

Лазерная система для вторичного охлаждения атомов ^{87}Sr

К.Ю.Хабарова, С.Н.Слюсарев, С.А.Стрелкин, Г.С.Белотелов,
А.С.Костин, В.Г.Пальчиков, Н.Н.Колачевский

Создана и исследована лазерная система с малой спектральной шириной линии генерации для вторичного лазерного охлаждения атомов ^{87}Sr . Ультрахолодные атомы ^{87}Sr , загруженные в оптическую решетку, планируется использовать в оптическом стандарте частоты. С этой целью полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 689 нм был стабилизирован по внешнему опорному ультрастабильному резонатору с вибрационной и температурной компенсацией вблизи критической точки. Спектральная ширина линии излучения лазерной системы составляла 80 Гц (время усреднения 40 мс), а дрейф частоты находился на уровне 0.3 Гц/с. При сличении частот излучения двух независимых лазерных систем достигнут минимум аллановской девиации 2×10^{-14} при времени усреднения 300 с. Показано, что система удовлетворяет всем требованиям, необходимым для вторичного охлаждения атомов ^{87}Sr с использованием спектрально-узкого перехода $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$ ($\lambda = 689$ нм).

Ключевые слова: атом ^{87}Sr , лазерное охлаждение, оптическая решетка, ультрастабильный резонатор, часовой переход.

1. Введение

Использование оптических часов на захваченных в оптическую решетку охлажденных нейтральных атомах является перспективным направлением развития стандартов частоты, поскольку стабильность таких часов превзошла стабильность лучших первичных цезиевых стандартов частоты [1]. В оптических часах широко используются атомы с конфигурацией внешней электронной оболочки ns^2 (Sr, Yb, Ca), т.к. структура их энергетических уровней позволяет применять к ним методы лазерного охлаждения и обеспечивает наличие спектрально-узких часовых переходов, частота которых слабо чувствительна к внешним полям.

Одним из кандидатов для разработки оптического стандарта частоты является стронций (^{87}Sr , ^{88}Sr). В конце 2006 г. измерения абсолютной частоты часового перехода в атоме Sr были проведены научными группами из Токуо-NMIJ (Япония) [2, 3], JILA (США) [4] и SYRTE (Франция) [5]. Согласованность значений абсолютной частоты часового перехода достигла 7.5×10^{-15} . Основываясь на результатах этих измерений, Международный комитет мер и весов рекомендовал использовать оптические часы на атомах Sr для вторичного определения (а в перспективе и переопределения) секунды. В настоящее время точность сравнения оптических часов на стронции с первичным

стандартом достигла 10^{-15} [1], а с оптическим стандартом на атомах Ca – 10^{-16} [6].

Структура энергетических уровней Sr позволяет осуществлять эффективное лазерное охлаждение в два этапа. На первом этапе охлаждение осуществляется через практически замкнутый переход $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$ на длине волны 461 нм с естественной шириной линии $\gamma_1 = 30$ МГц. При этом достигаются температуры порядка нескольких милликельвинов (доплеровский предел $T_D = h\gamma_1/(2k_B) = 770$ мкК), что соответствует тепловым скоростям ~ 1 м/с [7]. Поскольку часовый переход $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_0$ в атоме Sr ($\lambda = 698$ нм) является сильно запрещенным и имеет спектральную ширину линии 1 МГц, для реализации оптических часов такие температуры слишком высоки. Кроме того, необходимо, чтобы время, в течение которого происходит опрос часового перехода, было порядка 1 с, а атомы были жестко ограничены пространственно. Требуется более глубокое охлаждение атомов (до температур менее 10 мкК) и их захват в оптическую дипольную ловушку (оптическую решетку).

Оптическая решетка образуется пучностями и узлами стоячей световой волны. Захват атомов в оптическую решетку происходит за счет динамического штарковского сдвига в электрическом поле стоячей волны. Оказалось, что можно подобрать такую длину волны оптической решетки, что штарковский сдвиг часового перехода в линейном приближении станет равным нулю [2, 8]. Характерная глубина оптической решетки составляет всего 10–20 мкК [7], поэтому температура захватываемых в решетку атомов должна быть существенно ниже достигаемой на этапе первичного охлаждения.

Отсутствие магнитного момента электронной оболочки в основном состоянии атома Sr не позволяет применять для его охлаждения классические методы субдоплеровского охлаждения [9]. Поэтому обычно для дальнейшего снижения температуры используется более слабый переход $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$, естественная ширина линии которого γ_2 составляет 7.4 кГц. Охлаждение атомов Sr через переход

К.Ю.Хабарова, С.Н.Слюсарев, С.А.Стрелкин, Г.С.Белотелов, А.С.Костин, В.Г.Пальчиков. ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; e-mail: kseniakhabarova@gmail.com, serslyu@mail.ru
Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: kolachbox@mail.ru

Поступила в редакцию 13 сентября 2012 г., после доработки – 11 октября 2012 г.

$^1S_0 - ^1P_1$ позволяет понизить температуру атомов до нескольких микрокельвинов и загрузить их в оптическую решетку.

На первом этапе охлаждения особые требования к спектральным характеристикам излучения охлаждающего лазера не предъявляются в силу большой естественной ширины линии перехода $^1S_0 - ^1P_1$. В свою очередь к лазерной системе для вторичного охлаждения предъявляются жесткие требования: спектральная ширина излучения лазера должна быть меньше естественной ширины линии γ_2 и дрейф частоты не должен превышать 1 Гц/с. Последнее требование связано с необходимостью стабильной работы системы на больших интервалах времени. Отметим, что классический метод стабилизации частоты лазера по атомному резонансу в ячейке с парами металла оказывается технически сложным из-за малой скорости рассеяния фотонов.

Ширина линии промышленно выпускаемых диодных лазеров с внешним резонатором (например, DL pro, Tortisa) обычно составляет 1–10 МГц и не подходит для вторичного охлаждения атомов ^{87}Sr . Для сужения линии генерации лазера и уменьшения дрейфа частоты используются ультрастабильные внешние резонаторы, по которым осуществляется электронная стабилизация частоты лазера [10–12].

В настоящей статье описана система стабилизации частоты излучения лазера для вторичного охлаждения атомов ^{87}Sr , позволяющая сузить спектральную ширину линии до 100 Гц при дрейфе частоты менее 1 Гц/с. Выполнено детальное исследование спектральных характеристик излучения по сличению частот двух независимых стабилизированных лазеров, а также частот излучения лазера и фемтосекундного оптического синтезатора частоты (ФСОЧ).

2. Глубокое лазерное охлаждение атомов Sr

Глубокое охлаждение атомов является одной из важнейших задач на пути создания атомных часов. Оно позволяет подавить эффект Доплера, пространственно локализовать атомы, а также увеличить время опроса вплоть до долей секунды [7], что важно для задач прецизионной спектроскопии. Лазерное охлаждение показало себя эффективным и гибким инструментом, находящим широкое применение на разных этапах подготовки атомных ансамблей в стандартах частоты. Изучению и реализации различных видов этого метода было посвящено множество исследований [13].

Первичное охлаждение атомов Sr производится через циклический, практически замкнутый переход $^1S_0 - ^1P_1$ (рис.1). Несмотря на существенное снижение скоростей охлажденных атомов по сравнению с тепловыми скоростями при комнатной температуре, они оказываются слишком высокими для загрузки атомов в оптическую решетку и спектроскопии часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$. Магнитооптическая ловушка на переходе $^1S_0 - ^1P_1$ служит для сбора и предварительного охлаждения ансамбля атомов Sr (вплоть до 10^7 частиц).

На втором этапе охлаждения атомов Sr используется узкий циклический переход $^1S_0 - ^3P_1$. Естественная ширина его линии соответствует доплеровскому пределу $T_D = h\nu_2/(2k_B) = 200$ нК. Однако лазерное охлаждение ^{87}Sr на переходе $^1S_0 - ^3P_1$ с длиной волны 689 нм обладает спецификой, связанной с большим различием g-факторов воз-

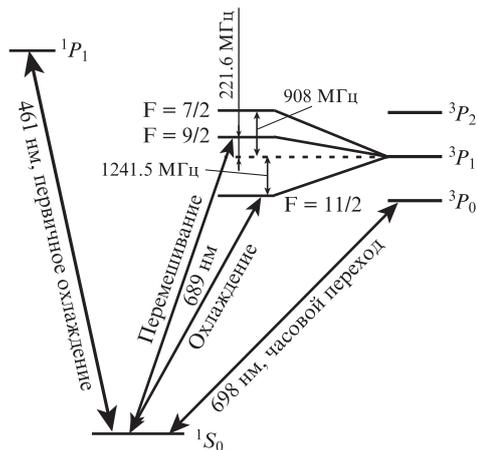


Рис.1. Схема уровней ^{87}Sr , участвующих в процессах охлаждения.

бужденного и основного состояний. Для возбужденного 3P_1 -уровня g-фактор определяется вкладом электронной оболочки, тогда как для основного 1S_0 -состояния – только ядерным спином (что, в частности, препятствует применению метода сизифова охлаждения). Как показано в работе [14], обычный метод лазерного охлаждения в трех парах взаимно ортогональных пучков в этом случае также оказывается неэффективным из-за специфического перераспределения населенностей по магнитным подуровням. Для восстановления требуемого распределения населенностей помимо охлаждающего лазера на частоте перехода 1S_0 ($F = 9/2$) – 3P_1 ($F' = 11/2$) используется лазер перекачки на частоте перехода 1S_0 ($F = 9/2$) – 3P_1 ($F' = 9/2$) (F – квантовое число полного углового момента).

Частота излучения охлаждающего лазера отстраивается на 1.6 МГц в красную область от резонансной частоты перехода 1S_0 ($F = 9/2$) – 3P_1 ($F' = 11/2$). Частота излучения перемешивающего лазера (рис.1) также отстраивается на 1.6 МГц в красную область от частоты перехода 1S_0 ($F = 9/2$) – 3P_1 ($F' = 9/2$). Быстрое перемешивание населенности гарантирует, что будут заполнены состояния с проекцией магнитного момента, необходимой для эффективного захвата в ловушку. Поскольку чувствительность к магнитному полю перехода $F = 9/2 - F' = 9/2$ оказывается меньше, чем перехода $F = 9/2 - F' = 11/2$, атомы дольше остаются в резонансе, и перемешивающий лазер также функционирует как лазер для охлаждения по принципу оптической патоки в дополнение к основному охлаждающему лазеру. Комбинация излучений перемешивающего и охлаждающего лазеров позволяет достичь в магнитооптической ловушке температур в несколько микрокельвинов и захватить более 10^5 атомов из начального ансамбля в 10^7 атомов в решетку глубиной 10 мкК.

Для эффективного охлаждения атомов с использованием узкого перехода $^1S_0 - ^3P_1$ требуются лазеры с шириной линии излучения меньшей, чем ширина линии перехода, с малым дрейфом частоты. Сужение ширины линии излучения лазера является первоочередной задачей для реализации вторичного охлаждения. Для ее решения частота излучения полупроводникового лазера DL pro (Tortisa) с длиной волны 689 нм была стабилизирована методом Паунда–Древера–Холла (ПДХ) [15] по высокодобротному резонатору, изготовленному из стекла ULE (Ultra-Low Expansion Glass). Для стабилизации лазеров были изготовлены две аналогичные системы (ULE1 и ULE2), подробно рассмотренные ниже. Используемые

принципы вибрационной и температурной стабилизации аналогичны описанным в работах [10–12].

3. Конструкция резонатора

Тело резонатора изготовлено из стекла с ультранизким коэффициентом теплового расширения (ULE, Corning) [16]. Коэффициент теплового расширения η приблизительно описывается выражением

$$\eta \approx 10^{-9}(T - T_c)^2, \quad (1)$$

где T — температура материала, а T_c — его критическая температура. В критической точке достигается минимум чувствительности к флуктуациям внешней температуры. Обычно критическая точка для ULE находится в диапазоне 0–30 °C и определяется экспериментально из оптических измерений.

Тело резонатора ULE1 было изготовлено на ATF Films (США), резонатора ULE-2 – в Лаборатории оптических систем ФИАН из предварительно отобранного по характеристикам стекла ULE (Premium Grade). Оба резонатора имеют форму, приближенную к биконической, что обеспечивает их низкую чувствительность к вибрациям (рис.2,а), и длину 7.5 см.

Резонатор формируется двумя зеркалами из материала ULE с радиусами кривизны $R_1 = \infty$ и $R_2 = -0.5$ м и коэффициентами отражения 99.996% (ATF Films, США). Зеркала крепятся к телу резонатора на оптическом контакте. Резонатор помещен в вакуумную камеру вертикально, на трех точках опоры, при этом опорная плоскость проходит через центр масс резонатора и является плоскостью симметрии, что позволяет уменьшить внешние вибрации на 40 дБ [17]. Для дополнительного подавления вибраций вакуумная камера с резонатором устанавливается на пассивную вибрационную платформу (NANO k 100bm-4с). Вакуумная камера откачивается геретионным насосом (производительность 10 л/с) до давления 2×10^{-8} мбар. Резонатор окружен двумя теплоизолирующими рубашками, изготовленными из дюраля, температура внешнего экрана стабилизируется при помощи двухступенчатого элемента Пельтье и температурного контроллера DTC110 (TorTica), сенсор которого (AD590) находится в непосредственной близости от элемента Пельтье. Измерения с помощью независимого сенсора, расположенного на внутренней рубашке, показали, что постоянная времени системы составляет 12 ч; это свидетельствует о хорошей тепловой изоляции. Система температурной стабилизации позволяет изменять температуру рубашки в диапазоне 0–40 °C и поддерживать температурную стабильность на уровне долей милликельвина.

Резкость резонатора измерена по затуханию мощности излучения, циркулирующего внутри резонатора. Для этого излучение полупроводникового лазера с длиной волны 689 нм заводилось в резонатор через акустооптический модулятор (АОМ), играющий роль быстрого оптического затвора. Фотодиод с временем отклика 100 нс регистрировал излучение, проходящее через резонатор. С помощью видеокамеры, также регистрировавшей проходящее излучение, была оптимизирована мода TEM_{00} . Сигнал на выходе резонатора, затухающий после выключения акустооптического модулятора, показан на рис.2,б. Кривая описывается экспоненциальной зависимостью с

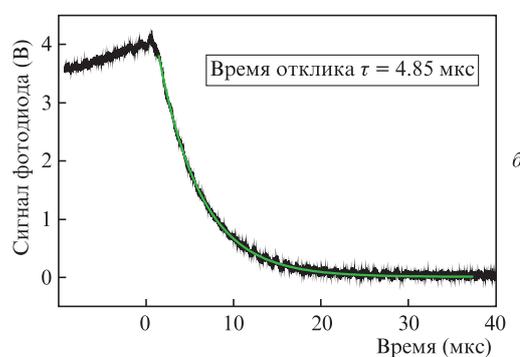
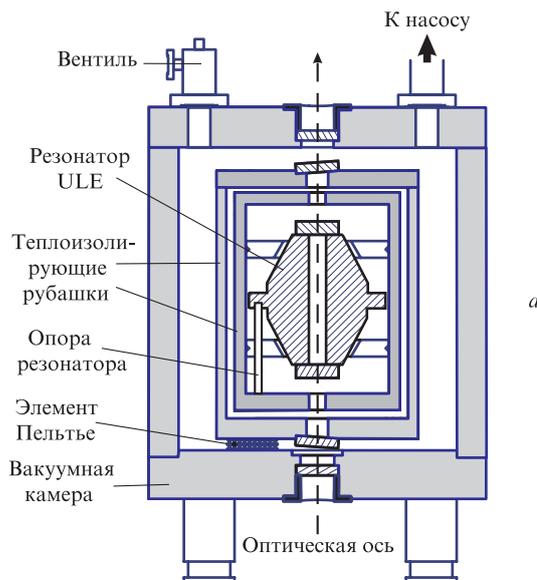


Рис.2. Схематическое изображение вакуумной камеры с резонатором ULE (а) и отклик резонатора ULE1, настроенного на моду TEM_{00} , на резкое выключение света в момент времени $t = 0$; постоянная времени системы без резонатора составляет 0.5 мкс (б).

постоянной времени τ . Резкость резонатора F вычисляется по формуле

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = \frac{c}{2L} 2\pi\tau,$$

где c – скорость света; L – расстояние между зеркалами; R – коэффициент отражения зеркал.

Измерения показали, что резкость моды TEM_{00} резонатора ULE1 равна 60000, а резонатора ULE2 – 45000. Резонаторы обладают невырожденной структурой поперечных мод, диапазон свободной дисперсии составляет 1.92 ГГц.

4. Стабилизация частоты излучения лазера по ультрастабильному резонатору

Частота излучения полупроводникового лазера стабилизируется по пику пропускания резонатора ULE модуляционным методом ПДХ (рис.3). Для этого излучение лазера заводится по одномодовому волокну на вибрационно-изолирующую платформу с установленным на ней резонатором ULE. Для предотвращения обратной связи используется оптический изолятор с коэффициентом изоляции 30 дБ. Частота излучения диодного лазера ДЛ1, стабилизированная по резонатору ULE1, может перестраиваться относительно пика пропускания резонатора с

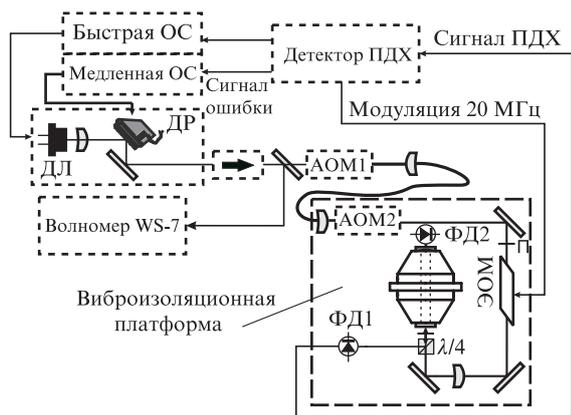


Рис.3. Схема стабилизации частоты излучения лазера: ОС – петля обратной связи; АОМ1, АОМ2 – акустооптические модуляторы; ЭОМ – электрооптический модулятор; ФД1, ФД2 – фотодетекторы; П – поляризатор; ДЛ – диодный лазер; ДР – дифракционная решетка.

помощью акустооптического модулятора АОМ1, работающего на центральной частоте 110 МГц. В оптической схеме лазера ДЛ2 этот элемент отсутствует. Грубая настройка на пик пропускания и выбор определенной моды осуществляются с помощью волномера WS-7 (Angstrom).

Вакуумная камера с резонатором установлена в центре виброизоляционной платформы, где обеспечивается максимальная вибрационная защищенность. Подводящееся по оптоволокну излучение проходит через АОМ2, работающий на частоте 40 МГц, который служит для оптической развязки выходного коллиматора волокна и резонатора ULE. Далее излучение модулируется с помощью электрооптического модулятора. Для системы ULE1 использовался модулятор LM0202 phas (Linios), а для системы ULE2 – кристалл КТР, ориентированный под углом Брюстера. Электрооптический модулятор, включенный в резонансную цепь, осуществляет фазовую модуляцию лазерного излучения на частоте ~20 МГц с индексом модуляции ~10%. Модулированное излучение заводится через согласующую линзу в резонатор. Излучение, отраженное от плоского зеркала резонатора, попадает на фотодиод с частотной полосой 500 МГц (сигнал ПДХ). Электрический сигнал ПДХ подается на модулятор-демодулятор сигнала ошибки PDH (Tortica), сигнал модуляции с которого идет на электрооптический модулятор. Демодулированный сигнал ошибки разделяется на два канала – для петель быстрой и медленной обратной связи. Быстрая обратная связь осуществляется с помощью пропорционально-интегрально-дифференциального модуля FALC110 (Tortica) и управляет током лазерного диода. Медленная петля обратной связи формируется с помощью пропорционально-интегрального контроллера и управляет напряжением на пьезоэлементе дифракционной решетки. При замыкании петель обратной связи спектр лазера сужается и происходит стабилизация частоты по центру пика пропускания резонатора. Глубина фазовой модуляции, постоянные времени и коэффициенты усиления петель обратной связи оптимизируются по максимуму пропускания резонатора и по минимуму шумов в этом сигнале. Для стабильной работы петли обратной связи мощность излучения на входе в резонатор должна составлять 30 мкВт. При этом коэффициент пропускания резонаторов равен 40% для ULE1 и 20% для ULE2. Лазер на-

ходится в стабилизированном состоянии в течение почти 12 ч.

Сборка и настройка лазерных систем, стабилизированных по резонаторам ULE1 и ULE2, осуществлялась в ФИАНе. После этого системы транспортировались в микроавтобусе во ВНИИФТРИ на расстояние 60 км. Вакуум в камерах поддерживался гетероионным насосом, питающимся от аккумулятора. После установки резонаторов во ВНИИФТРИ потребовалась лишь незначительная их юстировка на моду TEM₀₀, что указывает на высокую устойчивость резонатора к перегрузкам.

5. Исследование спектральных характеристик

Для исследования спектральных характеристик резонаторов во ВНИИФТРИ было выполнено сличение двух практически идентичных систем: ДЛ1 – ULE1 и ДЛ2 – ULE2. Кроме этого оптическая частота излучения лазеров измерялась с помощью ФСОЧ. Схема установки для сличения показана на рис. 4.

Сличение лазеров проводилось по сигналу биений, формируемому на быстром фотодетекторе ФД1 с полосой 1 ГГц. Частота сигнала после усиления измерялась с помощью частотомера Pendulum CNT90, данные с которого записывались на компьютер. Сам сигнал биений исследовался с помощью анализатора спектра Agilent G4445A.

Для каждого резонатора ULE была определена критическая температура T_c . Как видно из выражения (1), в критической точке длина резонатора оказывается минимальной, что регистрируется по частоте сигнала биений ДЛ1/ДЛ2. Для этого температура одного из резонаторов ULE изменялась (раз в несколько суток, чтобы дать системе стабилизироваться), а температура второго резонатора ULE поддерживалась постоянной. Критические температуры для ULE1 и ULE2 составили 12 и 27°C соответственно. Результаты измерений показаны на рис.5.

Различие критических температур резонаторов ULE1 и ULE2 объясняется тем, что тела резонаторов изготовлены из различных блоков стекла ULE. Таким образом, предварительный отбор стекла позволяет получить критическую температуру выше комнатной, что удобно для

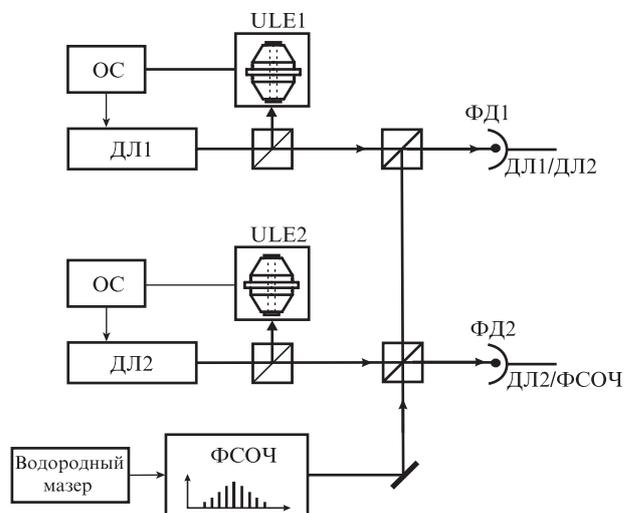


Рис.4. Схема сличения лазерных систем (тонкие линии – электрические сигналы, толстые линии – оптические пути).

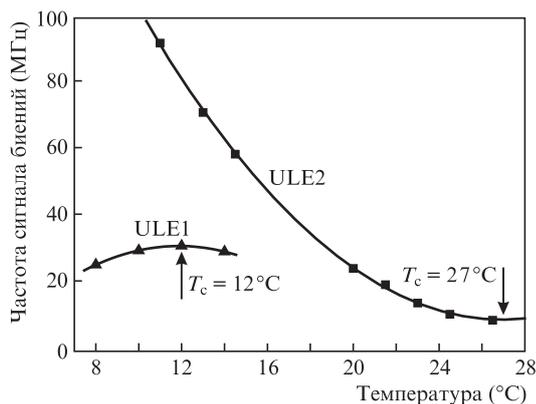


Рис.5. Частота сигнала биений ДЛ1/ДЛ2 при изменении температуры резонаторов ULE1 и ULE2.

ряда приложений. В дальнейшем температуры резонаторов поддерживались постоянными и равными их критическим температурам.

Спектральный анализ сигнала биений ДЛ1 и ДЛ2 показал, что спектральная ширина линии сигнала биений на полувысоте составляет 110 Гц. На рис.6,а представлен результат измерений 14 спектров при времени регистрации 40 мс и разрешении 47 Гц. Исследования показали, что основной вклад в спектральную ширину линии, скорее всего, дает лазер ДЛ2, который обладает более высокой чувствительностью к вибрациям. Возможно, это связано с недостаточной оптической изоляцией лазерного

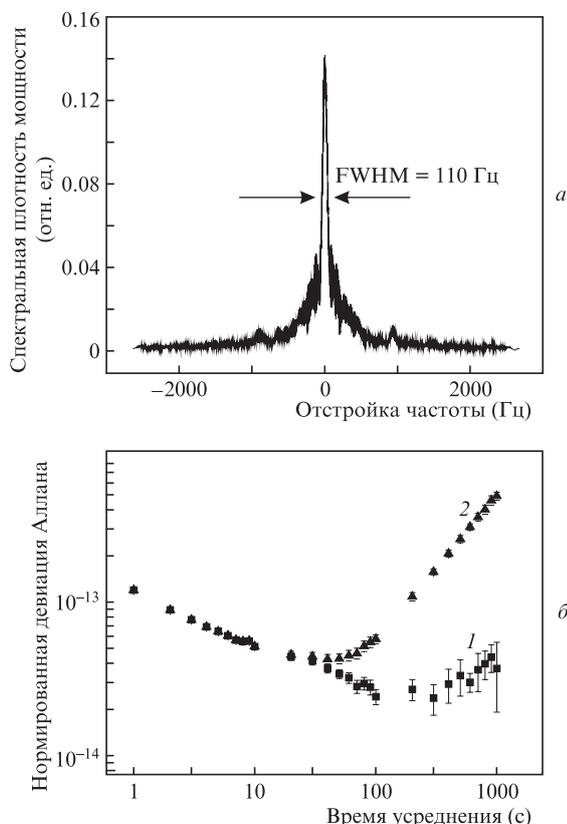


Рис.6. Спектр сигнала биения двух идентичных лазеров, стабилизированных по резонаторам ULE1 и ULE2 (усреднено четырнадцать спектров, зарегистрированных с разрешением 47 Гц в течение 40 мкс) (а), и нормированная девиация Аллана для сигнала биения двух идентичных лазеров, стабилизированных по резонаторам ULE1 и ULE2 с вычетом (1) и без вычета (2) линейного дрейфа (б).

диола. В предположении идентичного вклада лазерных систем в ширину линии сигнала биений спектральную ширину линии генерации каждого из лазеров можно оценить величиной $\sim 80 \text{ Гц} = 110 \text{ Гц}/\sqrt{2}$.

Частота сигнала биений ДЛ1 и ДЛ2 регистрировалась в течение нескольких часов при помощи частотомера. Относительный дрейф частот двух лазерных систем обладает практически линейной зависимостью от времени с наклоном 300 мГц/с. Такое поведение является характерным для резонаторов ULE, работающих вблизи T_c [12], и связано с рекристаллизацией материала ULE, приводящей к постепенному уменьшению длины тела резонатора. Также известно, что дрейф снижается с течением времени (порядка года). Малое наблюдаемое отклонение относительного дрейфа от линейной зависимости (на уровне 30 Гц за 2000 с) указывает на незначительное влияние флуктуаций внешней температуры на температурно-компенсированный резонатор ULE.

На рис.6,б представлен график нормированной аллановской девиации для сличения частот двух систем: с вычетом (кривая 1) и без вычета линейного дрейфа (кривая 2). Данные регистрировались с интервалом времени 1 с, большие времена усреднения формировались совмещением последовательных измерений в течение 1 с. Видно, что аллановская девиация без учета линейного дрейфа достигает $(2-3) \times 10^{-14}$ на временах 100–1000 с.

Настройка на узкий переход вторичного охлаждения осуществлялась с помощью ФСОЧ, стабилизированного по частоте водородного лазера. Погрешность измерений частоты сигнала биений ДЛ1/ФСОЧ позволяет настроить лазерный переход с абсолютной погрешностью частоты не хуже 1 кГц.

6. Заключение

Создана и охарактеризована лазерная система для вторичного охлаждения атомов ^{87}Sr на переходе $^1\text{S}_0-^3\text{P}_1$ ($\lambda = 689 \text{ нм}$). Стабилизация относительно внешнего температурно- и вибрационно-компенсированного резонатора ULE позволила сузить линию излучения лазера до 80 Гц при дрейфе частоты 300 мГц/с. Минимум аллановской девиации при сличении двух идентичных систем без учета линейного дрейфа составил 2×10^{-14} за время усреднения 300 с. Достигнутые спектральные характеристики позволяют проводить цикл вторичного охлаждения на длительных временах (вплоть до 10 ч) без дополнительной подстройки частоты лазера. Спектральные характеристики высокоотражающих зеркал резонаторов ULE1 и ULE2 также позволяют стабилизировать лазер для спектроскопии часового перехода $^1\text{S}_0-^3\text{P}_0$ ($\lambda = 689 \text{ нм}$). Ожидаемые спектральные характеристики аналогичны представленным в настоящей работе, что является достаточным для регистрации узких спектров часового перехода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-01374) и Президентского гранта для молодых ученых (грант № МД-669.2011.8).

- Blatt S., Ludlow A.D., Campbell G.K., Thomsen J.W., Zelevinsky T., Boyd M.M., Ye J. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 140801 (2008).
- Takamoto M., Hong F.L., Higashi R., Katori H. *Nature*, **435**, 321 (2005).
- Takamoto M., Hong F.L., Higashi R., Fujii Y., Imae M., Katori H. *J. Phys. Soc. Jpn*, **75**, 104302 (2006).
- Ludlow A.D., Boyd M.M., Zelevinsky T., Foreman S.M., Blatt S., Notcutt M., Ido T., Ye J. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 033003 (2006).

5. Le Targat R., Baillard X., Fouche M., Brusca A., Tcherbakoff O., Rovera G.D., Lemonde P. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 130801 (2006).
6. Ludlow A.D., Zelevinsky T., Campbell G.K., Blatt S., Boyd M.M., de Miranda M.H., Martin M.J., Thomsen J. W., Foreman S.M., Ye J., Fortier T.M., Stalnaker J.E., Diddams S.A., Le Coq Y., Barber Z.W., Poli N., Lemke N.D., Beck K.M., Oates Cw. *Science*, **319**, 5871 (2008).
7. Ludlow A.D. *Ph.D. Theses* (University of Colorado, Boulder, 2008); http://jila.colorado.edu/yelabs/pubs/theses/2008/theses_2008_AndrewLudlow.pdf
8. Katori H., Takamoto M., Pal'chikov V.G., Ovsianikov V.D. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 173005 (2003).
9. Castin Y., Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *Bose-Einstein Condensation* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995).
10. Alnis J., Matveev A., Kolachevsky N., Udem Th., Hänsch T.W. *Phys. Rev. A*, **77**, 053809 (2008).
11. Матвеев А.Н., Колачевский Н.Н., Алнис Я., Хэнш Т.В. *Квантовая электроника*, **38**, 895 (2008).
12. Матвеев А.Н., Колачевский Н.Н., Алнис Я., Хэнш Т.В. *Квантовая электроника*, **38**, 391 (2008).
13. Риле Ф. *Стандарты частоты. Принципы и приложения* (М.: Физматлит, 2009).
14. Mukaiyama T., Katori H., Ido T., Li Y., Kuwata-Gonokami M. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 113002 (2003).
15. Drever R.W.P., Hall J.L., Kowalsky F.W. *Appl. Phys. B: Photophys. Laser Chem.*, **31**, 97 (1983).
16. <http://www.corning.com/docs/specialtymaterials/pisheets/UleBro91106.pdf>
17. Notcutt M., Ma L.-S., Ye J., Hall J.L. *Opt. Lett.*, **30**, 1815 (2005).