

# Прецизионная спектроскопия атомов магния в магнитооптической ловушке

А.Н.Гончаров, А.Э.Бонерт, Д.В.Бражников, А.М.Шилов, С.Н.Багаев

*Представлены результаты экспериментальных исследований, направленных на создание оптического стандарта частоты на основе охлажденных и локализованных в магнитооптической ловушке (МОЛ) атомов магния. Экспериментальная реализация МОЛ для магния позволила получить облако из  $\sim 10^6$ – $10^7$  атомов с температурой 3–5 мК. Представлены результаты по спектроскопии сверхвысокого разрешения интеркомбинационного перехода  $^1S_0 - ^3P_1$  атома Mg, зарегистрированы резонансы в разнесенных во времени оптических полях с полушириной  $\Gamma = 500$  Гц, что соответствует добротности реперной линии  $Q = \nu/\Delta\nu \sim 1.3 \times 10^{12}$ .*

**Ключевые слова:** лазерное охлаждение, магний, стандарты частоты.

## 1. Введение

Стандарты частоты играют чрезвычайно важную роль как в фундаментальных научных исследованиях, так и в различных метрологических и навигационных приложениях. Это связано в первую очередь с тем, что современные стандарты частоты, реализующие с 1968 г. эталон одной из основных единиц системы СИ – секунду, являются на много (4–5) порядков более точными, чем эталоны остальных физических величин. Первичным стандартом частоты в настоящее время является стандарт в микроволновом диапазоне ( $\sim 9.2$  ГГц) на основе стабильного перехода между подуровнями сверхтонкой структуры атома  $^{133}\text{Cs}$ . На основе этого стандарта реализуется международная атомная шкала времени (TAI). Атомные стандарты частоты микроволнового диапазона получили широкое распространение в навигационных системах GPS и ГЛОНАСС. Высокая точность определения координат с помощью этих навигационных систем в значительной мере связана со стабильностью и точностью стандартов частоты.

Вероятно, относительная точность первичного цезиевого стандарта частоты достигла своего предела. Относительная точность  $\Delta\nu/\nu \sim 2 \times 10^{-16}$ , достигнутая для стационарных установок на основе «фонтана» холодных атомов цезия, определяется фундаментальными физическими

причинами, такими как сдвиги частоты в результате столкновений холодных атомов, тепловое излучение, гравитационный сдвиг и т. д. [1].

Дальнейшее увеличение точности стандартов частоты связывают с переходом из микроволнового диапазона в оптический. В качестве реперов частоты в оптическом диапазоне используются узкие резонансы в спектрах поглощения ультрахолодных ( $T \sim 1$ – $10$  мК) и локализованных в электромагнитные и оптические ловушки одиночных ионов и ансамблей нейтральных атомов. Актуальность исследований в области оптических стандартов частоты существенно возросла в связи с достигнутым в последнее десятилетие прогрессом в области использования оптических синтезаторов частот на основе фемтосекундных лазеров со стабильными синхронизованными модами. Применение фемтосекундных оптических синтезаторов частот позволяет перенести метрологические характеристики генераторов оптического диапазона в радиочастотный диапазон, реализовав, тем самым, в компактном устройстве эталон времени на основе высокостабильного генератора оптического диапазона. Важным преимуществом оптических стандартов частоты по сравнению с микроволновыми является их потенциально большая стабильность за малые времена усреднения ( $0.1$ – $10^3$  с), что позволяет значительно быстрее проводить точные измерения.

Экспериментальные исследования по созданию оптических стандартов частоты на основе холодных атомов и ионов осуществляются в ведущих метрологических центрах мира. В настоящий момент наиболее точными являются оптические стандарты на основе одиночных ионов  $\text{Hg}^+$ ,  $\text{Al}^+$ . Точность стандарта на основе  $\text{Hg}^+$  превысила точность лучшего микроволнового стандарта и составила  $\Delta\nu/\nu \sim 3 \times 10^{-17}$  [2]. Еще более существенные результаты получены с использованием ионов  $\text{Al}^+$  [3]. Точность стандартов частоты на основе нейтральных щелочноземельных атомов (Ca, Sr, Mg) и Yb, Hg, охлажденных и локализованных в так называемых оптических решетках [4], пока уступает точности стандартов на основе одиночных ионов. В случае стандартов частоты на основе нейтральных атомов, локализованных в оптических решетках, так же как и в случае одиночных ионов в ионных ловушках,

**А.Н.Гончаров.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2, Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20; e-mail: gonchar@laser.nsc.ru

**А.Э.Бонерт.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3

**Д.В.Бражников, А.М.Шилов, С.Н.Багаев.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г., после доработки – 9 апреля 2014 г.

движение атомов ограничено в пространстве с размерами менее длины волны света, что приводит к устранению влияния эффекта Доплера и эффекта отдачи на положение центра линии оптического перехода – эффект Лэмба–Дике [5]. При экспериментальной реализации оптических решеток (дипольных ловушек, образованных стоячей световой волной со специально подобранной «магической» длиной волны [4]) с  $10^3$ – $10^5$  холодными атомами ситуация может измениться в пользу стандартов на основе нейтральных атомов, которые имеют преимущество в отношении сигнал/шум и, как следствие, должны обеспечивать большую стабильность частоты. Высочайший уровень долговременной стабильности и точности частоты был продемонстрирован для «решеточных» оптических стандартов на основе атомов Sr и Yb [6, 7].

Схемы уровней атомов с конфигурацией внешней электронной оболочки  $ns^2$  – щелочноземельных (Mg, Ca, Sr) атомов, атомов Yb и Hg с основным термом  $^1S_0$  – отличаются наличием узких оптических интеркомбинационных  $^1S_0$ – $^3P_1$ -переходов и чрезвычайно узких  $^1S_0$ – $^3P_0$ - и  $^1S_0$ – $^3P_2$ -переходов, которые могут служить реперами для стабилизации частот лазеров. Кроме того, в спектрах этих атомов имеются сильные резонансные переходы  $^1S_0$ – $^1P_1$ , позволяющие осуществлять эффективное циклическое взаимодействие с резонансным лазерным излучением для лазерного охлаждения и локализации атомов в ловушках. Исследуется возможность использования всех упомянутых атомов для стандарта частоты, рассматривается также возможность создания стандарта частоты на основе перехода между компонентами тонкой структуры основного уровня атома тулия [8]. Атом магния также является перспективным кандидатом для создания на его основе стандарта частоты как в оптическом, так и в микроволновом диапазоне [9–11].

## 2. Магний

Схема уровней магния представлена на рис.1. В отличие от других щелочноземельных атомов, для которых реализованы лазерное охлаждение и локализация атомов в магнитооптических ловушках (МОЛ), внутренние электронные оболочки Mg полностью заполнены, что может упростить расчеты влияния различных физических факторов на сдвиги частоты «часового перехода» и, тем самым, уменьшить систематические погрешности стандарта частоты. Относительно малая длина волны часового перехода (457 нм) обуславливает малый сдвиг частоты из-за теплового излучения. Величина теплового сдвига

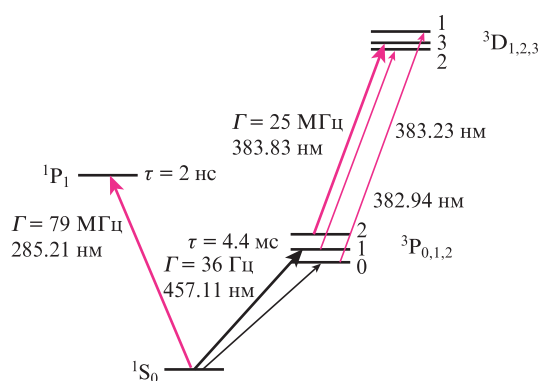


Рис.1. Схема уровней атома магния Mg; расщепление уровней  $^3P$  и  $^3D$  показано в увеличенном масштабе.

для атома магния в 10 раз меньше сдвига частоты для атомов Sr и Yb [12]. Изотопный состав магния (Mg24 – 79%, Mg25 – 10% и Mg26 – 11%) позволяет работать как с бозонами Mg24, Mg26 с нулевым спином ядра, так и с фермионом Mg25 со спином ядра 5/2. Для создания стандарта частоты на основе Mg представляют интерес переход  $^1S_0$ – $^3P_1$  с естественной шириной 36 Гц, а также чрезвычайно узкие переходы  $^1S_0$ – $^3P_2$  и  $^1S_0$ – $^3P_0$ . В случае использования в качестве реперной линии  $^1S_0$ – $^3P_0$ -перехода атома Mg24, перспективным является применение метода магнитоиндуцированной спектроскопии [13]. Сильный переход  $^1S_0$ – $^1P_1$  на длине волны 285 нм с шириной  $\Gamma = 79$  МГц в атоме магния является полностью замкнутым. Циклическое взаимодействие резонансного излучения с атомами Mg ограничивается только их каскадной ионизацией, приводящей к потерям атомов при большой интенсивности УФ охлаждающего излучения [14]. Наличие сильного замкнутого перехода позволяет эффективно управлять движением атомов магния с помощью лазерного излучения на длине волны 285 нм [15], а также эффективно охлаждать и локализовать атомы в МОЛ. При лазерном охлаждении на резонансном переходе  $^1S_0$ – $^1P_1$  доплеровский предел температуры  $T_D = h\Gamma/2k_B = 1.9$  мК, где  $h$  – постоянная Планка,  $k_B$  – постоянная Больцмана. Загрузка МОЛ атомами магния может осуществляться непосредственно из теплового пучка без предварительного охлаждения в зеемановском замедлителе. Интеркомбинационный переход атома магния  $^1S_0$ – $^3P_1$  с естественной шириной 36 Гц [16] представляет интерес для создания стандарта частоты. Однако малая ширина этого перехода делает невозможным его использование для второго этапа охлаждения атомов, как в случае с атомами Ca, Sr, Yb и Hg. Структура уровней атома магния усложняет глубокое охлаждение атомов до температур  $\sim 10$  мкК, что является, наряду с большой величиной эффекта отдачи  $2\pi\delta = \hbar k^2/2M = 2\pi 39.6$  кГц, основным фактором, усложняющим использование магния для создания стандарта частоты. Для реализации стандарта частоты с относительной погрешностью  $\Delta\nu/\nu = 10^{-16}$ – $10^{-17}$  требуется субдоплеровское охлаждение атомов магния. Температура, близкая к «температуре отдачи», была получена при использовании для лазерного охлаждения перехода  $^3P_2$ – $^3D_3$  [17]. Расчеты показывают, что на этом переходе возможно субдоплеровское охлаждение в лазерных полях с градиентом поляризации [18]. Реализация субдоплеровского охлаждения позволит в дальнейшем локализовать атомы в оптической решетке и использовать для стандарта частоты сильно запрещенный переход  $^1S_0$ – $^3P_0$ . При локализации атома магния в пространстве с размерами менее длины волны будет решена проблема, связанная с большой величиной эффекта отдачи, а также устранено влияние линейного эффекта Доплера.

## 3. Магнитооптическая ловушка

Захват и охлаждение атомов в МОЛ является первым этапом для получения ультрахолодных атомов магния, необходимых для создания оптического стандарта частоты. МОЛ для атомов магния имеет ряд особенностей. Для локализация в ней атомов с помощью сильного резонансного перехода  $^1S_0$ – $^1P_1$  на длине волны 285.2 нм с шириной линии 79 МГц требуется большой (100–150 Гс/см) градиент магнитного поля [19]. Для ввода лазерного излучения в высоковакуумную камеру МОЛ нужны окна из

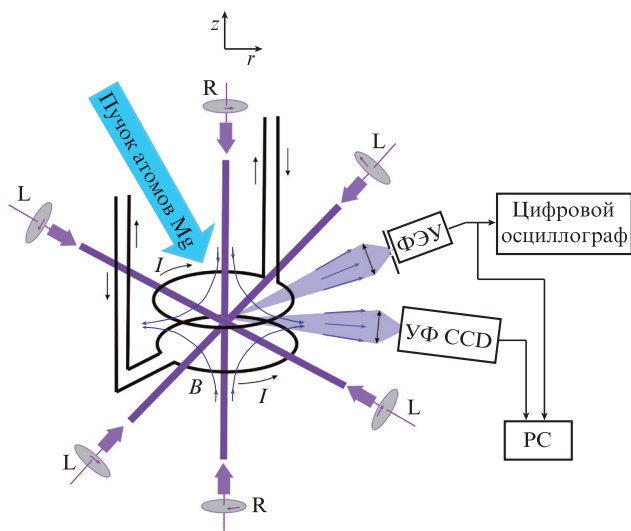


Рис.2. Схема магнитооптической ловушки для атомов магния: PC – компьютерная система регистрации и управления экспериментом; УФ CCD – CCD-камера с кварцевым объективом, чувствительная в УФ области спектра; L, R – лево- и правополяризованные пучки излучения.

кварца, пропускающие УФ излучение. Большая насыщающая интенсивность  $I_{\text{sat}} = 440 \text{ мВт/см}^2$  обуславливает необходимость использования источника излучения на длине волны 285 нм мощностью 50–100 мВт. Схема МОЛ для атомов магния представлена на рис.2.

Откачка высоковакуумной камеры МОЛ производится магниторазрядным насосом НМД-0.16 до давления остаточного газа  $10^{-7} \text{ Па}$ . Охлаждение и локализация атомов в центре квадрупольной магнитной ловушки [20] осуществляются за счет сил светового давления и трения, возникающих при взаимодействии атомов магния с шестью пучками лазерного излучения (три пары взаимно перпендикулярных световых волн) с соответствующими круговыми поляризациями и отстройкой частоты от резонанса в красную сторону в градиентном магнитном поле [21]. Магнитная система МОЛ образована двумя медными кольцами, находящимися внутри вакуумной камеры. Расстояние между кольцами (диаметр 20 мм, сечение  $4 \times 4 \text{ мм}$ ) равно 8.5 мм. При токе  $I = 150 \text{ А}$ , текущем в кольцах в противоположных направлениях, градиент магнитного поля составляет 150 Гс/см в направлении оси  $z$  и 75 Гс/см в радиальном направлении  $r$  (рис.2). При однонаправленных токах в кольцах в центре ловушки создается однородное магнитное поле. Индуктивность колец с подводящими проводниками составляет 1.1 мкГн. Малая величина индуктивности позволяет включать/выключать магнитное поле за время менее 10 мкс. Загрузка МОЛ осуществляется из атомарного пучка, который формируется эффузией атомов из печи с металлическим магнием при температуре 390°C через отверстие диаметром 0.8 мм. В МОЛ загружаются атомы из низкоскоростного ( $v < 100 \text{ м/с}$ ) крыла распределения атомов по скоростям в тепловом пучке. Для ускорения процесса загрузки необходимо минимизировать расстояние от источника пучка до центра МОЛ, в нашем случае равное 30 см.

Для локализации и охлаждения атомов в МОЛ используется излучение с длиной волны 285 нм лазерной си-

стемы на основе непрерывного кольцевого лазера на красителе R6G с последующим удвоением частоты во внешнем резонаторе с нелинейным кристаллом ВВО [15]. На выходе из удвоителя мощность излучения достигает 100 мВт. Отстройка частоты излучения от центра линии поглощения атомов магния на переходе  $^1S_0 - ^1P_1$  контролируется по резонансам насыщенного поглощения в ячейке с парами магния. Оптимальная отстройка частоты составляла –100 МГц. Охлаждающие лазерные пучки в трех взаимно перпендикулярных направлениях (две пары в горизонтальной плоскости и одна – в вертикальной (по оси магнитной системы)) формировались с помощью двух делительных пластин и поворотных зеркал. Для создания встречных волн прошедшие через вакуумную камеру пучки отражались поворотными зеркалами в обратном направлении. Необходимые круговые,  $\sigma^+(R)$  и  $\sigma^-(L)$ , поляризации пучков создавались шестью фазовыми пластинками  $\lambda/4$  (по две для каждого направления): одна устанавливается перед камерой, другая – перед поворотным зеркалом. Мощность каждого из шести лазерных пучков равна 5–7.5 мВт. При диаметре каустики лазерного пучка  $w = 2 \text{ мм}$  параметр насыщения  $S$  от одного пучка равен 0.2–0.3. Форма облака холодных атомов в МОЛ регистрировалась УФ CCD-камерой, сигнал флуоресценции атомов детектировался с помощью ФЭУ. Количество холодных атомов в облаке оценивалось по сигналу флуоресценции, калибровка проводилась по сигналу флуоресценции атомов теплового пучка атомов магния. Оценка показала, что в облаке размером 0.5 мм количество атомов составляет  $10^6 - 10^7$ . Температура атомов в облаке определялась методом «высвобождение–захват» [22] и была равна 3–5 мК. Время жизни атомов в МОЛ, определяемое столкновениями с остаточным газом при его давлении  $(3-4) \times 10^{-7} \text{ Па}$ , составило  $\sim 15 \text{ с}$ , столкновениями с атомами магния с тепловым пучке – около 1–2 с, ступенчатой ионизацией при максимальной мощности охлаждающего излучения 45 мВт (во всех шести пучках) – 0.3 с. Время загрузки МОЛ в зависимости от мощности УФ излучения и диаметра охлаждающих пучков составляло 0.1–2 с. Ненасыщенное поглощение резонансного излучения облаком холодных атомов равнялось  $\sim 20\%$ , что соответствует концентрации атомов в центре облака  $n_0 \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и на порядок меньше концентрации, при которой процессы перепоглощения создают отталкивающую силу, ограничивающую концентрацию атомов в МОЛ [19].

#### 4. Спектроскопия холодных атомов магния в МОЛ

Естественная ширина линии интеркомбинационного перехода  $^1S_0 - ^3P_1$  атома магния  $^{24}\text{Mg}$  на частоте 655 ТГц составляет 36 Гц, в связи с чем данный переход представляет большой интерес для создания стандарта частоты. Главным ограничивающим фактором при этом является доплеровский эффект. При температуре  $3 \times 10^{-3} \text{ К}$  доплеровская ширина линии поглощения равна 5.2 МГц, что на пять порядков больше однородной ширины перехода. Даже при температуре атомов, равной пределу, определяемому эффектом отдачи  $T_{\text{rec}} = 4.9 \times 10^{-6} \text{ К}$ , доплеровская ширина  $\Delta\nu_D \sim 200 \text{ кГц}$ . Применение методов нелинейной лазерной спектроскопии позволяет наблюдать линии без доплеровского уширения, тем не менее, остаточный эффект Доплера (например, из-за кривизны волнового фронта лазерного излучения, неточности настрой-

\* Высоковакуумная камера МОЛ была изготовлена в лаборатории О.Н.Пчелякова (ИФП СО РАН).

ки лазерных пучков в горизонтальной плоскости [23]) приводит к сдвигу центра наблюдаемой линии. Для достижения относительной погрешности стандарта частоты на уровне  $10^{-16}$  необходимо компенсировать эффект Доплера с точностью  $10^{-7}-10^{-6}$ . Для стандартов частоты на основе холодных свободных атомов остаточный эффект Доплера приводит к относительной неопределенности частоты на уровне  $10^{-14}-10^{-15}$  [23,24]. Дальнейшее улучшение точности оптических стандартов на основе нейтральных атомов связывается с локализацией атомов в пространстве в оптических решетках или с использованием одиночных ионов в ионных ловушках. Для целого ряда приложений оптических стандартов принципиальной является стабильность частоты, которая может быть существенно выше неопределенности частоты. Предельно достижимая стабильность частоты за время усреднения  $\tau$ , определяемая квантовыми флуктуациями из-за конечности числа атомов (квантовый проекционный шум – quantum projection noise), характеризуется функцией Аллана:

$$\sigma_{\text{QPN}}(\tau) = \frac{1}{\pi Q} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \sqrt{\frac{1}{N_a}}, \quad (1)$$

где  $T_c$  – время цикла измерения положения центра линии;  $Q$  – добротность спектральной линии;  $N_a$  – число атомов, взаимодействующих с полем.

Для ансамбля атомов магния ( $N_a = 10^6$ ) предел стабильности, определяемый квантовой статистикой, может достигать  $1.5 \times 10^{-17}/\sqrt{\tau}$  ( $\tau$  – в секундах) при ширине линии  $\sim 100$  Гц ( $Q = 6.6 \times 10^{12}$ ) и  $T_c = 10^{-1}$  с. Безусловно, для реализации такой стабильности частоты необходимо решить проблему частотных шумов источника пробного лазерного излучения (эффект Дика [25]). Линия излучения может быть сужена до необходимого значения стабилизацией его частоты по полосе пропускания высокочастотного интерферометра Фабри–Перо с низким уровнем тепловых шумов [26,27]. При больших временах усреднения ( $\tau > 10^3$  с) вклад в стабильность будут вносить систематические сдвиги частоты, вызванные изменением различных физических и технических параметров. Для исследования систематических сдвигов частоты на относительном уровне  $10^{-17}-10^{-18}$  необходима стабильность частоты  $(10^{-17}-10^{-16})/\sqrt{\tau}$  при временах измерения  $\tau = 10^2 - 10^3$  с. Для достижения высокой стабильности частоты за такие времена усреднения использование интеркомбинационного перехода в магнии представляет особый интерес.

Исследование  $^1S_0-^3P_1$ -перехода холодных атомов магния, локализованных в МОЛ, осуществлялось нами методом разнесенных во времени полей [28]. Облако атомов магния последовательно взаимодействует с двумя парами световых импульсов, формируемых из непрерывного излучения высокостабильной лазерной системы с длиной волны излучения 457 нм [29] с помощью акустооптических модуляторов. На рис.3 представлена схема экспериментальной установки.

Процесс приготовления ансамбля холодных атомов в МОЛ и тестирования узкого оптического перехода разделен во времени и осуществляется циклически. Временная диаграмма эксперимента представлена на рис.4.

Цикл начинается с включения УФ излучения и градиента магнитного поля на время 1–1.5 мс для охлаждения и удержания холодных атомов в центре МОЛ. Это время

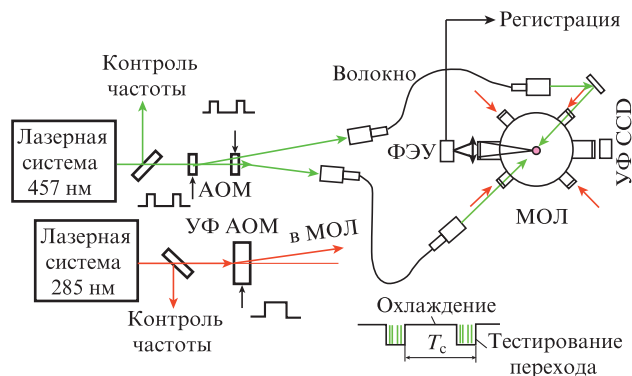


Рис.3. Схема экспериментальной установки.

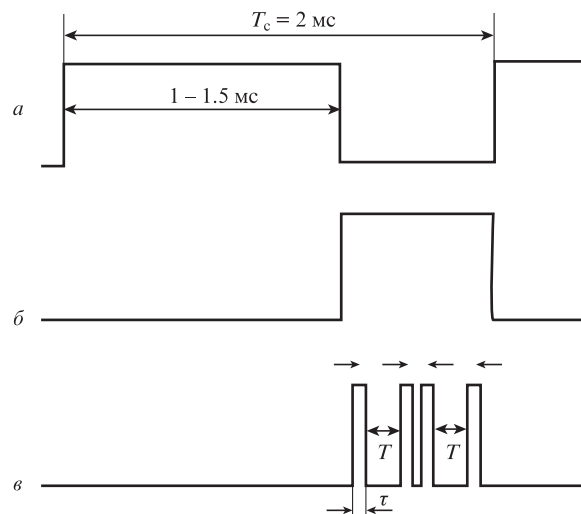


Рис.4. Временная диаграмма эксперимента – градиент магнитного поля и УФ излучение (а), однородное магнитное поле (б) и пробное поле на длине волны 457 нм (две пары импульсов во встречных направлениях) (в).

существенно меньше времени начальной загрузки МОЛ, т.к. на протяжении цикла незначительная часть атомов теряется из-за взаимодействия с пробным лазерным излучением. Остальные атомы облака за время выключения охлаждающего излучения не успевают вылететь из области пересечения охлаждающих пучков и вновь «перезахватываются». После выключения УФ излучения и градиента магнитного поля включается однородное магнитное поле, которое создается в МОЛ переключением направления токов в кольцах магнитной системы с встречного на однонаправленное. Величина магнитного поля при токе в кольцах 30 А составляет  $\sim 25$  Гс, что приводит к отстройке частот  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -компонент перехода  $^1S_0-^3P_1$  примерно на 50 МГц относительно частоты  $\pi$ -перехода с  $\Delta m = 0$ , для которого линейный эффект Зеемана отсутствует. Квадратичный эффект Зеемана приводит к сдвигу частоты перехода с  $\Delta m = 0$  на  $\sim 1$  кГц (коэффициент квадратичного эффекта Зеемана  $1.6$  Гц/Гс<sup>2</sup>). Для создания стандарта частоты с относительной погрешностью менее  $10^{-16}$  необходимо уменьшать магнитное поле примерно до 5 Гс и контролировать его с относительной погрешностью менее  $10^{-3}$ . Через 20 мкс после включения однородного магнитного поля световые импульсы пробного излучения с длиной волны 457 нм, формируемые с помощью акустооптических модуляторов, на-

правляются в МОЛ через два одномодовых волокна с сохранением поляризации: два импульса с одной стороны, два – с противоположной. Радиусы лазерных пучков в МОЛ  $w_0 = 2$  мм, длительности импульсов  $\tau = 5$  мкс, что соответствует углу возбуждения Раби  $\Omega_R \tau = \pi/2$  ( $\pi/2$ -импульс) при мощности лазерных пучков  $\sim 25$  мВт. При такой длительности импульсов их спектральная ширина составляет  $\sim 100$  кГц. Доплеровская ширина линии поглощения ансамбля атомов с температурой 3 мК равна 5 МГц. Таким образом, только 1/50 часть атомов из облака взаимодействует с лазерным излучением. Доля взаимодействующих с полем атомов может быть существенно увеличена при охлаждении атомов до температуры  $\sim 10$  мК. Временная задержка между парами импульсов выбиралась равной 20 мкс. При взаимодействии атомов с четырьмя разнесенными во времени лазерными импульсами наблюдаемый сигнал наилучшим образом описывается в терминах атомной интерферометрии [30], а вероятность перехода атома в возбужденное состояние  ${}^3P_1$  описывается выражением

$$P(\Delta) = A(\Delta) \{ \cos[2T_{\text{eff}}(\Delta - \delta) + \phi_{1234}] \} + B(\Delta) \cos[2T_{\text{eff}}(\Delta + \delta) + \phi_{1234}] + P_{\text{ncg}}(\Delta), \quad (2)$$

где  $\Delta = \nu_{\text{las}} - \nu_0$  – отстройка частоты лазерного излучения от частоты перехода;  $\delta$  – частота отдачи;  $T_{\text{eff}} = (4/\pi)\tau + T$  – эффективное время между импульсами;  $\phi_{1234} = \phi_2 - \phi_1 + \phi_4 - \phi_3$  – разность фаз лазерных полей импульсов в точке взаимодействия с атомом;  $P_{\text{ncg}}(\Delta)$  определяется некогерентной частью взаимодействия атомов с полем. Первые два члена в правой части выражения (2) описывают интерференционные сигналы – резонансы Рамси–Борде на выходе двух интерферометров, соответствующие двум компонентам дублета отдачи с амплитудами  $A(\Delta)$  и  $B(\Delta)$ , третий член описывает некогерентную часть взаимодействия с характерной шириной линии, определяемой эффектом Доплера, и с провалом Лэмба в ее центре. Характерная спектральная ширина функций амплитуд  $A(\Delta)$  и  $B(\Delta)$  соответствует спектральной ширине светового импульса  $\sim 100$  кГц. В случае, когда задержка между парами импульсов много меньше времени когерентного взаимодействия атомов с полем либо когда время взаимодействия много меньше времени релаксации возбужденного уровня, амплитуды компонент дублета отдачи равны,  $A(\Delta) = B(\Delta)$ ; именно такая ситуация реализуется в нашем эксперименте. С увеличением задержки между импульсами  $T$  увеличивается спектральное разрешение эксперимента и уменьшается период полос Рамси  $\Delta\nu_{\text{rR}} = 1/2T_{\text{eff}}$ . Для конструктивного сложения интерференционных полос от компонент дублета отдачи необходимо выполнить условие  $\Delta\nu_{\text{rR}}N = 2\delta$ , где  $N$  – целое число. Регистрируемый в нашем эксперименте сигнал (резонансная флуоресценция атомов на переходе  ${}^1S_0 - {}^1P_1$ ) пропорционален населенности основного состояния  ${}^1S_0$ . При возбуждении атомов в состояние  ${}^3P_1$  регистрируемый сигнал уменьшается. Изменение количества фотонов флуоресценции, излучаемых в секунду, при переходе одного атома в состояние  ${}^3P_1$  может достигать  $10^8 - 10^9$ ; происходит существенное усиление сигнала [31]. При этом фотонный квантовый шум не вносит существенного вклада в результат измерений, основным источником шума является флуктуация числа взаимодействующих с полем атомов.

Для регистрации узких резонансов Рамси требуется источник излучения с узкой линией генерации. В нашем случае таким источником с  $\lambda = 457$  нм являлся титан-сапфировый лазер ( $\lambda = 914$  нм) с удвоением частоты во внешнем резонаторе с нелинейным кристаллом  $\text{KNbO}_3$  [29]. Обычно мощность излучения на длине волны 457 нм составляла 100 мВт. Для получения узкой линии генерации использовалась двухступенчатая система стабилизации частоты по двум высокостабильным интерферометрам Фабри–Перо. Первый интерферометр с остротой  $F = 600$  и областью свободной дисперсии  $\text{FSR} = 300$  МГц, выполненный из инвара, обеспечивал предварительное сужение линии генерации титан-сапфирового лазера, второй (ситалловый) интерферометр ( $F = 10^5$ ,  $\text{FSR} = 375$  МГц) использовался для коррекции низкочастотных возмущений первого интерферометра посредством автоматической подстройки его длины пьезоэлектрическим преобразователем, на который устанавливалось одно из зеркал интерферометра. Излучение заводилось во второй интерферометр через двухпроходный АОМ, с помощью которого перестраивалась частота излучения часовой лазерной системы. Оба интерферометра помещались в вакуумные камеры и термостабилизировались. С помощью виброизоляционного стола Minus K 100 BM-4 (первый интерферометр) и системы пружинной подвески (второй интерферометр) обеспечивалась их виброизоляция. Полоса отработки возмущений частоты титан-сапфирового лазера составила 200 кГц, что позволило уменьшить ширину линии излучения с  $\lambda = 457$  нм до менее 100 Гц. Дрейф частоты излучения стабилизированного лазера  $\sim 1$  Гц/с связан со старением материала базы второго интерферометра.

Для записи узких резонансов частота излучения лазерной системы перестраивалась с помощью синтезатора частоты, сигналом которого управлялся АОМ в системе стабилизации частоты по второму интерферометру, и с помощью ФЭУ регистрировался сигнал флуоресценции облака холодных атомов магния на резонансном переходе с  $\lambda = 285$  нм.

На рис.5,а представлены записи резонансов Рамси–Борде в разнесенных во времени полях при задержках между импульсами  $T = 7.5, 58, 102, 201$  мкс, соответствующих  $N = 2, 10, 17, 33$ . На рис.5,б представлена запись полос Рамси при  $T = 246$  мкс ( $N = 40$ ). Полуширина полосы  $\Gamma = 500$  Гц, что соответствует добротности линии  $Q = 1.3 \times 10^{12}$ .

Сдвиг частоты центральной полосы на рис.5,б относительно положения центральной полосы на рис.5,а связан с дрейфом частоты опорного интерферометра.

Пролетное уширение резонансов в условиях эксперимента  $\Gamma_{\text{tot}} = 1.2v/(2\pi d) = 140$  Гц, где  $v$  – скорость атомов в МОЛ,  $d$  – диаметр лазерного пучка. Отношение сигнал/шум в эксперименте определяется техническими причинами, вызывающими флуктуации количества захваченных в МОЛ атомов. Это отношение может быть существенно увеличено при охлаждении облака атомов до температуры  $\sim 10$  мК, что возможно при субдоплеровском охлаждении атомов на триплетном переходе  ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$  на длине волны 383.8 нм. При реализации такого охлаждения атомы магния локализируются в «триплетной» МОЛ, и регистрация населенности уровня  ${}^3P_1$  может осуществляться на циклическом переходе  ${}^3P_2 \rightarrow {}^3D_3$  в отсутствие постоянной составляющей сигнала, как в случае регистрации на переходе  ${}^1S_0 - {}^1P_1$ , что также может существенно увеличить отношение сигнал/шум.

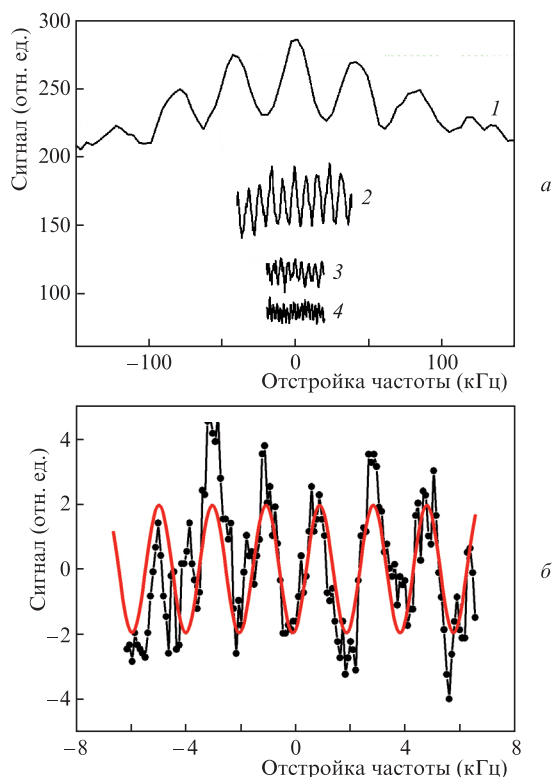


Рис.5. Резонансы в разнесенных во времени полях для задержек между импульсами  $T = 7.5$  (1), 58 (2), 102 (3) и 201 мкс (4) (а) и полосы Рамси при  $T = 246$  мкс; сплошная кривая – аппроксимация синусоидальной функцией  $2\sin(2\pi\Delta/1.95)$  с периодом 1.95 кГц, полуширина полосы (HWHM) 500 Гц, представлены прямые записи резонансов за один проход, 200 точек на запись при времени усреднения для каждой точки 0.1 с (б).

## 5. Заключение

В работе показана возможность использования локализованных в МОЛ холодных атомов магния для получения узких реперных линий с добротностью  $Q > 10^{12}$  с целью создания оптического стандарта частоты. В настоящее время нами ведутся исследования по стабилизации частоты по центральной полосе наблюдаемых резонансов. Ожидаемая относительная нестабильность частоты  $\sigma(\tau)$  по оценкам должна составить  $(10^{-13} - 10^{-14})/\sqrt{\tau}$  ( $\tau$  – в секундах). Существенное увеличение стабильности и точности магниевого стандарта  $\Delta\nu/\nu$  до  $10^{-16} - 10^{-17}$  будет возможно при охлаждении атомов до температуры  $\sim 10$  мкК и их локализации в оптической решетке на «магической» длине волны [32]. Нами разрабатываются необходимые источники лазерного излучения с длинами волн 382.9, 383.3 и 383.8 нм на основе полупроводниковых лазеров с удвоением частоты для субдоплеровского охлаждения атомов Mg на переходе  $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-00403-а), Президиума СО РАН, а также программ Президиума РАН «Сверхсильные поля и их приложения» и «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры».

- Parker T.E. *Metrologia*, **47**, 1 (2010).
- Rosenband T. et al. *Science*, **319**, 1808(2008).
- Chou C.W., Hume D.B., Koelemeij J.C.J., Wineland D.J. Rosenband T. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 070802 (2010).
- Katori H., Takamoto M., Pal'chikov V.G., Ovsiannikov V.D. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 173005 (2003).
- Dicke R.H. *Phys. Rev.*, **89**, 472 (1953).
- Bloom B.J., Nicholson T.L., Williams J.R., Campbell S.L., Bishof M., Zhang X., Zhang W., Bromley S.L., Ye J. doi:10.1038/nature12941 (2014).
- Hinkley N., Sherman J.A., Phillips N.B., Schioppo M., Lemke N.D., Beloy K., Pizzocaro M., Oates C.W., Ludlow A.D. *Science*, **341**, 1215 (2013).
- Колачевский Н.Н. *УФН*, **54**, 863(2011).
- De Marchi A., Bava E., Godone A., Giusfredi G. *IEEE Transac. Instrum. Measur.*, **IM-32**, 191 (1983).
- Beverini N., Maccioni E., Strumia F. *Laser Phys.*, **4**, 2 (1994).
- Keupp J., Douillet A., Mehlstaubler T.E., Rehbein N., Rasel E.M., Ertmer W. *Europ. Phys. J. D*, **36**, 289 (2005).
- Porsev S.G., Derevianko A. *Phys. Rev. A*, **74**, 020502 (2006).
- Taichenachev A.V., Yudin V.I., Oates C.W., Hoyt C.W., Barber Z.W., Hollberg L. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 083001 (2006).
- Madsen D.N., Thomsen J.W. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **35**, 2173 (2002).
- Bagayev S.N., Baraulia V.I., Bonert A.E., Goncharov A.N., Seydaliyev M.R., Tychkov A.S. *Laser Phys.*, **11**, 1178 (2001).
- Hansen P.L., Therkildsen K.T., Malossi N., Jensen B.B., van Ooijen E.D., Bruschi A., Müller J. H., Hald J., Thomsen J.W. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 062502 (2008).
- Riedmann M., Kelkar H., Wubbena T., Pape A., Kulosa A., Zipfel K., Fim D., Ruhmann S., Friebe J., Ertmer W., Rasel E. *Phys. Rev. A*, **86**, 043416 (2012).
- Бражников Д.В., Бонерт А.Э., Гончаров А.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И., Басалаев М.Ю., Ильенков Р.Я., Шилов А.М. *Вестник НГУ. Сер. Физика*, **7**, 6 (2012).
- Loo F.Y., Bruschi A., Sauge S., Allegrini M., Arimondo E., Andersen N., Thomsen J.W. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **6**, 81 (2004).
- Bergemann T., Erez G., Metcalf H. *J. Phys. Rev. A*, **35**, 1535 (1987).
- Raab E.L., Prentiss M., Cable A., Chu S., Pritchard N. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631 (1987).
- Chu S., Hollberg L., Bjorkholm J.E., Cable A., Ashkin A. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 48 (1985).
- Friebe J., Riedmann M., Wubbena T., Pape A., Kelkar H., Ertmer W., Terra O., Sterr U., Weyers S., Grosche G., Schnatz H., Rasel E.M. *New J. Phys.*, **13**, 125010 (2011).
- Degenhardt C., Stoehr H., Lisdat C., Wilpers G., Schnatz H., Lipphardt B., Nazarova T., Pottier P., Sterr U., Helmcke J., Riehle F. *Phys. Rev. A*, **72**, 062111 (2005).
- Santarelli G., Audoin C., Makdissi A., Laurent P., Dick G.J., Clairon A. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **45**, 887 (1998).
- Kessler T., Hagemann C., Grebing C., Legero T., Sterr U., Riehle F., Martin M.J., Chen L., Ye J. *Nat. Photon.*, **6**, 687 (2012).
- Swallows M.D., Martin M.J., Bishof M., Benko C., Lin Y., Blatt S., Rey A.M., Ye J. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **59**, 416 (2012).
- Sengstock K., Sterr U., Hennig G., Bettermann D., Müller J.H., Ertmer W. *Opt. Commun.*, **103**, 73 (1993).
- Багаев С.Н., Барауля В.И., Бонерт А.Э., Гончаров А.Н., Сейдалиев М.Р., Фарносов С.А. *Квантовая электроника*, **31**, 495 (2001).
- Bordé C. *J. Phys. Lett. A*, **140**, 10 (1989).
- Sengstock K., Sterr U., Hennig G., Bettermann D., Müller J.H., Ertmer W. *Opt. Commun.*, **103**, 73 (1993).
- Овсянников В.Д., Пальчиков В.Г., Катори Х., Такамото М. *Квантовая электроника*, **36**, 3 (2006).