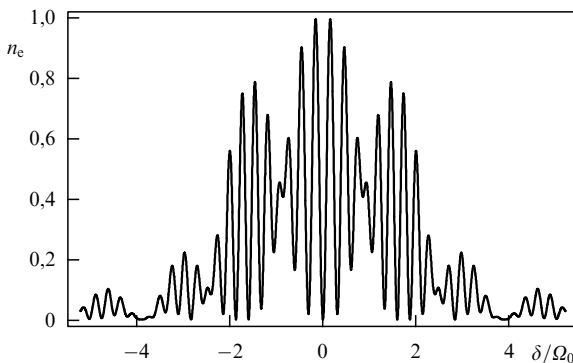


Рис. 5. Иллюстрация рамзеевских резонансов при выполнении условия (25): $\Omega_0(\tau_1 + \tau_2) = 2\pi$, $\tau_2/\tau_1 = 3$, $\Omega_0 T = 20$; $\Delta = 0$; n_e — населённость возбуждённого уровня.

плоскую вершину и малую амплитуду, что делает его непригодным для использования в оптических стандартах.

Рассмотрим теперь более детально зависимость сдвига $\overline{\delta\omega_0}$ от величины Δ/Ω_0 . Рисунок 7а наглядно подтверждает вышеприведённые общие соображения, согласно которым выполнение условия (25) приводит к радикальному уменьшению чувствительности сдвига центрального резонанса (при условии $|\Delta/\Omega_0| \ll 1$) по сравнению с таковой в стандартной рамзеевской спектроскопии с одинаковыми импульсами (рис. 7б).

На рисунке 8 показано появление линейного (по Δ/Ω_0) вклада при условии $\Omega_0(\tau_1 + \tau_2) \neq 2\pi$. Причём в случае $\Omega_0(\tau_1 + \tau_2) > 2\pi$ наклон этого линейного вклада положителен, а при $\Omega_0(\tau_1 + \tau_2) < 2\pi$ — отрицателен.

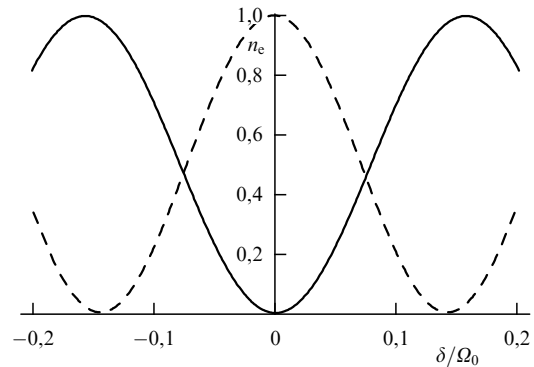


Рис. 6. Сравнение центральных рамзеевских резонансов при выполнении условия (25) ($\Omega_0(\tau_1 + \tau_2) = 2\pi$, $\tau_2/\tau_1 = 3$, $\Omega_0 T = 20$, $\Delta = 0$) (сплошная кривая) и в случае стандартной рамзеевской спектроскопии с одинаковыми импульсами ($\Omega_0\tau_1 = \Omega_0\tau_2 = \pi/2$, $\Omega_0 T = 20$, $\Delta = 0$) (штриховая кривая).

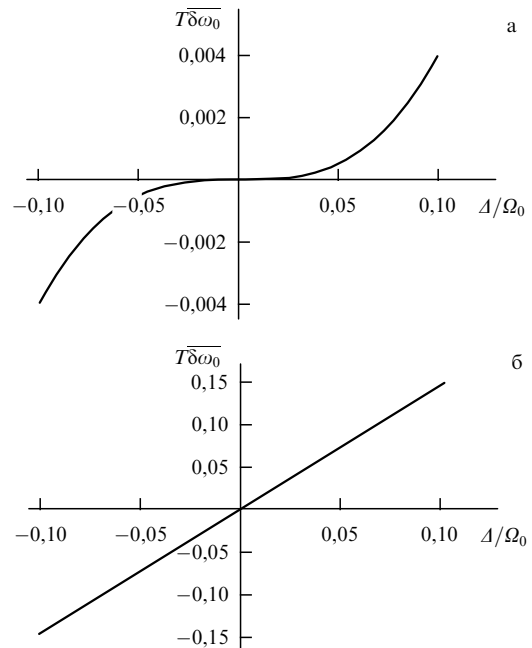


Рис. 7. Результаты численного расчёта сдвига центрального резонанса ($T\overline{\delta\omega_0}$) в зависимости от величины Δ/Ω_0 : (а) для нового варианта рамзеевской спектроскопии при выполнении условия (25) ($\Omega_0(\tau_1 + \tau_2) = 2\pi$, $\tau_2/\tau_1 = 3$, $\Omega_0 T = 20$), (б) для стандартной рамзеевской спектроскопии с одинаковыми импульсами ($\Omega_0\tau_1 = \Omega_0\tau_2 = \pi/2$; $\Omega_0 T = 20$).

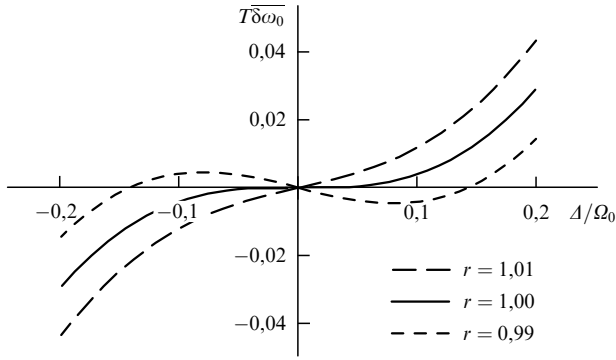


Рис. 8. Результаты численного расчёта сдвига центрального резонанса ($T\delta\omega_0$) в зависимости от величины Δ/Ω_0 при различных значениях параметра $r = \Omega_0(\tau_1 + \tau_2)/(2\pi)$ ($\tau_2/\tau_1 = 3$, $\Omega_0 T = 20$).

Для демонстрации эффективности нового метода будем исходить из вполне реалистических оценок степени контролируемости величины $\Omega_0(\tau_1 + \tau_2)$ на уровне 1 % от 2π , а также $|\Delta/\Omega_0| < 0,01$. Тогда $|\delta\omega_0| < 0,00075/T$ (в единицах с^{-1}) для $\Omega_0 T = 20$. Например, если положить $T = 0,5$ с (т.е. $\Omega_0 \approx 6,4$ Гц, что вполне достижимо для метода магнитоиндуцированной спектроскопии в современных стандартах, основанных на атомах в оптической решётке [54, 77]), то получим оценку $|\delta\omega_0| < 0,0003$ Гц, которая соответствует относительной частотной неопределённости менее чем 10^{-18} . Для сравнения, при использовании стандартного рамзеевского метода с одинаковыми импульсами ($\Omega_0\tau_1 = \Omega_0\tau_2 = \pi/2$) для тех же условий ($|\Delta/\Omega_0| < 0,01$, $\Omega_0 T = 20$) получим оценку $|\delta\omega_0| < 0,015/T$, которая более чем на порядок (в данном случае в 20 раз) хуже, чем для нашего метода.

Предложенный метод был экспериментально реализован в Физико-техническом федеральном ведомстве (Physikalisch-Technische Bundesanstalt — PTB) (Брауншвейг, Германия) [82] при нашем решающем участии в постановке экспериментов. Было продемонстрировано подавление полевого сдвига частоты более чем на три порядка. Совсем недавно [79] было сообщено об успешной экспериментальной реализации сочетания двух наших методов: магнитоиндуцированной спектроскопии и обобщённой спектроскопии Рамзея. Дальнейшие обобщения предложенного метода, включающие в себя учёт конечных ширины линии лазерного излучения и времени жизни возбуждённого состояния, можно найти в наших работах [83, 84].

4. Метод синтетической частоты

Двумя из основных факторов, ограничивающих точность современных атомных стандартов частоты и времени, являются тепловой сдвиг и его температурные флуктуации. Счастливое исключение представляет собой ион $^{27}\text{Al}^+$ [40, 43, 47] (и, возможно, $^{115}\text{In}^+$ [85]), для которого поляризуемости верхнего и нижнего уровней часового перехода $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ удачным образом совпадают с достаточно высокой точностью. Это приводит к тому, что для $^{27}\text{Al}^+$ тепловой сдвиг указанного оптического перехода при комнатной температуре имеет относительную величину несколько ниже чем 10^{-17} , тогда как во всех остальных атомных стандартах эта величина намного больше. Так, например, для квадрупольного перехода $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{D}_{3/2}$ в ионе $^{171}\text{Yb}^+$ относительный

тепловой сдвиг при комнатной температуре составляет $5,8 \times 10^{-16}$ [86]. Для современных решёточных часов со стронцием [55, 87] и иттербием [54, 88] тепловые сдвиги (на переходе $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$) — $5,5 \times 10^{-15}$ и $2,5 \times 10^{-15}$ соответственно [89]. Для цезиевого радиочастотного стандарта эта величина составляет $2,12 \times 10^{-14}$ [90].

В настоящее время существуют два подхода к решению проблемы теплового сдвига. Радикальный подход состоит в использовании криогенной техники, для того чтобы подавить этот сдвиг, сделав его пренебрежимо малым. Пока такой метод реализован только для ионов ртути $^{199}\text{Hg}^+$ [39]. Другой подход заключается в прецизионной термостабилизации установки (чтобы уменьшить влияние температурных флуктуаций) в сочетании с численным расчётом (теоретическим и/или полуэмпирическим) сдвига при заданной температуре.

В работе [91] нами предложен альтернативный метод, позволяющий существенно (на два-три порядка) уменьшить тепловой сдвиг и его флуктуации в атомных стандартах без применения криогенной техники и прецизионной термостабилизации. Наш подход основан на использовании двух часовых переходов, находящихся в тождественном термодинамическом окружении. В такой системе существует комбинационная частота, не испытывающая теплового сдвига даже при комнатной температуре.

В основе нашего метода лежит тот факт, что в подавляющем большинстве случаев тепловой сдвиг ΔT имеет практически одинаковую температурную зависимость для различных переходов в атомах и ионах. Такой универсальной зависимостью является закон $\Delta T \propto T^4$.

Рассмотрим теперь два часовых перехода с частотами $\omega_1^{(0)}$ и $\omega_2^{(0)}$, находящихся в тождественных термодинамических условиях, т.е. в одной ячейке. Для определённости далее всюду будем полагать, что $\omega_1^{(0)} < \omega_2^{(0)}$. Тогда частоту каждого перехода с учётом теплового сдвига можно представить как

$$\omega_j(T) = \omega_j^{(0)} + a_j T^4, \quad j = 1, 2, \quad (29)$$

где a_j — индивидуальная характеристика j -го перехода, зависящая от атомной структуры. Прежде всего a_j определяется скалярной частью тензора поляризуемости в статическом электрическом поле. Введём коэффициент $\alpha_{12} = a_1/a_2$. Легко увидеть, что суперпозиция $\omega_1(T) - \alpha_{12}\omega_2(T)$ не испытывает теплового сдвига:

$$\omega_1(T) - \alpha_{12}\omega_2(T) = \omega_1^{(0)} - \alpha_{12}\omega_2^{(0)}. \quad (30)$$

Таким образом, можно определить новую, "синтетическую", частоту ω_{sint} следующим общим образом:

$$\omega_{\text{sint}} = K(\omega_1(T) - \alpha_{12}\omega_2(T)) = K(\omega_1^{(0)} - \alpha_{12}\omega_2^{(0)}), \quad (31)$$

где K — некоторый, в общем случае произвольный, числовой множитель. Если каким-то техническим образом частоту ω_{sint} можно использовать в качестве реперной, то появляется возможность создания атомных часов, в которых существенно подавлены тепловой сдвиг и его температурные флуктуации даже при комнатной температуре. При этом тепловые сдвиги $a_j T^4$ на рабочих частотах ω_j могут быть довольно велики.

Покажем, что такая практическая возможность имеется при использовании фемтосекундного синтезатора

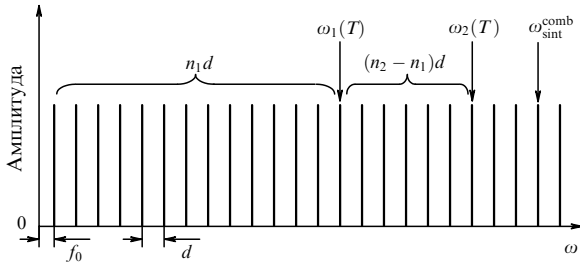


Рис. 9. Иллюстрация фемтосекундной гребёнки частот, стабилизированной по двум часовым переходам с частотами ω_1 и ω_2 при фиксированной температуре T .

частот. Действительно, рассмотрим ситуацию, когда синтезатор частот стабилизирован по двум частотам, $\omega_1(T)$ и $\omega_2(T)$, при фиксированной температуре T (рис. 9). В результате однозначным образом определяются параметры фемтосекундной гребёнки:

$$d = \frac{\omega_2(T) - \omega_1(T)}{n_2 - n_1} = \frac{\omega_2^{(0)} - \omega_1^{(0)}}{n_2 - n_1} + \frac{a_2 - a_1}{n_2 - n_1} T^4,$$

$$f_0 = \omega_1(T) - n_1 d = \frac{n_2 \omega_1^{(0)} - n_1 \omega_2^{(0)}}{n_2 - n_1} + \frac{n_2 a_1 - n_1 a_2}{n_2 - n_1} T^4,$$
(32)

где d — частота повторения импульсов, f_0 — частота смещения, а n_1 и n_2 являются фиксированными натуральными числами. Тогда частота m -й моды

$$\omega_m(T) = f_0 + md = \frac{m(\omega_2^{(0)} - \omega_1^{(0)}) + n_2 \omega_1^{(0)} - n_1 \omega_2^{(0)}}{n_2 - n_1} + \frac{m(a_2 - a_1) + n_2 a_1 - n_1 a_2}{n_2 - n_1} T^4.$$
(33)

Из выражения (33) можно определить такое значение $m = m_0$, при котором коэффициент при T^4 обнуляется:

$$m_0 = \frac{n_1 a_2 - n_2 a_1}{a_2 - a_1} = \frac{n_1 - \alpha_{12} n_2}{1 - \alpha_{12}}.$$
(34)

В этом случае тепловой сдвиг для частоты ω_{m_0} оказывается подавленным. После несложных математических преобразований находим, что ω_{m_0} является синтетической частотой (31):

$$\omega_{m_0} = \omega_{\text{comb}}^{\text{comb}} = \frac{\omega_1^{(0)} - \alpha_{12} \omega_2^{(0)}}{1 - \alpha_{12}},$$
(35)

как и следовало ожидать. Очевидно, что под m_0 здесь подразумевается натуральное число, ближайшее по величине к правой части в (34). Кроме того, необходимо, чтобы выполнялось условие $m_0 > 0$, что эквивалентно $\omega_{\text{comb}}^{\text{comb}} > 0$ в (35).

Таким образом, мы показали, что в частотной гребёнке, стабилизированной по двум часовым переходам ($\omega_1^{(0)}$ и $\omega_2^{(0)}$), существует (при $m_0 > 0$) такая частотная компонента ω_{m_0} , для которой существенно подавлены тепловой сдвиг и чувствительность к температурным флуктуациям. Эта частотная компонента может служить атомным стандартом частоты. Более того, с

практической точки зрения, здесь может существовать целый частотный интервал с подавленным тепловым сдвигом. Действительно, ближайшие к ω_{m_0} частотные компоненты $\omega_{m_0 \pm q}$ (с относительно небольшими q):

$$\omega_{m_0 \pm q} = \omega_{m_0} \pm qd = \omega_{m_0} \pm q \frac{\omega_2^{(0)} - \omega_1^{(0)}}{n_2 - n_1} \pm q \frac{a_2 - a_1}{n_2 - n_1} T^4,$$
(36)

также будут иметь крайне низкую чувствительность к тепловому сдвигу при $n_2 - n_1 \gg 1$. Так, например, в случае оптических частот $\omega_1^{(0)}$ и $\omega_2^{(0)}$ величина $n_2 - n_1$ может достигать нескольких десятков или сотен тысяч (см. ниже пример для иона $^{171}\text{Yb}^+$). Поскольку не может быть известно абсолютно точное значение коэффициента α_{12} , то в результате возникает некоторый произвол в выборе m_0 -й гармоники. Этот произвол обусловлен также принципиальным ограничением нашего метода, которое связано с поправками более высокого порядка по T в температурной зависимости теплового сдвига:

$$\Delta T^{(j)} = a_j T^4 + b_j T^6 + c_j T^8 + \dots, \quad j = 1, 2.$$
(37)

Обычно эти поправки ($b_j T^6 + c_j T^8 + \dots$) при комнатной температуре имеют величину на уровне $\sim 0,01 - 0,001$ от главного члена $a_j T^4$. Поэтому не имеет большого смысла подавлять зависимость $\propto T^4$ в нашем методе сильнее, чем на два-три порядка, так как остаточный тепловой сдвиг при этом больше уже не уменьшится. Другими словами, для того чтобы определить область подходящих значений m_0 , достаточно найти значение коэффициента α_{12} с относительной точностью $\sim 0,01 - 0,001$. Для того чтобы выбранная частотная гармоника ω_{m_0} могла рассматриваться в качестве универсального атомного стандарта, должна существовать договорённость между различными лабораториями о фиксировании двух целых чисел: $n_2 - n_1$ и m_0 .

Следует отметить, что частоту ω_{m_0} можно определить не только из теоретических расчётов, но и экспериментально. Для этого с использованием низкочастотного электрического поля (или инфракрасного лазера) надо найти статические поляризуемости на часовых переходах ω_1 и ω_2 . Причём, что очень важно с практической точки зрения, абсолютно безразлична величина используемого электрического поля, так как необходимый коэффициент α_{12} равен отношению скалярных частей искомых поляризуемостей. Кроме того, в случае генератора частотной гребёнки (comb generator), стабилизированного по ω_1 и ω_2 , частоту ω_{m_0} можно непосредственно определить как такую компоненту частотной гребёнки, которая не испытывает скалярного штарковского сдвига в низкочастотном поле.

Помимо частоты ω_{m_0} (которая может лежать в оптическом диапазоне), в нашей системе можно выделить и низкочастотный сигнал:

$$\frac{\omega_{m_0}}{m_0} = d + \frac{f_0}{m_0},$$
(38)

соответствующий стандарту на частоте ω_{m_0} . Действительно, поскольку параметры частотной гребёнки d и f_0 могут быть измерены с высокой точностью, мы можем использовать реальную радиочастоту d и постоянно вносить в неё численную поправку f_0/m_0 , так что супер-

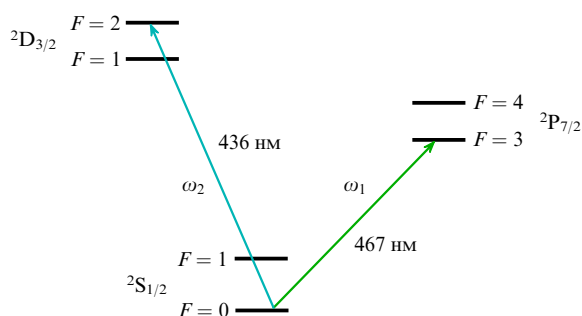


Рис. 10. Схема сверхтонких уровней и используемых часовых переходов в ионе $^{171}\text{Yb}^+$.

позиция (38) станет нечувствительной к тепловому сдвигу и будет соответствовать стандарту на частоте ω_{m_0} . Интересно отметить, что радиочастота (38) определена в нашей системе, даже если $m_0 < 0$ в (34), т.е. если базовая частотная компонента $\omega_{m_0} < 0$ и она поэтому существует только виртуально.

В качестве наглядного примера возможной практической реализации идей, изложенных выше, рассмотрим ион $^{171}\text{Yb}^+$, в котором можно использовать два часовых оптических перехода (рис. 10): квадрупольный переход $2S_{1/2} \rightarrow 2D_{3/2}$ ($F = 0 \rightarrow F = 2$, $\lambda \approx 436$ нм) и октупольный переход $2S_{1/2} \rightarrow 2F_{7/2}$ ($F = 0 \rightarrow F = 3$, $\lambda \approx 467$ нм). Подробную информацию по спектроскопии указанных переходов можно найти в работах [92–94].

Используя результаты расчёта поляризуемостей указанных переходов, представленные в [95] ($\alpha_{12} \approx 0,382$), находим синтетическую частоту: $\omega_{\text{синт}}^{\text{comb}} \approx 614$ ТГц ($\lambda_{\text{синт}} \approx 488$ нм). Как видно, эта частота достаточно близка к частоте исходных часовых переходов (436 и 467 нм), и она вполне может реально присутствовать в качестве спектральной компоненты используемого генератора частотной гребёнки. При этом тепловой сдвиг будет уменьшен на два порядка — до относительного уровня $\sim 10^{-17}$ (а возможно, и ниже).

Можно также оценить частотный интервал (около $\omega_{\text{синт}}^{\text{comb}}$), в котором все частотные компоненты частотной гребёнки имеют подобный ($\sim 10^{-2}$) уровень подавления теплового сдвига и его температурных флуктуаций. Протяжённость этого интервала порядка 1 ТГц. Таким образом, если положить $d \approx 100$ МГц, то в указанном интервале будет лежать около 10^4 гармоник, каждая из которых может быть принята в качестве стандарта. Добавим также, что для $d \approx 100$ МГц число гармоник, лежащих между частотами ω_1 и ω_2 , оценивается как $n_2 - n_1 \sim 4,6 \times 10^5$.

Приведём другой вариант возможной реализации стандарта на синтетической частоте с использованием решёточных часов, основанных на переходе $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в щелочноземельных нейтральных атомах. Рассмотрим, например, стронций (длина волны $\lambda \approx 698,4$ нм) и иттербий ($\lambda \approx 578,4$ нм). Используя результат расчётов в [89] $\alpha_{12} \approx 1,69$, оценим синтетическую частоту: $\omega_{\text{синт}}^{\text{comb}} \approx 648$ ТГц ($\lambda_{\text{синт}} \approx 463$ нм). Однако техническая реализация такого варианта потребует достаточно больших усилий, так как нам необходимо оперировать с решёточными часами для различных атомов (стронция и иттербия), находящихся в одной и той же вакуумной камере.

С технической точки зрения предпочтительным было бы использование двух различных изотопов одного и

того же элемента, например $^{87}\text{Sr} - ^{88}\text{Sr}$ [87], $^{171}\text{Yb} - ^{174}\text{Yb}$ (или $^{171}\text{Yb} - ^{173}\text{Yb}$) [54, 88]. Однако здесь возникает серьёзная проблема определения величины и знака для $\omega_{\text{синт}}^{\text{comb}}$ в (35). Это связано с тем, что в таких системах мы одновременно имеем условия $\omega_1 \approx \omega_2$ и $\alpha_{12} \approx 1$, что делает выражение (35) чрезвычайно чувствительным к очень малой величине $1 - \alpha_{12} \sim \pm 10^{-4} - 10^{-6}$. Действительно, выражение (35) можно представить как

$$\omega_{\text{синт}}^{\text{comb}} = \frac{\omega_1^{(0)} - \omega_2^{(0)}}{1 - \alpha_{12}} + \omega_2^{(0)}, \quad (39)$$

откуда видно, что вычислить с хорошей точностью первое слагаемое для изотопов достаточно трудно. И хотя изотопический сдвиг $\omega_1^{(0)} - \omega_2^{(0)}$ для указанных изотопов стронция и иттербия уже хорошо измерен [87, 88], высокоточные расчёты и/или эксперименты по определению поляризуемости для различных изотопов пока отсутствуют. Кроме того, из выражения (39) видно, что здесь может быть очень существенно повышена (из-за малого знаменателя $1 - \alpha_{12}$) чувствительность к другим систематическим сдвигам (например, к квадратичному зеемановскому), что вообще может поставить под сомнение целесообразность применения рассматриваемого метода в данном случае.

Для полноты картины следует добавить, что идея синтетической частоты может быть реализована не только в случае оптических частот ω_1 и ω_2 , но и в принципе в радиочастотном диапазоне, например, для сверхтонкого расщепления в основном состоянии щелочных атомов, используемых в радиочастотных стандартах (фонтанные часы). В последнем случае необходимо, чтобы в одной и той же установке имелась возможность поочерёдной работы с двумя различными атомами для детектирования соответствующих радиочастотных резонансов. Тогда, например, может быть рассмотрена пара ^{133}Cs и ^{87}Rb .

Таким образом, нами предложена и развита концепция атомного стандарта частоты, в котором тепловой сдвиг и его температурные флуктуации могут быть существенно подавлены (уменьшены на два-три порядка) даже без использования криогенной техники. Эта концепция основана на том, что в системе двух часовых переходов с частотами ω_1 и ω_2 , находящихся в идентичном термодинамическом окружении, существует такая частотная суперпозиция $\omega_{\text{синт}} \propto \omega_1 - \alpha_{12}\omega_2$, которая нечувствительна к тепловому сдвигу $\propto T^4$. Эта суперпозиция определена нами как "синтетическая" частота $\omega_{\text{синт}}$.

Предложен вариант практической реализации этой идеи с использованием генератора частотной гребёнки, стабилизированного одновременно по исходным частотам ω_1 и ω_2 . В этом случае частота $\omega_{\text{синт}}$ может существовать как одна из частотных компонент этого генератора и она может быть использована в качестве атомного стандарта. На конкретном примере показано, что на основе иона $^{171}\text{Yb}^+$ могут быть созданы оптические часы, в которых относительный тепловой сдвиг будет уменьшен до уровня $\sim 10^{-17}$ (а может быть, и ниже), что сопоставимо с таковым в часах на основе иона $^{27}\text{Al}^+$ [40, 43, 47].

Кроме того, полученные результаты будут стимулировать проведение атомных теоретических расчётов, связанных с тепловым сдвигом. Так, например, помимо поляризуемости, важно определить высшие поправки в

температурной зависимости, т.е. $b_j T^6 + c_j T^8 + \dots$ в (37), для того чтобы установить принципиальное ограничение на возможное подавление теплового сдвига в нашем методе.

5. Заключение

Мы представили три новых метода прецизионной спектроскопии ультрахолодных атомов и ионов, которые были предложены, развиты и исследованы в Институте лазерной физики СО РАН. Следует отметить, что экспериментальные работы с атомами магния и одиночными ионами иттербия, направленные на практическую реализацию этих методов, активно ведутся в институте начиная с 2012 г. На 2016 г. запланирован выход на уровень относительной нестабильности частоты, лучший, чем 10^{-16} .

В заключение позволим себе сделать прогноз развития исследований в области оптических стандартов частоты:

1) дальнейшее улучшение метрологических характеристик ионных (Al^+ , Yb^+ , In^+ , Sr^+ , Hg^+) и атомных (Sr , Hg , Yb , Mg , Tm) оптических стандартов частоты благодаря использованию специальных методов управления полевыми сдвигами частоты различной природы (тепловое излучение, поле ловушек и решёток, пробное поле); достижение в ближайшей перспективе уровня неопределённости 10^{-18} ; переопределение единиц частоты и времени на основе оптических стандартов частоты; прецизионные проверки фундаментальных физических законов с использованием оптических стандартов частоты;

2) разработка принципиально новых оптических стандартов частоты (например, на основе ядерных переходов, магнитодипольных переходов многозарядных ионов и др.) с возможностью достижения относительной неопределённости частоты 10^{-19} и ниже;

3) разработка компактных мобильных оптических стандартов частоты на основе ультрахолодных атомов и ионов, в том числе космического базирования, для перспективных навигационных и геодезических систем;

4) улучшение метрологических характеристик оптических стандартов частоты путём создания квантовых сетей атомных часов с использованием волоконных и космических линий связи.

Представленные в данной статье работы выполнены при финансовой поддержке президиумом СО РАН (интеграционный проект № 62 "Прецизионная спектроскопия ультрахолодных атомов: теория, математическое моделирование и эксперимент"), Министерством образования и науки РФ (государственный контракт 2014/139, проект 826), Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 15-02-08377, 15-32-20330, 14-02-00712, 14-02-00939) и грантом Президента РФ (НШ-4096.2014.2). Экспериментальные исследования с ультрахолодными атомами магния и одиночным ионом иттербия выполняются за счёт грантов Российского научного фонда 16-12-00054 и 16-12-00052 соответственно.

Список литературы

1. Летохов В С, Чеботаев В П *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии* (М.: Наука, 1975); Letokhov V S, Chebotayev V P *Nonlinear Laser Spectroscopy* (Berlin: Springer-Verlag, 1977)
2. Басов Н Г, Летохов В С *УФН* **96** 585 (1968); Basov N G, Letokhov V S *Sov. Phys. Usp.* **11** 855 (1969)
3. Багаев С Н, Чеботаев В П *УФН* **148** 143 (1986); Bagaev S N, Chebotayev V P *Sov. Phys. Usp.* **29** 82 (1986)
4. Летохов В С, Чеботаев В П *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990)
5. Летохов В С *Письма в ЖЭТФ* **7** 348 (1968); Letokhov V S *JETP Lett.* **7** 272 (1968)
6. Балькин В И, Летохов В С, Мишин В И *Письма в ЖЭТФ* **29** 614 (1979); Balykin V I, Letokhov V S, Mishin V I *JETP Lett.* **29** 560 (1979)
7. Андреев С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **34** 463 (1981); Andreev S V et al. *JETP Lett.* **34** 442 (1981)
8. Дубецкий Б Я и др. *Письма в ЖЭТФ* **39** 531 (1984); Dubetskii B Ya et al. *JETP Lett.* **39** 649 (1984)
9. Казанцев А П *УФН* **124** 113 (1978); Kazantsev A P *Sov. Phys. Usp.* **21** 58 (1978)
10. Letokhov V S, Minogin V G *Phys. Rep.* **73** 1 (1981)
11. Балькин В И, Летохов В С, Миногин В Г *УФН* **147** 117 (1985); Balykin V I, Letokhov V S, Minogin V G *Sov. Phys. Usp.* **28** 803 (1985)
12. Миногин В Г, Летохов В С *Давление лазерного излучения на атомы* (М.: Наука, 1986); Пер. на англ. яз.: *Laser Light Pressure on Atoms* (New York: Gordon and Breach Sci. Publ., 1987)
13. Казанцев А П, Сурдудович Г И, Яковлев В П *Механическое действие света на атомы* (М.: Наука, 1991); Kazantsev A P, Surdudovich G I, Yakovlev V P *Mechanical Action of Light on Atoms* (Singapore: World Scientific, 1990)
14. Raab E L et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631 (1987)
15. Lett P D et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 169 (1988)
16. Dalibard J, Cohen-Tannoudji C *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2023 (1989)
17. Aspect A et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2112 (1989)
18. Anderson M H et al. *Science* **269** 198 (1995)
19. Bradley C C et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687 (1995)
20. Davis K B et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969 (1995)
21. Питаевский Л П *УФН* **168** 641 (1998); Pitaevskii L P *Phys. Usp.* **41** 569 (1998)
22. Chu S *Rev. Mod. Phys.* **70** 685 (1998); Чу С *УФН* **169** 274 (1999)
23. Cohen-Tannoudji C *Rev. Mod. Phys.* **70** 707 (1998); Коэн-Таннуджи К *УФН* **169** 292 (1999)
24. Phillips W D *Rev. Mod. Phys.* **70** 721 (1998); Филипс У *УФН* **169** 305 (1999)
25. Cornell E A, Wieman C E *Rev. Mod. Phys.* **74** 875 (2002); Корнелл Э А, Виман К Э *УФН* **173** 1320 (2003)
26. Ketterle W *Rev. Mod. Phys.* **74** 1131 (2002); Кеттерле В *УФН* **173** 1339 (2003)
27. Питаевский Л П *УФН* **176** 345 (2006); Pitaevskii L P *Phys. Usp.* **49** 333 (2006)
28. Колачевский Н Н *УФН* **178** 1225 (2008); Kolachevsky N N *Phys. Usp.* **51** 1180 (2008)
29. Колачевский Н Н, Хабарова К Ю *УФН* **184** 1354 (2014); Kolachevsky N N, Khabarova K Yu *Phys. Usp.* **57** 1230 (2014)
30. Балькин В И *УФН* **181** 875 (2011); Balykin V I *Phys. Usp.* **54** 844 (2011)
31. Wineland D J *Rev. Mod. Phys.* **85** 1103 (2013); Вайнленд Д Дж *УФН* **184** 1089 (2014)
32. Metcalf H J, van der Straten P *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999)
33. Allan D W *Proc. IEEE* **54** 221 (1966)
34. Riehle F *Frequency Standards: Basics and Applications* (Weinheim: Wiley-VCH, 2004); Пер. на русск. яз.: Риле Ф *Стандарты частоты. Принципы и приложения* (М.: Физматлит, 2009)
35. Paul W *Rev. Mod. Phys.* **62** 531 (1990); Пауль В *УФН* **160** (12) 109 (1990)
36. Wineland D J, Dehmelt H G *Bull. Am. Phys. Soc.* **20** 637 (1975)
37. Bollinger J J et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 1000 (1985)
38. Berkeland D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 2089 (1998)
39. Oskay W H et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 020801 (2006)
40. Rosenband T et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 220801 (2007)
41. Fortier T M et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 070801 (2007)
42. Peik E, Schneider T, Tamm Chr J. *Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **39** 145 (2006)
43. Rosenband T et al. *Science* **319** 1808 (2008)
44. Katori H, in *Proc. of the 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology* (Ed. P Gill) (Singapore: World Scientific, 2002) p. 323

45. Katori H et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 173005 (2003)
46. Takamoto M, Katori H *Phys. Rev. Lett.* **91** 223001 (2003)
47. Chou C W et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 070802 (2010)
48. Madej A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 203002 (2012)
49. Dubé P et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 173002 (2014)
50. Huntemann N et al., in *Program and Book of Abstracts of 8-th Symp. on the Frequency Standards and Metrology, Potsdam, Germany, 12–16 October 2015* (Ed. F Riehle) (Potsdam: Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2015) p. 38
51. Takamoto M et al. *Nature* **435** 321 (2005)
52. Ludlow A D et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 033003 (2006)
53. Brusch A et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 103003 (2006)
54. Barber Z W et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 083002 (2006)
55. Ludlow A D et al. *Science* **319** 1805 (2008)
56. Poli N et al. *Phys. Rev. A* **77** 050501(R) (2008)
57. Nicholson T L et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 230801 (2012)
58. Hinkley N et al. *Science* **341** 1215 (2013)
59. Bloom B J et al. *Nature* **506** 71 (2014)
60. Beloy K et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 260801 (2014)
61. Ushijima I et al. *Nature Photon.* **9** 185 (2015)
62. Nicholson T L et al. *Nature Commun.* **6** 6896 (2015)
63. Riehle F *Physics* **5** 126 (2012)
64. Wynands R, Weyers S *Metrologia* **42** S64 (2005)
65. Jefferts S R et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 050801 (2014)
66. Bagayev S N et al., in *Proc. of the 10-th Intern. Conf. on Laser Spectroscopy* (Eds M Ducloy, E Giacobino, G Camy) (Singapore: World Scientific, 1992) p. 91
67. Hall J L *Rev. Mod. Phys.* **78** 1279 (2006); Холл Дж Л *УФН* **176** 1353 (2006)
68. Hänsch T W *Rev. Mod. Phys.* **78** 1297 (2006); Хэнш Т В *УФН* **176** 1368 (2006)
69. Baklanov Y V, Chebotaev V P *Appl. Phys.* **12** 97 (1977)
70. Eckstein J N, Ferguson A I, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **40** 847 (1978)
71. Ludlow A D et al. *Rev. Mod. Phys.* **87** 637 (2015)
72. Santra R et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 173002 (2005)
73. Zanon-Willette T et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 233001 (2006)
74. Hong T et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 050801 (2005)
75. Taichenachev A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 083001 (2006)
76. Варшалович Д А, Москалев А Н, Херсонский В К *Квантовая теория углового момента* (М.: Наука, 1975); Пер. на англ. яз.: Varshalovich D A, Moskalev A N, Khersonskii V K *Quantum Theory of Angular Momentum* (Singapore: World Scientific, 1988)
77. Baillard X et al. *Opt. Lett.* **32** 1812 (2007)
78. Derevianko A, Katori H *Rev. Mod. Phys.* **83** 331 (2011)
79. Hobson R et al. *Phys. Rev. A* **93** 010501(R) (2016); arxiv:1510.08144
80. Kulosa A P et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 240801 (2015); arxiv:1508.01118
81. Yudin V I et al. *Phys. Rev. A* **82** 011804(R) (2010)
82. Huntemann N et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 213002 (2012)
83. Табатчикова К С и др. *ЖЭТФ* **147** 233 (2015); Tabatchikova K S et al. *JETP* **120** 203 (2015)
84. Zanon-Willette T, Yudin V I, Taichenachev A V *Phys. Rev. A* **92** 023416 (2015)
85. Becker Th et al. *Phys. Rev. A* **63** 051802(R) (2001)
86. Schneider T, Peik E, Tamm Chr *Phys. Rev. Lett.* **94** 230801 (2005)
87. Akatsuka T, Takamoto M, Katori H *Nature Phys.* **4** 954 (2008)
88. Lemke N D et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 063001 (2009)
89. Porsev S G, Derevianko A *Phys. Rev. A* **74** 020502(R) (2006)
90. Heavner T P *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54** 842 (2005)
91. Yudin V I et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 030801 (2011)
92. Tamm Chr et al. *Phys. Rev. A* **80** 043403 (2009)
93. Hosaka K et al. *Phys. Rev. A* **79** 033403 (2009)
94. Sherstov I et al. *Phys. Rev. A* **81** 021805(R) (2010)
95. Lea S N, Webster S A, Barwood G P, in *Proc. of the 20th European Frequency and Time Forum, 27–30 March 2006, Braunschweig, Germany* (Ed. F Riehle) (Braunschweig: Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2006) p. 302

Ultraprecision optical frequency standards using ultracold atoms: state of the art and prospects

A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, S.N. Bagayev

Institute of Laser Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, prosp. Akademika Lavrent'eva 13/3, 630090 Novosibirsk, Russian Federation; Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation
E-mail: taichenachev@laser.nsc.ru, viyudin@mail.ru, bagayev@laser.nsc.ru

The subject of this brief state-of-the-art research review is the rapidly developing field of optical frequency standards using optically and electromagnetically trapped ultracold atoms and ions. The primary emphasis is on the new spectroscopic techniques developed at the Institute of Laser Physics SB RAS to improve the stability and precision of current optical frequency standards.

Keywords: quantum frequency standards, laser cooling, Ramsey method, magic wavelength, Paul trap, optical lattice, laser

PACS numbers: 42.50.Gy, 42.62.Fi, 42.62.Eh

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201602j.0193

Bibliography — 95 references

Received 9 December 2015

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (2) 193–205 (2016)

Physics – Uspekhi **59** (2) (2016)