

Исследование перехода на длине волны 506 нм, предназначенного для глубокого охлаждения атомов тулия

Д.И.Проворченко, Д.О.Трегубов, Д.А.Мишин, А.А.Головизин,
Е.С.Фёдорова, К.Ю.Хабарова, В.Н.Сорокин, Н.Н.Колачевский

Предложена схема третьей стадии лазерного охлаждения атомов тулия на длине волны 506.2 нм и описана система стабилизации частоты лазерного излучения, обеспечивающая требуемые характеристики. В магнитооптической ловушке с использованием созданной лазерной установки зарегистрирован переход $|4f^{13}(2F^{\circ})6s^2, J = 7/2\rangle \rightarrow |4f^{13}(2F_{7/2}^{\circ})6s6p, J = 9/2\rangle$ на длине волны 506.2 нм. Измерена величина сверхтонкого расщепления верхнего уровня перехода и описано первое наблюдение эффекта одномерного охлаждения на этой длине волны.

Ключевые слова: спектроскопия, сверхтонкое расщепление, оптические часы, лазерное охлаждение, ультрахолодные атомы, тулий.

1. Введение

С появлением оптических часов, превосходящих по своим характеристикам цезиевые стандарты частоты, появились широкие возможности как для их практического применения, так и для применения в фундаментальных исследованиях. Наиболее точные оптические часы используются для проверки фундаментальных теорий [1], определения ограничений на дрейфы фундаментальных констант [2] и поиск тёмной материи [3]. Часть задач, связанных с исследованием гравитационного поля Земли и навигации, требует создания транспортируемых систем [4]. Активные разработки по созданию компактных переносимых оптических стандартов ведутся в России [5, 6], Китае [7], Европе [8–10] и США [11]. Большая часть разработок основана на использовании одиночных ионов, что связано с относительной простотой их удержания и охлаждения. Транспортируемые часы на нейтральных атомах, описанные в работах [8, 12], демонстрируют лучшую стабильность, чем часы на одиночных ионах, но имеют худшие массогабаритные характеристики, сложнее в настройке и отличаются существенным сдвигом частоты за счёт излучения чёрного тела.

Тепловое излучение и излучение оптической решётки являются основными источниками сдвига частоты часового перехода в оптических часах на нейтральных атомах [13]. Однако, как было показано в работе [14], часовой переход на длине волны 1.14 мкм в нейтральном тулии обладает крайне низкой чувствительностью к тепловому излучению по сравнению с переходами в других атомах (в 3000 раз ниже, чем у атомов стронция) и некоторых ио-

нах. Использование тулия в оптических часах решает проблему трудно контролируемого сдвига частоты, обусловленного тепловым излучением, но оставляет вопрос, связанный со сдвигом частоты, вызванным излучением оптической решётки. Использование магической длины волны оптической решётки устраняет линейный по интенсивности сдвиг частоты, связанный с поляризуемостью от электрических дипольных переходов. Вклады поляризуемостей более высокого порядка и гиперполяризуемости сохраняются и могут проявляться на уровне относительной неточности 10^{-17} – 10^{-18} , причём величины сдвигов частоты зависят от заполнения уровней в потенциале оптической решётки, т. е. от температуры атомов [15, 16]. Уменьшение температуры существенно упрощает расчёты вкладов поляризуемостей высших порядков и их экспериментальный контроль.

Полученная нами в предыдущих экспериментах минимальная температура атомов тулия составляет около 10 мкК [17]. Это достигается посредством двух стадий лазерного охлаждения, причём конечная температура определяется второй стадией охлаждения с использованием перехода на длине волны 530.7 нм с естественной шириной 350 кГц (рис.1). Минимальная температура облака атомов непосредственно перед захватом в оптическую решётку в экспериментах по созданию оптических часов составила также 10 мкК [14]. При этом температура, при которой преобладает населённость основного состояния в потенциале оптической решётки, должна быть меньше 2.5 мкК для характерного потенциала оптической решётки (около $300E_{\text{гес}}$, где $E_{\text{гес}} = h \times 1 \text{ кГц}$ – энергия отдачи фотона, h – постоянная Планка), используемого нами в эксперименте.

Минимальная температура T , достижимая в ходе доплеровского охлаждения, связана с шириной линии охлаждающего перехода γ соотношением $T = \hbar\gamma/(2k_B)$, следовательно, для более глубокого охлаждения требуется переход с меньшей спектральной шириной. В атоме тулия имеется циклический переход $|4f^{13}(2F^{\circ})6s^2, J = 7/2\rangle \rightarrow |4f^{13}(2F_{7/2}^{\circ})6s6p, J = 9/2\rangle$ на длине волны 506.2 нм с естественной шириной 7.8 кГц [18], с помощью которого возможно осуществление третьей стадии охлаждения. Спектральная ширина этого перехода должна обеспечить более

Д.И.Проворченко, Д.О.Трегубов, Д.А.Мишин, А.А.Головизин, Е.С.Фёдорова, В.Н.Сорокин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: provorchenko.di@phystech.edu

К.Ю.Хабарова, Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Российский Квантовый Центр, Россия, 121205 Москва, Сколково, Большой б-р, 30, стр. 1

Поступила в редакцию 12 марта 2021 г., после доработки – 12 апреля 2021 г.

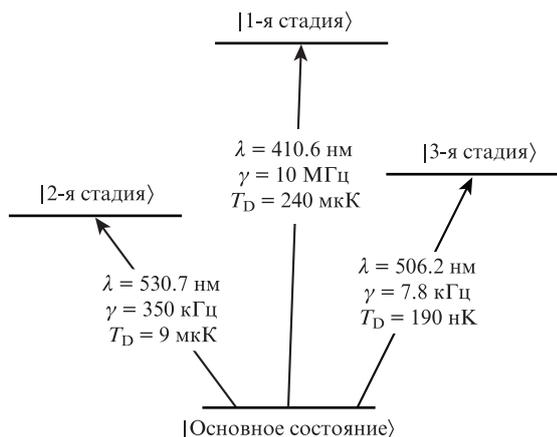


Рис.1. Схема уровней трёх стадий охлаждения атомов тулия с указанием длин волн, естественной ширины спектральных линий γ и доплеровского предела температуры T_D для используемых переходов.

низкую температуру облака (доплеровский предел 190 нК) при достаточно высокой скорости охлаждения. Схема уровней и некоторые их характеристики для всех трёх стадий охлаждения представлены на рис. 1. Использование узких переходов с естественной спектральной шириной ~ 1 кГц для глубокого лазерного охлаждения было успешно продемонстрировано на атомах Sr, Er, Dy [19–22]. Доплеровский предел температуры при этом становится сравним с предельной энергией отдачи, а удерживающая сила магнитооптической ловушки (МОЛ) – с силой гравитации. Использование таких переходов позволяет получить температуру атомов в МОЛ ниже 1 мК [20].

Охлаждение атомов тулия на предлагаемом переходе 506.2 нм является реализуемой задачей, учитывая достаточно низкую температуру атомов во вторичной МОЛ (10 мК). Необходимым условием демонстрации охлаждения на узком переходе является наличие лазера с узким спектром (меньше спектральной ширины перехода) и возможность точного контроля отстройки частоты его излучения относительно атомного резонанса. В настоящей работе описан эксперимент по осуществлению стабилизации частоты лазера на 506.2 нм с использованием трансфер-резонатора, а также регистрация соответствующего спектрального перехода в МОЛ и первые экспериментальные свидетельства охлаждения атомов тулия на этой длине волны.

2. Схема стабилизации частоты охлаждающего лазера

Для реализации лазерного охлаждения на переходе 506.2 нм с естественной шириной 7.8 кГц необходимо иметь узкополосное лазерное излучение, отстроенное по частоте в красную область от атомного резонанса. В качестве источника излучения для третьей стадии охлаждения атомов тулия нами используется лазер Tortica DL pro. Поскольку согласно технической спецификации исходная ширина спектра излучения этого лазера составляет около 300 кГц при долговременной нестабильности частоты на уровне 10 МГц/ч, необходимо стабилизировать частоту лазера и сузить его спектр. Стандартным способом решения этой задачи является стабилизация частоты лазера относительно внешнего высокочастотного резонатора по методу Паунда–Древера–Холла (ПДХ) [23]. Но если в

наличии уже имеется хорошо стабилизированный опорный лазер, то задачу стабилизации охлаждающего лазера с другой длиной волны можно решить с помощью так называемого трансфер-резонатора [24–26]. В этом методе опорный лазер служит для стабилизации длины резонатора, который затем используется в стандартной схеме ПДХ для другого лазера, и стабильность опорного лазера передается стабилизируемому лазеру. Для этого зеркала резонатора должны иметь высокий коэффициент отражения для длин волн обоих лазеров.

В качестве опорного нами выбран стабилизированный по частоте лазер Tortica DL pro с длиной волны $\lambda_{\text{ref}} = 530.7$ нм, который используется для второй стадии лазерного охлаждения. Этот лазер стабилизирован по внешнему высокочастотному ULE-резонатору по методу ПДХ. Резкость резонатора $\mathcal{F} = 1.5 \times 10^5$, температура тела резонатора стабилизирована в нулевой точке линейного расширения стекла ULE (33 °С). Спектральная ширина моды данного резонатора составляет 13 кГц, при этом спектральная ширина линии излучения стабилизированного лазера не превышает 100 Гц [17]. Остаточный линейный дрейф частоты достаточно мал (характерное значение 10–100 мГц/с), и его компенсация в настоящее время производится один раз в несколько месяцев путём перестройки частоты одного из акустооптических модуляторов, установленных в оптическом тракте. Возможна также реализация схемы с непрерывной подстройкой частоты по аналогии с системой компенсации дрейфа часового лазера [27].

Для заданной длины волны опорного лазера $\lambda_{\text{ref}} = 530.7$ нм максимумы сигнала пропускания трансфер-резонатора накладывают условие на длину резонатора: $L = n\lambda_{\text{ref}}/2$ или (в терминах частот) $L = nc/(2\nu_{\text{ref}})$ (n – целое число, c – скорость света). Для стабилизации длины резонатора одно из зеркал резонатора установлено на пьезо-керамический элемент, на который подаётся сигнал петли обратной связи. В свою очередь, максимумы пропускания резонатора для излучения лазера третьей стадии охлаждения с $\lambda = 506.2$ нм накладывают аналогичное условие, но уже на частоту излучения этого лазера: $\nu = mc/(2L)$ (m – целое число). Стабилизация частоты лазера на 506.2 нм по трансфер-резонатору таким образом выделяет те его возможные частоты, которые кратны области свободной дисперсии трансфер-резонатора $\text{FSR} = c/(2L)$, что при характерной длине трансфер-резонатора $L \approx 15$ см соответствует $\text{FSR} \approx 1$ ГГц. Для более точной подстройки частоты лазерного излучения можно выбрать другую длину трансфер-резонатора, $L' = (n + 1)c/(2\nu_{\text{ref}})$, и одновременно изменить частоту моды, используемой при стабилизации охлаждающего лазера: $\nu = (m + 1)c/(2L')$. Тогда шаг выбора частоты лазера на 506.2 нм становится существенно меньше:

$$\nu' - \nu = \text{FSR} \frac{m-n}{n+1} \approx \text{FSR} \left(\frac{\nu}{\nu_{\text{ref}}} - 1 \right) \approx 45 \text{ МГц}. \quad (1)$$

С помощью контроля температуры корпуса резонатора его длина подбирается так, чтобы требуемая мода резонатора была в центре диапазона перестройки частоты с помощью пьезокерамического элемента. При случайном сбое в петле обратной связи система вернётся к привязке относительно той же моды. Сдвиг частоты на 45 МГц требует изменения температуры резонатора примерно на 0.1 °С. Окончательная подстройка частоты излучения лазера к частоте атомного перехода осуществляется с ис-

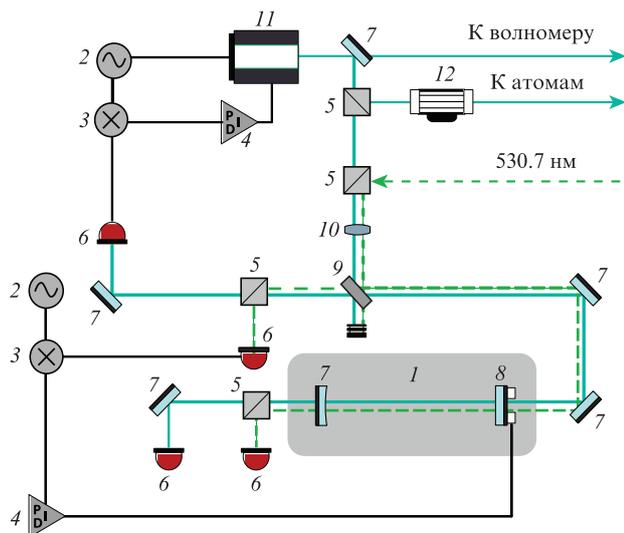


Рис.2. Оптическая схема для стабилизации длины трансфер-резонатора и одновременной стабилизации частоты излучения лазера на 506.2 нм к частоте собственной моды трансфер-резонатора: 1 – трансфер-резонатор; 2 – радиочастотный генератор; 3 – радиочастотный микшер; 4 – PID- контроллер; 5 – поляризационный кубик; 6 – фотодиод; 7 – диэлектрическое зеркало; 8 – зеркало на пьезокерамике; 9 – делитель 50/50; 10 – согласующая линза; 11 – лазер на 506.2 нм; 12 – АОМ.

пользованием акустооптического модулятора (АОМ) (рис.2).

Трансфер-резонатор образован двумя зеркалами, расстояние между ними составляет 15 см ($FSR = 1$ ГГц). Плоское входное зеркало установлено на цилиндрической пьезокерамике для контроля длины резонатора. Выходное сферическое зеркало имеет радиус кривизны $R = 204$ мм. Для согласования пространственной моды резонатора и входного излучения используется линза с фокусным расстоянием $f_L = 50$ см. Пропускание входного зеркала на длинах волн 530.7 и 506.2 нм составляет 0.36% и 3.9%, а пропускание выходного зеркала – 0.067% и 0.1% соответственно. По расчётам резкость трансфер-резонатора должна быть: $\mathcal{F}_1 = 1500$ на длине волны 530.7 нм и $\mathcal{F}_2 = 135$ на 506.2 нм. Однако измеренные значения резкости оказались существенно меньше: $\mathcal{F}_1 = 223$ и $\mathcal{F}_2 = 40$, что свидетельствует о достаточно высоких оптических потерях на зеркалах резонатора. В дальнейшем мы предполагаем заменить зеркала для достижения резкости $\mathcal{F} \sim 1000$ для обеих длин волн, что позволит более чем на порядок улучшить качество стабилизации. При этом ширина моды резонатора составит ~ 1 МГц, а ожидаемая ширина линии излучения стабилизированного лазера – на несколько порядков меньше.

Отражённое от резонатора излучение фиксируется быстрым фотодиодом для стабилизации длины резонатора по методу ПДХ. Для этого сигнал с фотодиода сбивается на фазовом детекторе ZRPD (Mini Circuits) с опорным сигналом на частоте модуляции тока опорного лазера $f = 10.7$ МГц. (Для корректировки относительной фазы двух сигналов подбиралась требуемая длина кабеля или незначительно изменялась частота сигнала модуляции.) Сигнал ошибки, формируемый фазовым детектором, поступает на PID-контроллер, в качестве которого используется одноплатный компьютер с ПЛИС Red Pitaya [28]. Обратная связь подаётся на пьезокерамику, которая стабилизирует длину резонатора.

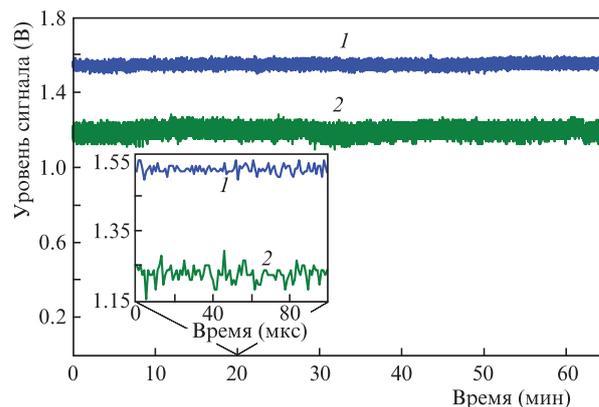


Рис.3. Сигналы напряжения фотодиодов, регистрирующих пропускание трансфер-резонатора для излучения лазера на 506.2 (1) и 530.7 нм (2). Шум сигнала на коротких временных отрезках (на вставке) обусловлен большим усилением и высокочастотными шумами фотодиода.

Для стабилизации частоты излучения лазера на 506.2 нм сигнал с фотодиода подаётся в блок управления лазером, где преобразуется в сигнал ошибки внутренним ПДХ-модулем (частота модуляции тока лазерного диода $f = 25$ МГц). В качестве PID-контроллера используется второй канал того же одноплатного компьютера Red Pitaya.

Качество стабилизации резонатора по опорному лазеру ($\lambda = 530.7$ нм), а также лазера на 506.2 нм по моде резонатора анализируется с использованием сигнала пропускания трансфер-резонатора, типичные графики которого представлены на рис.3. Уровень шумов сигнала пропускания определяется флуктуациями мощности излучения, прошедшего через волоконный световод, и флуктуациями его поляризации. Стабилизацию частоты излучения лазера по определённой моде трансфер-резонатора удаётся сохранять в течение нескольких часов.

3. Эксперимент

Для проведения эксперимента по регистрации перехода на 506.2 нм в атомах тулия и проверки возможности лазерного охлаждения была собрана лазерная система для получения одномерной оптической пачки на данной длине волны, проходящая через область МОЛ. Для этого линейно поляризованное излучение вводилось в вакуумную камеру в горизонтальной плоскости и отражалось обратно. Обратное отражение можно было перекрывать для возбуждения атомов одиночным пучком. Для юстировки оптических элементов и настройки перекрытия пачки с МОЛ в волоконный световод вводилось дополнительное излучение на 418.8 нм, которое используется для оптической накачки [29]. Расположенная сверху КМОП-камера регистрирует пространственное распределение и число атомов по сигналу их люминесценции на длине волны 410.6 нм в пробном пучке резонансного излучения, которое также используется для первой стадии охлаждения.

3.1. Сверхтонкое расщепление

Спин ядра единственного стабильного изотопа ^{169}Tm атомов тулия $I = 1/2$, поэтому каждый электронный уровень расщеплён на две сверхтонкие компоненты. Лазерное

охлаждение осуществляется на переходе между нижними сверхтонкими компонентами уровней ($F = 4 \rightarrow F' = 5$). Для поиска нужного перехода проводилась спектроскопия переходов в МОЛ во время второй стадии лазерного охлаждения (см. табл.1). Аналогично экспериментам в работе [29], переходы с нижней по энергии сверхтонкой компоненты основного состояния ($F = 4$) регистрируются по уменьшению числа атомов в МОЛ, а с верхней компоненты ($F = 3$) – по увеличению числа атомов, поскольку в этом случае лазер на 506.2 нм играет роль перекачивающего лазера и возвращает атомы в исходный цикл охлаждения.

Табл.1. Частоты переходов между компонентами сверхтонкого расщепления уровней для третьей стадии лазерного охлаждения.

Переход между сверхтонкими компонентами	Частота (ГГц)
$F = 4 \rightarrow F' = 5$	592045.689
$F = 4 \rightarrow F' = 4$	592049.163
$F = 3 \rightarrow F' = 4$	592047.666
$F = 3 \rightarrow F' = 5$	Запрещён

В этом эксперименте лазер на 506.2 нм не стабилизировался по трансфер-резонатору. Точность измерения каждой из частот определяется погрешностью измерителя длин волн и составляет 0.1 ГГц, при этом погрешность разности частот определяется кратковременной стабильностью этого измерителя и составляет 7 МГц [30]. Проведённые измерения позволили определить величины сверхтонкого расщепления обоих уровней перехода. Для основного уровня полученное значение 1497(7) МГц согласуется с известным ранее 1496.550(1) МГц [31]. Для верхнего уровня $|4f^{13}(2F_{7/2}^o)6s6p, J = 9/2\rangle$ получено значение 3474(7) МГц, что хорошо совпадает с результатом 3474(2) МГц, измеренным в работе [32]. Уровень с $F = 5$ располагается ниже по энергии, чем уровень с $F = 4$.

Переход, который используется для лазерного охлаждения ($F = 4 \rightarrow F' = 5$), был исследован более подробно. Для этого частота излучения лазера на 506.2 нм стабилизировалась с помощью трансфер-резонатора к частоте 592045.498 ГГц согласно измерителю длин волн. Сканирование частоты АОМ по резонансному переходу позво-

лило более точно определить центр контура и его спектральную ширину, равную 560(30) кГц (рис.4).

Ширина измеренного контура оказалась существенно больше естественной ширины, что характерно для спектроскопии в МОЛ. Так, доплеровское уширение при температуре атомов 20 мкК составляет около 150 кГц. Разность магнитных g -факторов основного и верхнего уровней (1.14 и 1.29 соответственно [18]) приводит к уширению, связанному с магнитным полем ловушки, и составляет около 300 кГц; уширение за счёт лазерного облучения в условиях эксперимента – около 150 кГц (при мощности излучения около 100 мкВт и диаметре пучка 0.7 мм). Наблюдаемую ширину перехода можно уменьшить при точном задании оси квантования, оптической накачке и уменьшении мощности пробного излучения. Отметим, что нашей целью в данном случае были прежде всего поиск и идентификация переходов.

3.2. Одномерная оптическая патока

В первых тестах, которые могут свидетельствовать о работоспособности третьей стадии лазерного охлаждения, было проверено влияние одномерной оптической патоки на размер облака атомов в направлении охлаждающих пучков. После окончания второй стадии МОЛ выключалось оптическое поле второй стадии охлаждения, а градиент магнитного поля снижался до уровня 1/5 от начального значения (аналогично экспериментам по глубокому охлаждению атомов стронция [19, 20]). Далее включалась оптическая патока на длине волны 506.2 нм на время $\tau \approx 7$ мс, после чего измерялся (по уровню $1/e$) радиус облака атомов вдоль оси оптической патоки. Импульсная схема эксперимента представлена на вставке к рис.5. Частота излучения лазера сканировалась с помощью АОМ, в то время как сам лазер на 506.2 нм был стабилизирован по трансфер-резонатору.

Полученная зависимость радиуса облака атомов от отстройки частоты излучения от резонанса (кружки на рис.5) демонстрирует эффект уменьшения размера облака при отстройке в красную область от центра резонанса. Эта особенность подтвердилась в другом эксперименте при более детальном сканировании частоты АОМ (точки на рис.5). Наличие данной особенности в спектре шириной

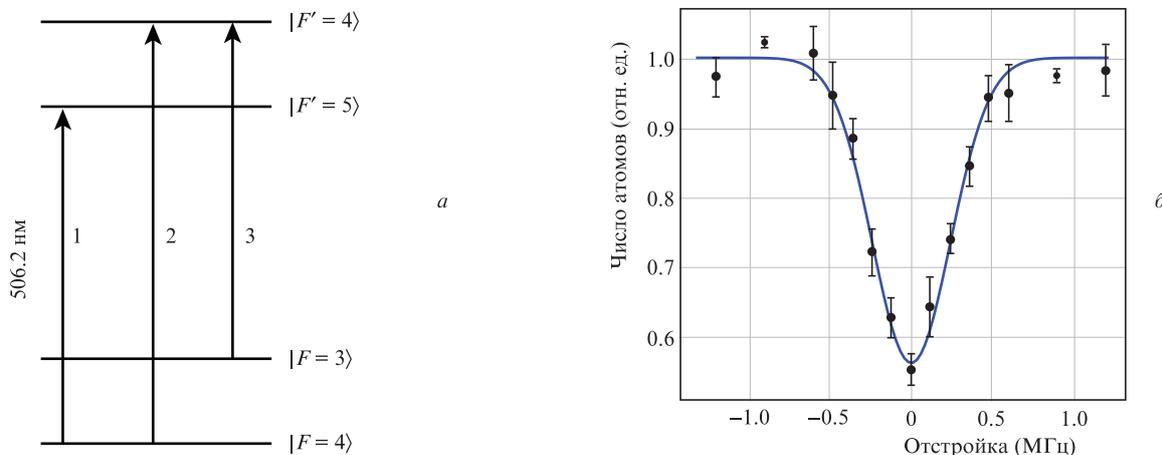


Рис.4. Сверхтонкие компоненты перехода на длине волны 506.2 нм в атоме тулия (переходы 1 и 2 определялись по уменьшению числа атомов в МОЛ, переход 3 – по их увеличению) (а), а также уменьшение числа атомов в МОЛ при сканировании частоты АОМ через резонансный переход 1 ($F = 4 \rightarrow F' = 5$) (б). Сплошная кривая – аппроксимация гауссовым контуром.

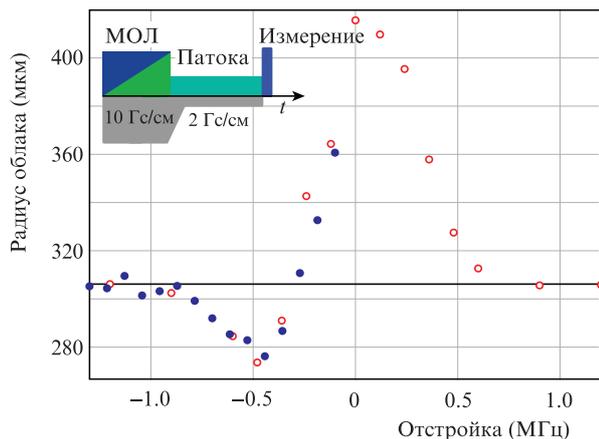


Рис.5. Зависимость размера облака атомов вдоль оптической папки в зависимости от отстройки частоты излучения от резонанса (кружки) и та же зависимость, более подробно снятая в другом эксперименте (точки). Сплошная линия – размер облака в отсутствие излучения на 506.2 нм. На вставке – последовательность включения лазерных импульсов и магнитных полей в эксперименте.

около 200 кГц свидетельствует о том, что спектральная ширина линии излучения стабилизированного лазера меньше этого значения. Совпадение снятых в разное время спектров с точностью лучше 50 кГц указывает на соответствующее ограничение сверху нестабильности частоты лазера на временах порядка одного часа. Кроме того, уменьшение размера облака означает снижение скорости разлёта атомов, т.е. уменьшение температуры атомов и/или наличие удерживающей силы.

4. Заключение

В работе изготовлен и исследован трансфер-резонатор, используемый для стабилизации лазера с длиной волны 506.2 нм, предназначенного для третьей стадии охлаждения атомов тулия, относительно опорного лазера на 530.7 нм. И хотя резкость этого трансфер-резонатора (40–150 в зависимости от длины волны) невелика, созданная система позволила осуществить спектроскопию перехода в тулии $|4f^{13}(2F^{\circ})6s^2, J = 7/2\rangle \rightarrow |4f^{13}(2F^{\circ}_{7/2})6s6p, J = 9/2\rangle$ на длине волны 506.2 нм. Зарегистрированы все три сверхтонкие компоненты перехода на 506.2 нм во вторичной МОЛ и определена величина сверхтонкого расщепления верхнего уровня перехода, составившая 3474(7) МГц. Для компоненты перехода, которую предполагается использовать для лазерного охлаждения, измерены спектр поглощения и зависимость размера облака атомов от отстройки частоты излучения от резонанса. Уменьшение размера облака атомов под влиянием излучения на 506.2 нм наблюдалось в относительно узкой области шириной 200 кГц при стабилизированной по трансфер-резонатору частоте лазера, что свидетельствует о снижении температуры атомов вдоль оси оптической папки.

Полученные результаты свидетельствуют о стабилизации частоты лазера с длиной волны 506.2 нм лучше чем 50 кГц на временах порядка одного часа. В ближайшее время планируется замена зеркал трансфер-резонатора для увеличения резкости, что позволит добиться как значительного сужения линии излучения лазера, так и улучшения его стабильности до необходимых значений на

уровне 1 кГц. После этого будет проведено исследование экспериментальной реализации МОЛ на этой длине волны.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-00174).

- Sanner C., Huntemann N., Lange R., Tamm C., Peik E., Safronova M.S., Porsev S.G. *Nature*, **567**, 204 (2019).
- Safronova M.S., Porsev S.G., Sanner C., Ye J. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 173001 (2018).
- Derevianko A., Pospelov M. *Nature Phys.*, **10**, 933 (2014).
- Delehaye M., Lacroûte C. *J. Mod. Opt.*, **65**, 622 (2018).
- Семериков И.А., Хабарова К.Ю., Заливако И.В., Борисенко А.С., Колачевский Н.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 11, 14 (2018).
- Чепуров С.В., Луговой А.А., Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Багаев С.Н. *Квантовая электроника*, **49**, 412 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 412 (2019)].
- Cao J., Zhang P., Shang J., Cui K., Yuan J., Chao S., Wang S., Shu H., Huang X. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **123**, 112 (2017).
- Grotti J., Koller S., Vogt S., Häfner S., et al. *Nature Phys.*, **14**, 437 (2018).
- Hannig S., Pelzer L., Scharnhorst N., Kramer J., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **90**, 53204 (2019).
- Ritter S., Hafiz M.A., Arar B., Bawamia A., et al. *Proc. OSA Quantum 2.0 Conf.* (OSA, 2020, paper QTh5B.6); <https://doi.org/10.1364/QUANTUM.2020.QTh5B.6>.
- Brewer S.M., Chen J.S., Leibbrandt D.R., Chou C.W., Wineland D.J., Bergquist J.C., Rosenband T. *Proc. 2014 IEEE Int. Frequency Control Symp. (IFCS)* (Taipei, Taiwan, 2014, p.1). DOI:10.1109/IFCS.2014.6859999.
- Takamoto M., Ushijima I., Ohmae N., Yahagi T., Kokado K., Shinkai H., Katori H. *Nature Photon.*, **14**, 411 (2020).
- Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J., Peik E., Schmidt P.O. *Rev. Mod. Phys.*, **87**, 637 (2015).
- Golovizin A., Fedorova E., Tregubov D., Sukachev D., Khabarova K., Sorokin V., Kolachevsky N. *Nat. Commun.*, **10**, 1 (2018).
- Brown R.C., Phillips N.B., Beloy K., McGrew W.F., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 253001 (2017).
- Ushijima I., Takamoto M., Katori H. *Phys. Rev. Lett.*, **121**, 263202 (2018).
- Вишнякова Г.А., Головизин А.А., Калганова Е.С., Сорокин В.Н., Сукачев Д.Д., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. *УФН*, **186** (2), 176 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 168 (2016)].
- Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J. NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.8) (2021); <https://doi.org/10.18434/T4W30F>.
- Loftus T.H., Ido T., Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 073003 (2004).
- Loftus T.H., Ido T., Boyd M.M., Ludlow A.D., Ye J. *Phys. Rev. A: At. Mol. Opt. Phys.*, **70**, 063413 (2004).
- Berglund A.J., Hanssen J.L., McClelland J.J. *Phys. Rev. Lett.*, **100** (11), 113002 (2008).
- Lu M., Burdick N.Q., Youn S.-H., Lev B.L. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 190401 (2011).
- Drever R.W.P., Hall J.L., Kowalski F.V. et al., *Appl. Phys. B: Photophys. Laser Chem.*, **31**, 97 (1983).
- Bohlouli-Zanjani P., Afrousheh K., Martin J.D.D. *Rev. Sci. Instrum.*, **77**, 093105 (2006).
- Zhao W.Z., Simsarian J.E., Orozco L.A., Sprouse G.D. *Rev. Sci. Instrum.*, **69**, 3737 (1998).
- Riedle E., Ashworth S.H., Farrell J.T., Nesbitt D.J. *Rev. Sci. Instrum.*, **65**, 42 (1994).
- Golovizin A., Bushmakin V., Fedorov S., Fedorova E. et al., *J. Russ. Laser Res.*, **40**, 540 (2019).
- <https://www.redpitaya.com/> (2021).
- Fedorova E., Golovizin A., Tregubov D., Mishin D., et al. *Phys. Rev. A*, **102**, 63114 (2020).
- Трегубов Д.О., Головизин А.А., Фёдорова Е.С. и др. *Квантовая электроника*, **50**, 566 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 566 (2020)].
- Ritter G.J. *Phys. Rev.*, **128**, 2238 (1962).
- Kröger S., Tanriver L., Kronfeldt H.D., Guthöhrlein G., Behrens H.O. *Z. Phys. D*, **41**, 181 (1997).