

УДК 531.715

ОПТИЧЕСКИЙ СТАНДАРТ ЧАСТОТЫ НА ХОЛОДНЫХ АТОМАХ СТРОНЦИЯ

О.И. Бердасов, А.Ю. Грибов, С.А. Стрелкин, С.Н. Слюсарев

ФГУП «ВНИИФТРИ», Менделеево, Московская обл.

Разработан оптический стандарт частоты, ставший первым реализованным оптическим стандартом частоты на холодных атомах в России. Введение в состав Государственного первичного эталона времени и частоты оптического репера частоты позволит усовершенствовать эталонную базу системы обеспечения единства измерения в России и подготовить национальную шкалу времени и частоты к переопределению секунды на основе оптического перехода атома стронция как наиболее перспективного кандидата.

The developed optical frequency standard, became the first realized optical frequency standard based on cold atoms in Russia. Implementation of the optical frequency standard into the State primary standard of time and frequency, will allow to improve the reference base of the system for ensuring the uniformity of measurements in Russia and prepare the national time scale for re-definition of the second via the optical transition in the strontium atom.

Ключевые слова: бюджет НСП опытного образца ОРЧ, вакуумная камера, пучок, источник атома

Актуальность

Появление методов лазерного охлаждения атомов привели к прорыву в области метрологии времени и частоты. Прецизионная спектроскопия ультрахолодных атомов обеспечивает фактически полное подавление эффекта Доплера, длительное время взаимодействия с атомным ансамблем при высокой изоляции исследуемых атомов от внешних возмущающих полей. В микроволновом диапазоне лидирующие позиции по точности и стабильности завоевали атомные фонтаны на ультрахолодных атомах цезия и рубидия, точность определения секунды СИ достигла $2 \cdot 10^{-16}$. В оптическом диапазоне выполняются прорывные исследования на лазерно-охлажденных атомах, захваченных в оптические ловушки. Большое значение несущей частоты, достигающее значения 10^{15} , обеспечивает непревзойденную добротность переходов, используемых в качестве реперных. Высокая стабильность достигается за счет значительного количества лазерно-охлажденных атомов в ансамбле ($10^5 - 10^6$ атомов), что обеспечивает высокое отношение сигнал-шум и позволяет достичь относительной нестабильности частоты на уровне 10^{-18} . Проблема столкновительных сдвигов, ограничившая точность таких стандартов, была решена в 2003 году, когда была реализована концепция стандарта с захватом холодных атомов в оптическую решетку, образованную пучностями и узлами стоячей световой волны. При этом взаимодействие между атомами устраняется, а динамический штарковский сдвиг часового перехода обнуляется при подборе определенной длины волны удерживающего излучения решетки [1,2,4].

Созданные в ведущих мировых научных центрах оптические стандарты на нейтральных щелочноземельных атомах (Yb, Sr), захваченных в оптическую решетку, уже превосходили как микроволновые стандарты, так и оптические часы на одиночных ионах по точности и стабильности. В 2013 г. была продемонстрирована рекордная относительная нестабильность при сравнении двух иттербиевых часов на уровне $6 \cdot 10^{-18}$ при времени усреднения 10 000 с [3]. Поскольку ранее также была установлена высокая согласованность экспериментальных результатов нескольких лабораторий по точности воспроизведения частоты часового перехода у стандартов на атомах ^{87}Sr (не хуже 10^{-15}), Международным бюро мер и весов были приняты рекомендации о возможности использования невозмущенного перехода $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$ на длине волны 698 нм в атомах ^{87}Sr для создания вторичного эталона секунды [5].

Первичное охлаждение

Первый этап охлаждения осуществляется на переходе $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$ на длине волны 461 нм с естественной шириной линии $\Gamma_1 = 30$ МГц. При этом достигаются температуры около 1-3 мК (доплеровский предел $T_D = 770$ мК), что соответствует тепловым скоростям около 1 м/с. Магнитооптическая ловушка (МОЛ) в данном случае служит для сбора и предварительного охлаждения большого числа атомов Sr, подготавливая их для дальнейшего охлаждения.

Нами была реализована схема первичной МОЛ с тремя ортогональными парами антиколлинеарных пучков, пересекающихся в центре вакуумной камеры, изготовленной из титана (рис.1). Атомный пучок формировался с помощью испарительной печи, в которой металлический стронций нагревался до 500 °C.

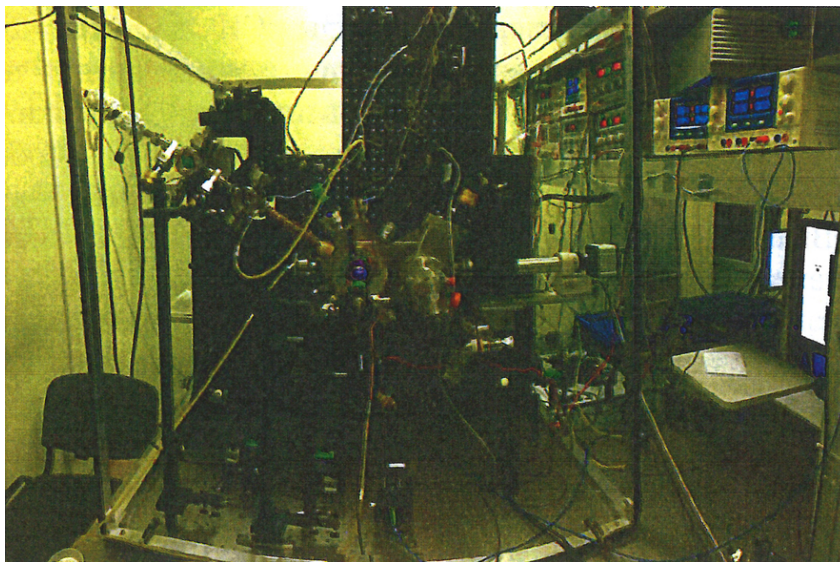


Рис. 1. Вакуумная камера оптического репера частоты на холодных атомах стронция

Поток атомов тормозился встречным лазерным пучком мощностью 60 мВт и сечением около 1 см^2 , отстроенным на -800 МГц от сильного резонансного перехода $^1\text{S}_0$ - $^1\text{P}_1$ на длине волны 461 нм. Интенсивность насыщения этого перехода составляет $I_{\text{sat}}(^1\text{S}_0$ - $^1\text{P}_1) = 43 \text{ мВт/см}^2$.

Первичная МОЛ формируется из заторможенного атомного пучка с помощью трех пар антипараллельных лазерных лучей, пересекающихся в центре ловушки. Магнитное поле МОЛ формируется с помощью двух катушек в антигельмгольцевской конфигурации.

Для увеличения числа атомов, захваченных в МОЛ, используются коллимирующие пучки и дополнительные лазеры перекачки 707 нм и 679 нм, с помощью которых атомы, попавшие в метастабильные состояния, снова возвращаются в цикл охлаждения. При этом количество атомов в первичной МОЛ увеличивается в 12 раз.

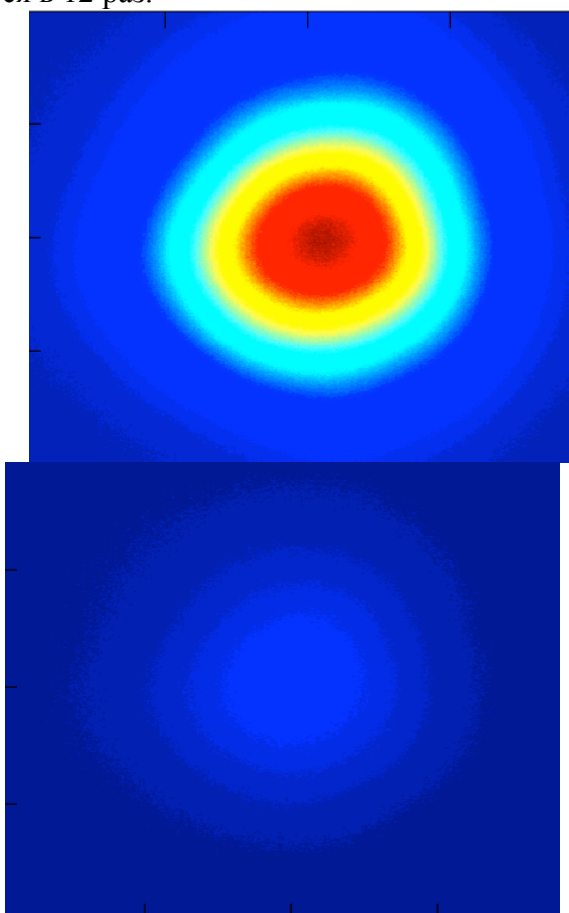


Рис. 2. Фотографии облака атомов в первичной МОЛ с использованием дополнительных коллимирующих пучков и перекачивающих лазеров (сверху) и без (снизу)

Число атомов ^{87}Sr в первичной ловушке при этом составляет не менее 10^6 атомов при температуре от 1 до 3 мК, в зависимости от параметров эксперимента.

Вторичное охлаждение

Для дальнейшего эффективного охлаждения атомов через узкий переход $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$, естественная ширина которого составляет 7,5 кГц, требуются лазеры со спектральной шириной линии излучения менее ширины перехода и малым дрейфом частоты. Для этого были созданы две лазерные системы, каждая из которых была стабилизирована по УЛЕ-резонатору [7].

Для того чтобы обеспечить взаимодействие охлаждающего излучения с различными скоростными группами, на первом широкополосного охлаждения этапе используется частотная модуляция охлаждающего излучения.

Так же еще одним немаловажным фактором является наличие у изотопа стронция 87 ненулевого ядерного спина ($I = 9/2$), что обуславливает сложную структуру энергетических уровней. Процесс вторичного лазерного охлаждения на переходе $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$ обладает особенностью, связанной с большой разницей g-факторов возбужденного и основного состояний. Для уровня $^3\text{P}_1$ g-фактор определяется присутствием вклада, как электронной оболочки, так и ядерного спина, в то время как для $^1\text{S}_0$ – уровня вклад электронной оболочки отсутствует. При этом, обычный метод лазерного охлаждения с применением одного охлаждающего излучения на частоте перехода $^1\text{S}_0(F=9/2)$ - $^3\text{P}_1(F'=11/2)$ оказывается малоэффективным. Для обеспечения необходимого распределения населённости по подуровням основного состояния $^1\text{S}_0$ используется дополнительное «перемешивающее» излучение 689 нм на частоте $^1\text{S}_0(F=9/2)$ - $^3\text{P}_1(F'=9/2)$. Нами были проведены измерения времени жизни во вторичной МОЛ, как для случая охлаждения с использованием «перемешивающего» излучения ($t=356$ мс), так и без него ($t=38$ мс) (см. рис. 3). Эксперимент показал, что в присутствии «перемешивающего» излучения на переходе $^1\text{S}_0(F=9/2)$ - $^3\text{P}_1(F'=9/2)$, время жизни ловушки и увеличивается в ~ 10 раз, а количество атомов - в ~ 5 раз.

В результате после окончания этапа вторичного охлаждения количество атомов составило $\sim 10^5$ с температурой не более 2,5 мК, что является достаточным для их пленения в оптическую решетку.

Пленение атомов в оптическую решетку

Для локализации атомов стронция в режиме Лэмба-Дике и дальнейшей спектроскопии часового перехода необходимо построение оптической решетки на «магической» длине волны - 813 нм, теоретически рассчитанной группой Катори [1].

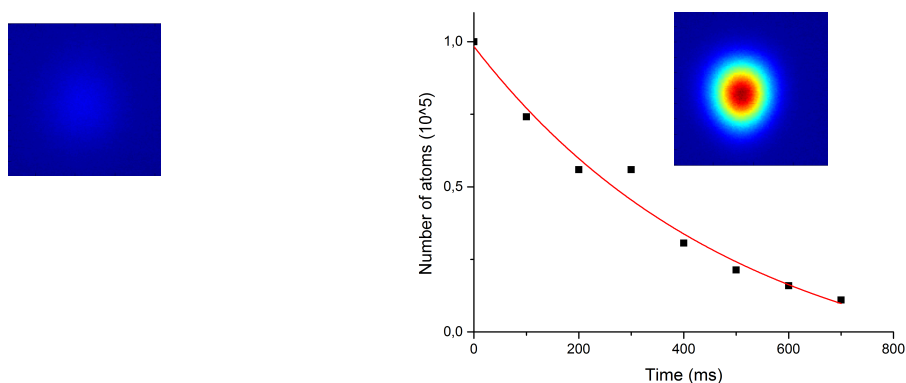


Рис. 3. Зависимость количества атомов во вторичной МОЛ от времени без “перешивающего” излучения (слева) и с “перешивающим” излучением (справа). На вставках представлены фотографии облака атомов, соответствующие обоим случаям

На рис. 4 представлена динамика пленения атомов стронция в оптическую решетку. Как видно из фотографий, часть атомов улетает из области решетки под действие гравитационной силы. В нашем случае расчетная глубина потенциальной ямы составляет порядка $U_{\text{trap}} \approx 100 E_{\text{rec}}$, что позволяет улавливать порядка 10^4 атомов. Время жизни для такой системы обуславливается вакуумом внутри камеры и составляет порядка 385 мс.

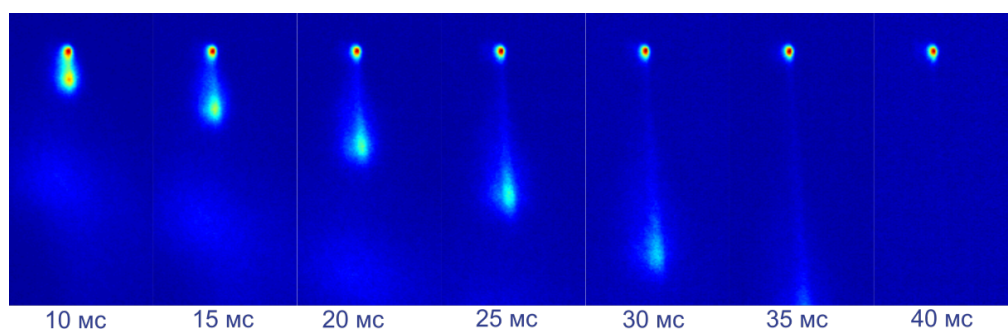


Рис. 4. Процесс пленения атомов в оптическую решетку (снизу - время Δt , прошедшее с момента окончания цикла вторичного охлаждения)

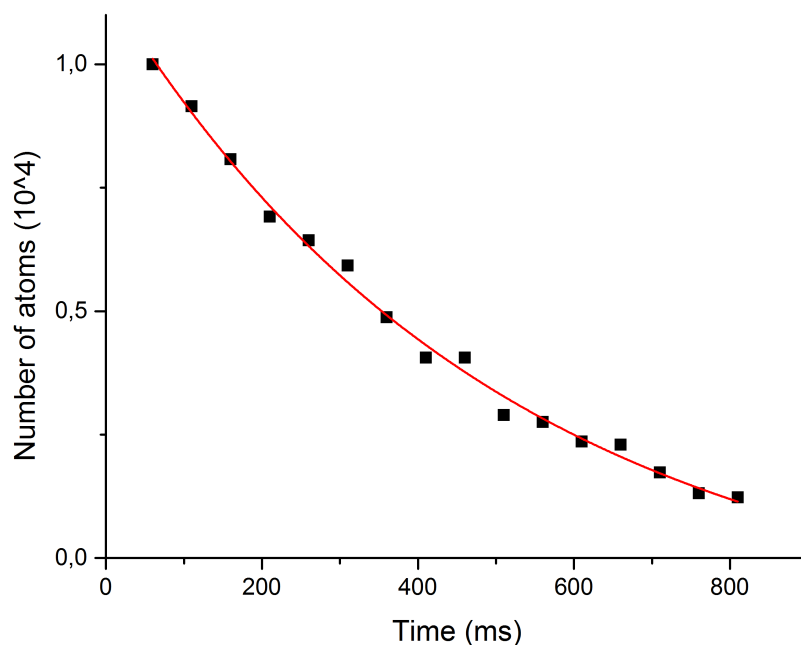


Рис. 5. Зависимость количества атомов в оптической решетке от времени

Спектроскопия часового перехода

Спектроскопия сверхузких часовых атомных переходов, лежащих в оптической области, является нетривиальной задачей. Используемый в оптических часах на холодных атомах стронция переход $^1S_0-^3P_0$ является «запрещенным» и имеет естественную ширину линии порядка 1 мГц. Для проведения спектроскопии данного перехода были созданы две идентичные системы, основанные на полупроводниковых лазерах с внешним резонатором Tortica DL Pro ($\lambda = 698$ нм, выходная мощность 25 мВт), стабилизированных методом Паунда-Древера-Холла по внешним высокодобротным резонаторам из стекла ULE (резкость резонатора 277500).

При анализе спектров сигналов биений двух лазерных систем было установлено, что спектральная ширина сигнала на полувысоте не превышает 1,5 Гц. Это позволяет оценить спектральную ширину линии излучения отдельной системы (в предположении идентичности систем) величиной ~ 1 Гц $= 1,5/\sqrt{2}$.

По данным, накопленным частотомером в течение нескольких часов измерения частоты сигнала биений, была определена величина относительного частотного дрейфа двух лазерных систем, которая составила ~ 200 мГц/с. Дрейф носит линейный характер, что связано с рекристаллизацией материала резонаторов. На рис. 6 представлен соответствующий график.

Альманах современной метрологии, 2017, № 11

ющий график девиации Аллана с вычетом (кривая 1) и без вычета линейного дрейфа (кривая 2). Как видно из графика, девиация Аллана без учета линейного дрейфа достигает $(3 - 4) \cdot 10^{-15}$ на временах 10 – 100 с.

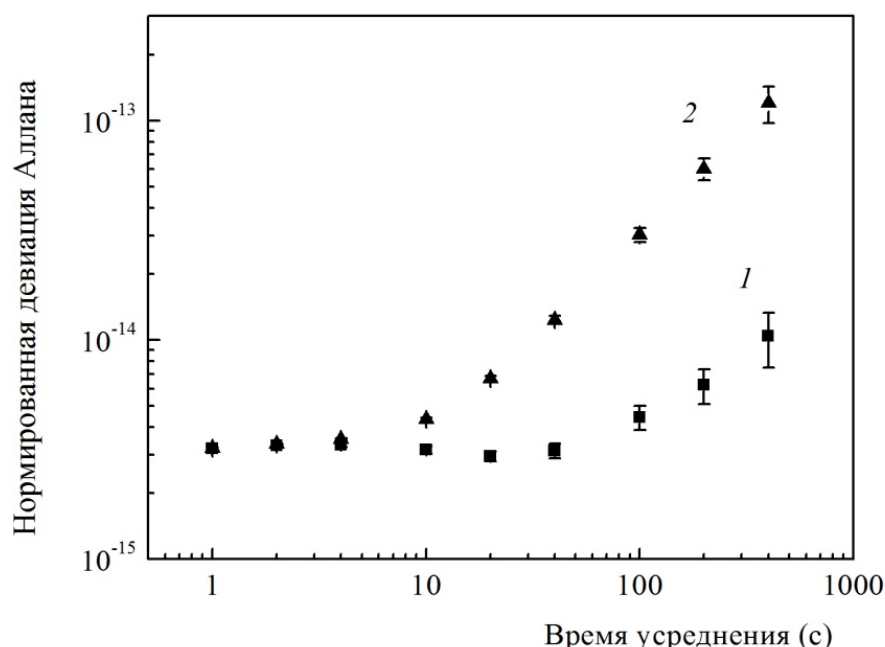


Рис. 6. Девиация Аллана для сигнала биения двух лазерных систем, стабилизированных по резонаторам ULE3 и ULE4 с вычетом (1) и без вычета (2) линейного дрейфа

Сам процесс спектроскопии состоит из нескольких этапов (см. рис. 8). На первом этапе атомы, находящиеся в решетке, взаимодействуют с лазерным излучением, настроенным на резонанс часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$. Затем идет импульс детектирующего излучения, настроенного на переход $^1S_0 - ^1P_1$, позволяющий определить количество атомов, не провзаимодействовавших с часовым излучением и оставшихся в основном состоянии 1S_0 . Далее следует импульс излучения лазера перекачки, позволяющих вернуть атомы на уровень 1S_0 с метастабильного уровня 3P_0 , после чего снова подается импульс детектирующего излучения, при помощи которого определяется количество атомов, вернувшихся в основное состояние, то есть фактически сигнал от атомов, провзаимодействовавших с часовым лазером. Технически реализация данного алгоритма требует еще одного импульса детектирующего излучения. Это связано с существованием фонового сигнала, не зависящего от наличия атомов в решетке, который вызван присутствием в области детектирования атомов теплового пучка, а также всевозможными переотражениями лазерного излучения от составных частей вакуумной камеры и темновым током аппаратуры. Таким образом,

вероятность перехода может быть определена по следующей формуле:

$$P = \frac{(U_{2max} - U_{smax})}{(U_{1max} - U_{smax}) + (U_{2max} - U_{smax})}$$

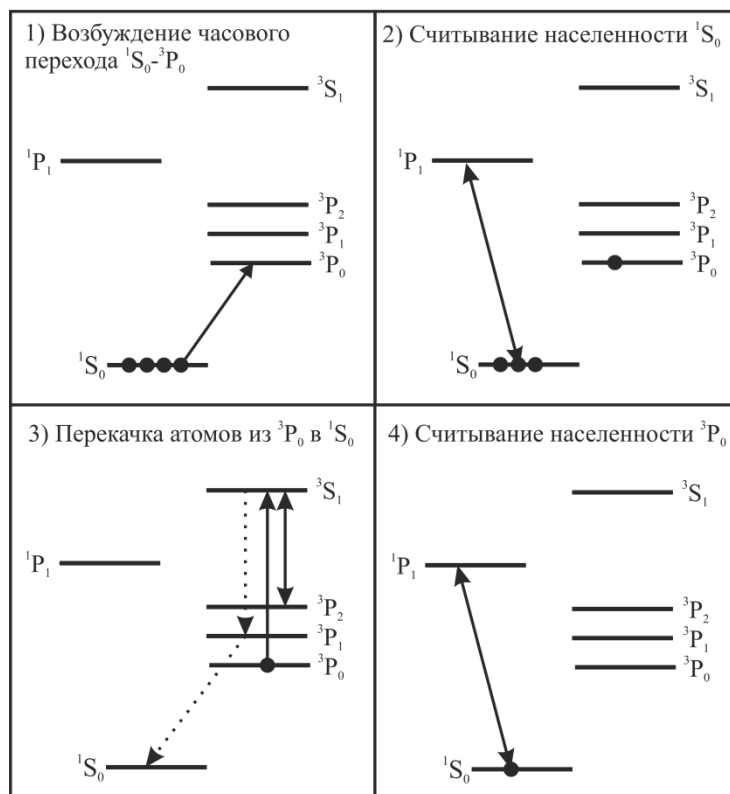


Рис. 7. Поэтапная схема спектроскопии «часового» перехода

Первое поколение системы детектирования базировалось на фотоумножителе фирмы Hamamatsu и восьмибитном аналого-цифровом преобразователе от National Instruments, код для подсчета вероятности реализован как часть глобальной программы системы управления, созданной на языке программирования LabView. Такая конфигурация позволяла детектировать спектры шириной вплоть до 150 Гц, при попытках дальнейшего уменьшения ширины линии сигнал становился мало отличим от шумов.

Для регистрирования более узких часовых спектров нами была разработана система детектирования на основе CCD-камеры и модуля электро-оптического преобразователя (ЭОП). Данная конфигурация имеет ряд существенных преимуществ, одним из которых является возможность строгого выбора области детектирования. При использовании ФЭУ, расчет количества атомов выполняется по интегральному сигналу от атомов, несущ-

щему в себе в том числе и посторонние шумы, не относящиеся к области детектирования. При использовании CCD-камеры сигнал носит селективный характер, т.е. на основе первой достаточно контрастной фотографии строится два фильтра: первый учитывает область оптической решетки, где ожидается появление атомов, вернувшихся после взаимодействия с часовым излучением, и второй, который наоборот учитывает только ту область, которая не относится к решетке, и появления атомов там нельзя ожидать ни при каких условиях.

$$P = \frac{(\sum_{\text{pixel}} \text{im2} * \text{filt1} - \sum_{\text{pixel}} \text{im2} * \text{filt2})}{(\sum_{\text{pixel}} \text{im1} * \text{filt1} - \sum_{\text{pixel}} \text{im1} * \text{filt2}) + (\sum_{\text{pixel}} \text{im2} * \text{filt1} - \sum_{\text{pixel}} \text{im2} * \text{filt2})}. \quad (2)$$

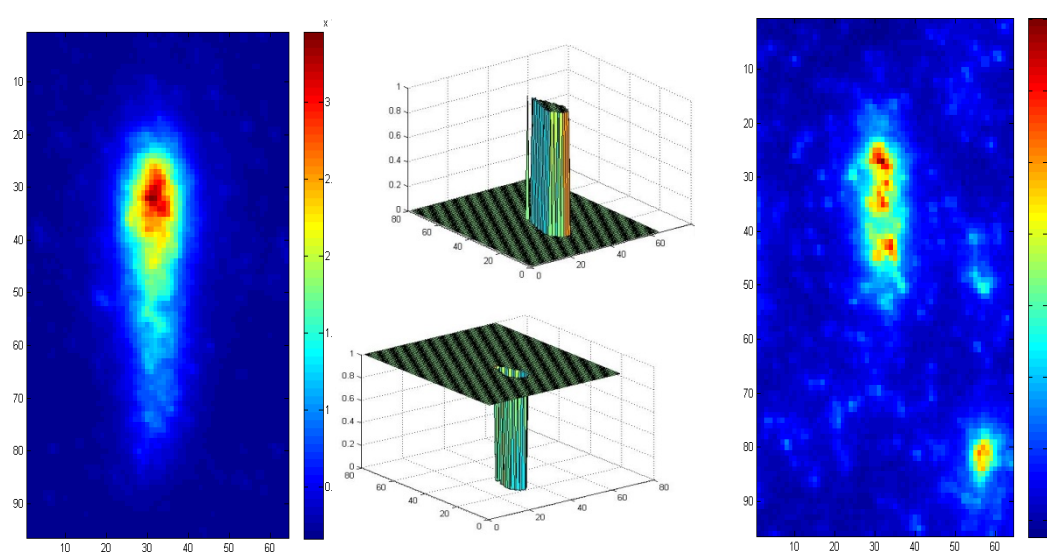


Рис. 8. Слева направо: облако не взаимодействующих с часовым излучением атомов, фильтры, облако взаимодействующих с часовым излучением атомов

На основе первого фильтра мы формируем полезный сигнал, на основе второго – темновой счет, таким образом, из двух фотографий мы получаем все те же необходимые для нас три сигнала: от взаимодействующих и не взаимодействующих с часовым лазером атомов и темновой счет, не связанный с атомами в решетке. Преимущества данной конфигурации очевидны: выше чувствительность из-за селективности метода, меньше время детектирования из-за отсутствия третьего импульса детектирующего лазера.

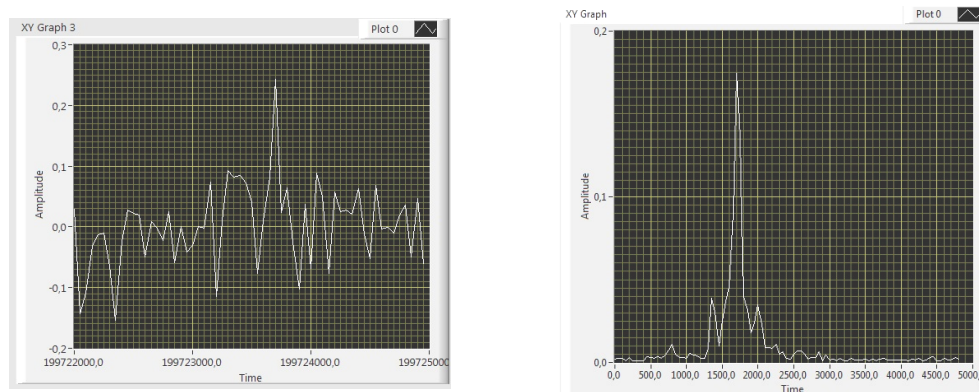


Рис. 9. Сравнение спектров: слева – на основе ФЭУ, справа – на основе ЭОПа и CCD-камеры

Для подавления линейного зеемановского сдвига часового перехода в процессе подготовки атомов к спектроскопии использовалась дополнительная накачка в состояния с $m_f = \pm 9/2$. Это позволило получить спектры переходов $^1S_0 - ^3P_0$ ($m_f = +9/2 - m_f' = +9/2$) и $^1S_0 - ^3P_0$ ($m_f = -9/2 - m_f' = -9/2$) в зависимости от выбранной поляризации накачивающего излучения с последующим расчетом центральной частоты, соответствующей переходу $^1S_0 - ^3P_0$ ($m_f = 0 - m_f' = 0$). На рис. 10 (слева) представлены спектры часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ при использовании накачивающего излучения с σ^- поляризацией, с σ^+ поляризацией и спектр, полученный в отсутствие накачки. Как видно из графиков, использование дополнительной накачки позволяет серьезно увеличить отношение сигнал/шум, что также немаловажно при частотной стабилизации лазерного излучения по переходу. В процессе спектроскопии мощность часового излучения была выбрана равной 100 нВт.

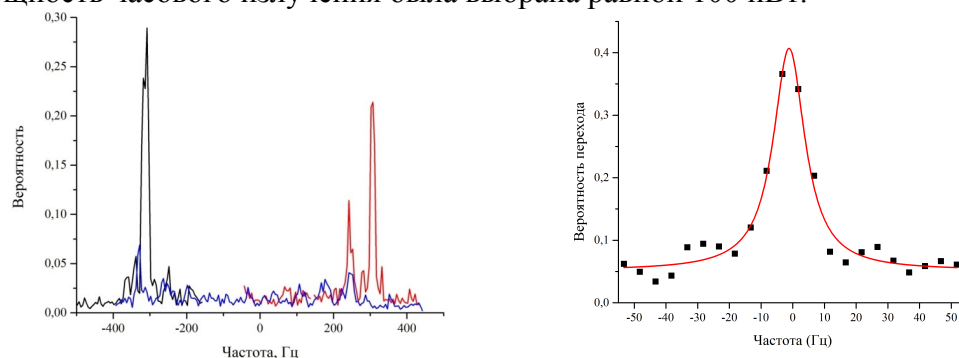


Рис. 10. Слева: спектр часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ для случая накачки излучением с σ^- поляризацией (черный), σ^+ поляризацией (красный) и в отсутствие накачки (синий); справа - спектр перехода $^1S_0 - ^3P_0$ ($m_f = -9/2 - m_f' = -9/2$)

Для оценки спектральной ширины линии часового перехода был использован результат измерений 10 спектров для случая накачки излучением σ^- поляризации (переход 1S_0 - 3P_0 $m_f = -9/2 - m_f' = -9/2$). Исследования показали, что при аппроксимации функцией Лоренца спектральная ширина линии перехода на полувысоте составляет 15 Гц для 100 нВт мощности в часового излучения (см. рис. 10).

Измерение метрологических характеристик

При измерении метрологических характеристик оптического репера частоты была проведена оценка бюджета неисключенной систематической погрешности (НСП) (см. таблицу 1)

Таблица 1

Бюджет НСП опытного образца ОРЧ

Наименование эффекта, создающего сдвиг частоты часового перехода $\Delta\nu$	Относительная НСП, $\delta = u(\Delta\nu)/\nu_0$
излучение чёрного тела	$2,1 \cdot 10^{-17}$
квадратичный эффект Зеемана	$3,1 \cdot 10^{-17}$
световой сдвиг из-за влияния излучения оптической решётки	$5,8 \cdot 10^{-17}$
световой сдвиг из-за влияния излучения детектирующего пучка	эффект не обнаружен
столкновения холодных атомов	эффект не обнаружен
гравитационный сдвиг	$6,6 \cdot 10^{-19}$
Итого:	$6,9 \cdot 10^{-17}$

С целью снижения сдвига частоты часового перехода, вызванного излучением черного тела (Black Body Radiation Shift), в конструкции вакуумной камеры был предусмотрен механический прерыватель атомного пучка, расположенный непосредственно после источника. Его использование позволяет перекрыть поток горячих атомов, испаряемых из источника, тем самым исключив их попадания в область детектирования при спектроскопии часового перехода. Также для снижения влияния окружающей среды, вакуумная камера термостабилизируется при помощи водяного охлаждения, что так же позволяет уменьшить сдвиг перехода, вызванный излучением черного тела.

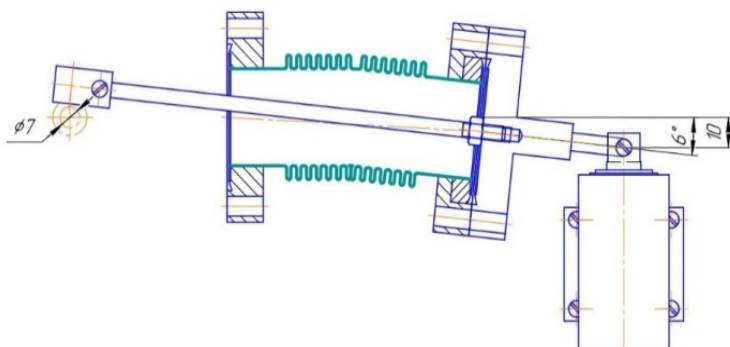


Рис. 11. Схема действия прерывателя атомного пучка и его реализация

Для оценки стабильности частоты оптического стандарта, сравнивались два независимых ОРЧ на холодных атомах стронция. Схема проведения измерений представлена на рис. 12. Частоты управления АОМ-ами, соответствующие переходу $^1S_0-^3P_0$, сравниваются между собой. Поскольку используется единая лазерная система детектирования часового перехода для обеих систем, результат сравнения двух управляющих частот является характеристикой стабильности частоты оптического стандарта. На рис. 13 представлен график зависимости девиация Аллана при сравнении опытного и экспериментального образцов оптического репера частоты. Относительная нестабильность составила $2 \cdot 10^{-15} (\tau/c)^{1/2}$ и достигает значения 10^{-16} после 1000 секунд измерений.

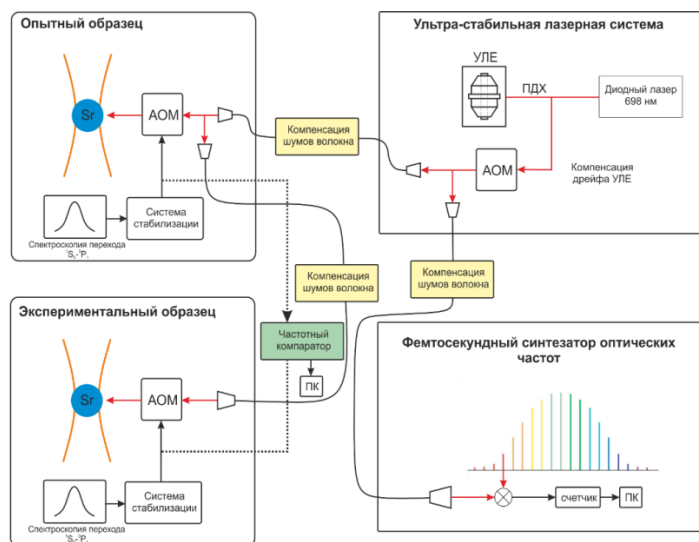


Рис. 12. Схема измерения систематической относительной погрешности воспроизведения единицы частоты оптического репера частоты

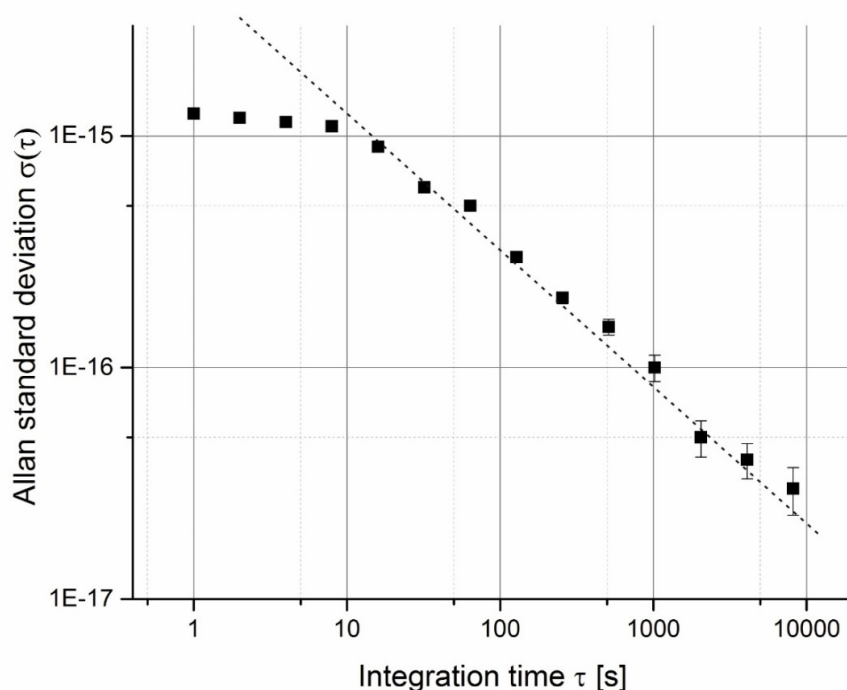


Рис. 13. Девияция Аллана при сравнении опытного и экспериментального образцов оптического репера частоты

Основные результаты

Введение в состав Государственного первичного эталона времени и частоты ГЭТ1-2012 оптического репера частоты позволит усовершенствовать эталонную базу системы обеспечения единства измерений в России и подготовить национальную шкалу времени и частоты к переопределению секунды на основе оптического перехода атома стронция, как наиболее перспективного кандидата.

Одним из основных достижений является построение единой системы сличения двух оптических стандартов между собой для определения неисключённой систематической погрешности воспроизведения частоты оптического перехода и передачи оптической частоты в микроволновую область для сличения оптического стандарта с национальной шкалой времени и частоты.

Предварительные сличения двух оптических стандартов частоты на холодных атомах показали высокую кратковременную нестабильность частоты $-7 \cdot 10^{-17}$ за несколько минут, что позволяет реализовать оптический репер частоты с характеристиками не хуже зарубежных аналогов. Разработанный оптический стандарт частоты стал первым реализованным оптическим стандартом на холодных атомах в России.

Литература

1. Katori H., Takamoto M., Pal'chikov V., Ovsiannikov V. Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap // *Physical Review Letters*. – 2003, т. 91, № 17.
2. Takamoto M., Hong F.-L., Higashi R., Katori H. An optical lattice clock // *Nature*. – 2005, т. 435, № 7040, с. 321–324.
3. Bloom B.J., Nicholson T.L., Williams J.R., Campbell S.L., Bishof M., Zhang X., Zhang W., Bromley S.L., Ye J. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10⁻¹⁸ level // *Nature*. – 2014, т. 506, № 7486, с. 71–75.
4. Campbell G.K., Ludlow A.D., Blatt S., Thomsen J.W., Martin M.J., de Miranda, Marcio H.G., Zelevinsky T., Boyd Martin M., Ye Jun, Scott A. Diddams, T.P. Heavner, T.E. Parker, S.R. Jefferts, The absolute frequency of the 87 Sr optical clock transition // *Metrologia*. – 2008, т. 45, № 5, с. 539–548.
5. RECOMMENDATION 1 (CI-2006): Concerning secondary representations of the second. Bureau International des Poids et Mesures, Comité International des Poids et Mesures // 95th meeting (October 2006), с.249.
<http://www.bipm.org/utls/en/pdf/CIPM2006-EN.pdf>
6. Хабарова К.Ю., Слюсарев С.Н., Стрелкин С.А., Белотелов Г.С., Костин А.С., Пальчиков В.Г., Колачевский Н.Н. Лазерная система для вторичного охлаждения атомов стронция - 87 // *Квантовая электроника*. – 2012, т. 42, № 11, с. 1021–1026.