Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 11, с. 821 – 832

Вторичное лазерное охлаждение атомов иттербия без использования первичной магнитооптической ловушки

А. П. Вялых [+*1)], *А. В. Семенко* [+], *А. В. Коханов* [+*], *В. Г. Пальчиков* [+*], *Г. С. Белотелов* [+]

[+] *Федеральное государственное унитарное предприятие "Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений", 141570 Менделеево, Россия*

[*] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 апреля 2026 г.
После переработки 29 апреля 2026 г.
Принята к публикации 30 апреля 2026 г.

В работе представлена компактная система лазерного охлаждения для транспортируемых оптических стандартов частоты на холодных атомах ^{171}Yb. Уменьшение габаритов достигнуто за счет исключения стадии первичного охлаждения и использования компактных конфигураций основных подсистем системы лазерного охлаждения. Смоделирован и разработан зеемановский замедлитель, обеспечивающий снижение скорости атомов из теплового источника до уровня, достаточного для их захвата во вторичную магнитооптическую ловушку напрямую, минуя этап первичного охлаждения. Приведен метод оценки количества атомов и их температуры в магнитооптической ловушке. Экспериментально подтверждена работоспособность компактной системы лазерного охлаждения с разработанным зеемановским замедлителем: при времени накопления $\sim$1 с получено $\sim 10^6$ атомов ^{171}Yb с температурой ~ 35 мкК. Достигнутые параметры позволяют загрузить в оптическую решетку $\sim 4 \cdot 10^3$ атомов.

DOI: 10.7868/S3034576626060091

1. Введение. Разработка и совершенствование оптических стандартов частоты (ОСЧ) в настоящее время является одной из приоритетных задач метрологии времени и частоты. Благодаря рекордным значениям относительной нестабильности и неопределенности воспроизведения частоты (на уровне 10^{-18} и ниже [1, 2]) ОСЧ открывают новые возможности для фундаментальных исследований и прецизионных измерений в области гравиметрии, магнитометрии, релятивистской геодезии, спутниковой навигации и др. [3–8]. Кроме того, в ближайшем будущем планируется переопределение единицы времени – секунды – на основе квантовых переходов в оптическом диапазоне [9]. Большинство из описанных применений требуют функционирования ОСЧ вне стационарных метрологических лабораторий. В связи с этим в Российской Федерации и за рубежом ведутся разработки более компактных ОСЧ, пригодных к транспортировке.

В настоящей работе приведены результаты разработки транспортируемого ОСЧ на основе холодных атомов иттербия. Принцип работы ОСЧ на нейтральных атомах основан на стабилизации частоты лазерного излучения по узкому оптическому "часовому" переходу в атомах, удерживаемых в потенциальных ямах оптической решетки [10, 11].

Рабочий цикл ОСЧ состоит из нескольких этапов. На первом этапе атомы загружаются в магнитооптическую ловушку (МОЛ), ключевыми элементами которой являются оптическое и магнитное поля. Работа МОЛ основана на комбинации эффектов Доплера и Зеемана, позволяющей сконфигурировать силы радиационного давления следующим образом: за счет эффекта Доплера в оптическом поле создается эффективная сила вязкого трения, уменьшающая кинетическую энергию и, следовательно, температуру атомов. Неоднородное квадрупольное магнитное поле, обычно создающееся парой катушек в анти-Гельмгольц конфигурации, в сочетании с оптическим полем дополнительно создает возвращающую силу, обеспечивающую локализацию охлажденных атомов в окрестности нуля магнитного поля. Основная задача МОЛ – охладить как можно больше атомов до температуры, позволяющей загрузить их в оптическую решетку для проведения спектроскопии "часового" перехода.

Классический вариант охлаждения многих щелочноземельных и щелочноземельноподобных элементов, используемых для ОСЧ (стронций, иттербий и т.п.) в МОЛ предполагает два этапа охлаждения [12, 13]. Далее этот процесс будет рассмот-

1)e-mail: apv11110000@yandex.ru

рен на примере атомов иттербия. На этапе первичного охлаждения используется дипольный переход $^1S_0-{}^1P_1$ с резонансной длиной волны 399 нм. Естественная ширина линии данного перехода составляет $\gamma_{^1P_1-{}^1S_0}=29\,$МГц, а соответствующий доплеровский предел температуры – 690 мкК. При загрузке первичной МОЛ используется достаточно большой градиент магнитного поля: ~ 30–50 Гс/см [14]. Дальнейшее охлаждение атомов производится во вторичной МОЛ, использующей интеркомбинационный переход $^1S_0-{}^3P_1$ на длине волны 556 нм с естественной шириной линии $\gamma_{^3P_1-{}^1S_0}=182\,$кГц. Доплеровский предел данного перехода составляет $\sim 4\,$мкК. Величина градиента магнитного поля существенно снижается по сравнению с первичной МОЛ и составляет около 5 Гс/см [15–17].

Для более эффективной загрузки атомов в МОЛ используется зеемановский замедлитель, снижающий скорость атомов, распространяющихся из теплового источника. Атомы поглощают фотоны со встречного замедляющего пучка лазерного излучения, теряя скорость за счет силы радиационного давления. Так как скорость атомов по мере замедления падает, оптимальная для поглощения частотная отстройка лазерного излучения изменяется из-за эффекта Доплера. Для компенсации данного эффекта используется неоднородное магнитное поле, изменяющееся вдоль оси замедлителя. Эффект Зеемана смещает магнитные подуровни так, чтобы частота перехода в атомах находилась в резонансе с замедляющим излучением.

На данный момент в большинстве созданных ОСЧ подсистемы, отвечающие за формирование МОЛ и загрузку атомов в них (далее – системы лазерного охлаждения, СЛО), имеют сложную конструкцию и достаточно крупные габариты, осложняющие транспортировку ОСЧ. Во-первых, это связано с использованием классической шестилучевой конфигурации МОЛ, формируемой тремя взаимоперпендикулярными лазерными пучками и их отражениями для создания силы вязкого трения по всем трем осям. Данная схема состоит из большого количества оптических компонентов и подвержена нарушениям юстировки. Во-вторых, использование лазерного излучения на двух длинах волн требует двух высокомощных лазерных источников, нуждающихся в системах охлаждения и постоянной настройке. В-третьих, на этапе первичного охлаждения в связи с необходимой величиной градиента магнитного поля требуются крупные магнитные катушки и высокие значения токов, что приводит к нагреву и увеличению сдвига частоты "часового" перехода, вызванного излучением черного тела. В связи с этим актуальной задачей является разработка компактных СЛО на основе более современных технических решений, позволяющих уменьшить количество необходимых лазерных лучей и нагрев, вызванный магнитными катушками.

2. Основные подходы к созданию компактных СЛО нейтральных атомов. В настоящее время в мировой практике можно выделить два основных направления разработки компактных СЛО для нейтральных атомов. Во-первых, это уменьшение габаритов и уплотнение компоновки элементов классических СЛО без принципиальных изменений их конструкции. В частности, данный метод применен при разработке нескольких транспортируемых ОСЧ [18–20], где охлаждение атомов осуществляется в две ступени в классических шестилучевых МОЛ. В последних двух работах для дополнительного уменьшения габаритов установки из конструкции исключен зеемановский замедлитель.

Более интересным представляется направление разработки компактных СЛО на основе однолучевых вариантов МОЛ [21–23], МОЛ на основе атомных чипов [14, 24–26] и интегральных оптических компонентов [27, 28]. Важно отметить, что разработка последних является достаточно дорогим и сложным в освоении процессом, что ограничивает развитие данной технологии, несмотря на ее перспективность.

Однолучевые МОЛ и атомные чипы являются более доступной технологией для уменьшения габаритов СЛО. В первом случае упрощается конфигурация оптического поля: классическая шестилучевая конфигурация лазерных лучей МОЛ заменяется тетраэдрической или конусной, в которых используется один луч, падающий на специальный оптический элемент, отражения от которого вместе с исходным лучом формируют трехмерную конфигурацию оптического поля МОЛ. В качестве специальных оптических элементов могут выступать как обычные наклоненные плоские зеркала, так и дифракционные оптические элементы (ДОЭ) [29], конусные отражатели [30], зеркальные пирамиды [31], френелевские отражатели [32]. Существуют и менее распространенные варианты однолучевых МОЛ, например, на основе зеркал пирамидальной или конической формы, расположенных вплотную друг к другу в конфигурации "back-to-back" [33]. В случае создания компактной СЛО для применения в ОСЧ важен широкий оптический доступ к захваченным атомам для проведения необходимых манипуляций над ними. По данному критерию преимущество имеют отражающие элементы с планарной или квазипланарной структурой, к которым относятся ДОЭ и френелевские отражатели. Они обеспечивают доступ к атомам с половины полного телесного угла, а в случае наличия отверстия в центре также и с небольшой области с обратной стороны.

Атомные чипы [24], в первую очередь, позволяют уменьшить габариты подсистемы формирования неоднородного магнитного поля МОЛ по сравнению с классическими анти-Гельмгольц катушками. Данная возможность обусловлена тем, что атомный чип можно расположить внутри вакуумной системы в непосредственной близости к области захвата атомов (порядка нескольких миллиметров). В связи с этим необходимый ток для создания высоких градиентов магнитного поля уменьшается по сравнению с катушками, удаленными от области захвата на расстояние несколько сантиметров. Кроме того, поверхность атомого чипа можно использовать в качестве зеркала, что дает возможность создать четырехлучевую зеркальную МОЛ [24], габариты которой несколько меньше, чем у классической шестилучевой версии. Однако использование атомного чипа в ОСЧ может негативно сказаться на результатах спектроскопии "часового" перехода из-за нагрева его поверхности при протекании электрического тока в десятки ампер [14]. Так как поверхность атомного чипа находится в непосредственной близости от атомов, сдвиг, вызванный излучением черного тела, существенно возрастает, и метрологические характеристики ОСЧ, соответственно, ухудшаются.

3. Компактная СЛО для атомов иттербия. В данной работе представлен альтернативный подход к уменьшению габаритов СЛО для атомов иттербия. В случае иттербия ширина линии интеркомбинационного перехода $^1S_0-{}^3P_1$ обеспечивает скорость захвата вторичной МОЛ около 7 м/с при диаметре пучков 1 см. Данное значение является достаточно высоким, по сравнению, например, с атомами стронция, для которых скорость захвата МОЛ на аналогичном переходе составляет примерно 2 м/с. Указанное свойство позволяет исключить первичную МОЛ из процесса лазерного охлаждения и осуществлять загрузку атомов напрямую во вторичную МОЛ [17], что значительно упрощает СЛО. Данная схема может быть реализована при использовании зеемановского замедлителя, обеспечивающего снижение скорости атомов, вылетающих из теплового источника (средняя скорость $v_{\mathrm{mid}} = 285$ м/с при температуре порядка 400 °C) до величин, соответствующих скорости захвата МОЛ.

Применение такой одноступенчатой схемы охлаждения обладает рядом существенных преимуществ.

Во-первых, сокращается количество лазерных пучков и соответствующих им оптических компонентов, необходимых для охлаждения. Это приводит к упрощению оптических и электронных систем для распределения и управления излучением, а также систем ввода излучения в вакуумную камеру.

Во-вторых, требуемое максимальное значение градиента магнитного поля снижается с величины ~ 30–50 Гс/см, характерной для первичной МОЛ, до ~ 5 Гс/см. Это, в свою очередь, позволяет уменьшить значения токов в катушках МОЛ, снизить их тепловыделение и реализовать более компактные конструкции без применения водяного охлаждения или атомных чипов.

В-третьих, исключается стадия перегрузки атомов из первичной МОЛ во вторичную, которая в двухступенчатых схемах требовала изменения градиентов магнитного поля и искусственного уширения спектра лазерного излучения, формирующего вторичную МОЛ.

В-четвертых, исключается необходимость в пространственном совмещении лазерных пучков двух МОЛ, что упрощает юстировку системы и повышает ее надежность.

На рисунке 1 представлена конфигурация спектроскопа компактной СЛО для атомов иттербия, основанной на описанном выше принципе. Здесь используется классическая шестилучевая вторичная МОЛ на интеркомбинационном переходе $^1S_0-{}^3P_1$. Загрузка атомов иттербия в нее производится из зеемановского замедлителя, работающего на дипольном переходе $^1S_0-{}^1P_1$, при этом первичная МОЛ отсутствует.

4. Результаты расчета конфигурации зеемановского замедлителя. Поскольку скорость захвата вторичной МОЛ для иттербия составляет около 7 м/с, а средняя тепловая скорость атомов составляет $v_{\mathrm{mid}} = 285$ м/с, зеемановский замедлитель должен обеспечить замедление атомов с 285 до 7 м/с. Параметр насыщения (отношение оптической интенсивности, падающей на атомы, к интенсивности насыщения) для излучения зеемановского замедлителя S_Z было решено взять, равным 0.5, для возможности компенсации сниженной силы радиационного давления повышением S_Z в случае возникновения отклонений параметров реального замедлителя от модельного. При проектировании зеемановского замедлителя необходимо учитывать, что данный узел может оказывать влияние на МОЛ из-за наличия магнитных полей и лазерного луча, проходящего через область захвата атомов и взаимодействующего с широким дипольным переходом $^1S_0-{}^1P_1$. В случае вто-

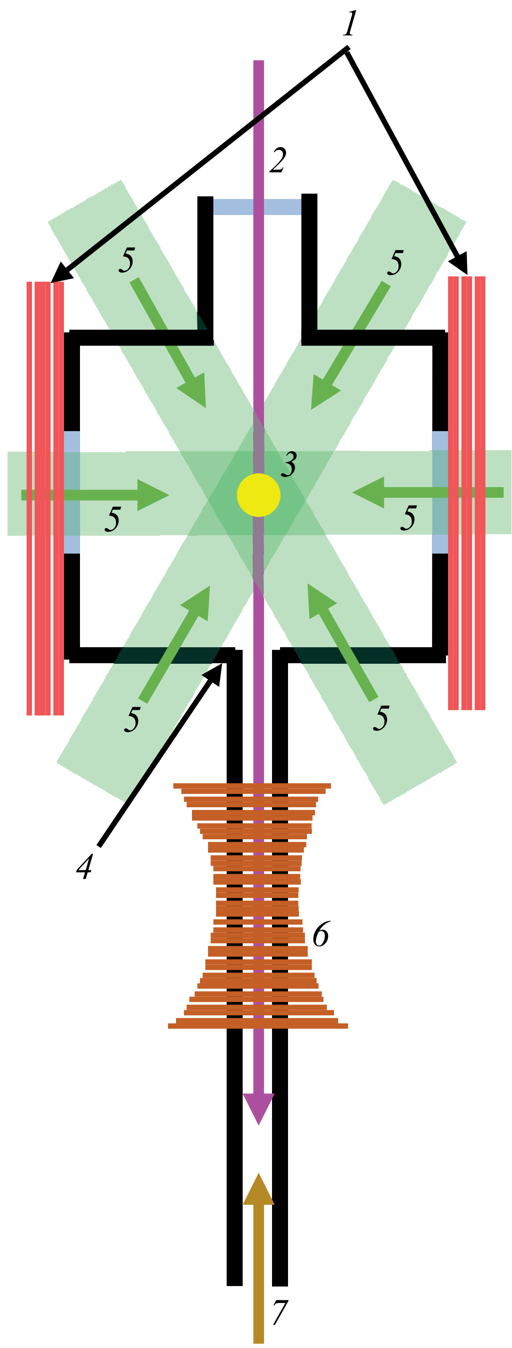

Рис. 1. (Цветной онлайн) Конфигурация спектроскопа в компактной СЛО. *1* – катушки МОЛ; *2* – лазерный луч зеемановского замедлителя с длиной волны 399 нм; *3* – область локализации атомов в МОЛ; *4* – вакуумная камера; *5* – лазерные лучи вторичной МОЛ с длиной волны 556 нм; *6* – катушка зеемановского замедлителя; *7* – поток атомов иттербия

ричной МОЛ для иттербия это особенно важно, так как в ней магнитные поля и силы радиационного давления малы по сравнению с аналогичными силами, возникающими при замедлении атомов благодаря поглощению излучения, резонансного с дипольным переходом. Была выбрана величина частотной отстройки ν_z от резонанса дипольного перехода $^1S_0-{}^1P_1$ в -600 МГц [17] для избежания вытеснения атомов из МОЛ излучением зеемановского замедлителя. Для исключения влияния магнитного поля зеемановского замедлителя на МОЛ необходимо предусмотреть на его конце дополнительные катушки, резко снижающие магнитное поле.

Для нахождения оптимальной конфигурации витков зеемановского замедлителя было проведено численное моделирование его работы при помощи Python-библиотеки PyLCP [34], в которой для симуляции лазерного охлаждения атомов было использовано эвристическое уравнение. Был рассчитан идеальный профиль магнитного поля замедлителя, описываемый следующей формулой [35]:

$$B_{\rm id}(x) = B_{\rm offset} + B_{\rm span}\sqrt{1-x/L}, \qquad (A.1)$$

где x – координата на оси замедлителя (имеет диапазон значений от 0 до L), L – его длина, $B_{\rm offset}$ характеризует уровень отсчета профиля магнитного поля, $B_{\rm span}$ – его размах. Наименьшее значение L ($L_{\rm min}$) может быть найдено исходя из предположения, что движение атомов в замедлителе является равнозамедленным:

$$L_{\rm min} = \frac{v_{\rm mid}^2}{2\left(\frac{S_Z}{1+S_Z}\right)a_{\rm max}}, \qquad (A.2)$$

где $a_{\rm max}$ – максимальное ускорение атомов, которое может быть вызвано силой радиационного давления, для дипольного перехода в иттербии равное $5.5\cdot 10^5$ м/с^2 [35]. Для указанных ранее параметров замедлителя $L_{\rm min} = 22.2$ см. Для упрощения дальнейшего процесса изготовления замедлителя величина L была принята, равной 25 см, что несколько больше достижимого минимума.

Оптимизация параметров $B_{\rm offset}$ и $B_{\rm span}$ происходила следующим образом. Для каждой пары $B_{\rm offset}$ и $B_{\rm span}$ из предполагаемого диапазона оптимальных значений $[-540; -420]$ Гс и $[460; 580]$ Гс соответственно запускалась симуляция прохождения замедлителя атомами из скоростного диапазона $[100; 300]$ м/с, по одному атому на каждое значение скорости. Величина шага по магнитному полю составляла 5 Гс, по скорости – 5 м/с. Фиксировалось наибольшее значение начальной скорости атома $v_{\rm inmax}$, для которого условие успешного замедления (величина скорости на выходе из замедлителя 4 м/с и менее) оказывалось выполненным. Задача состояла в определении пары B_{offset} и B_{span}, обеспечивающих значение $v_{\text{inmax}} = v_{\text{mid}} = 285$ м/с. В результате моделирования получены величины $B_{\text{offset}} = -445$ Гс и $B_{\text{span}} = 525$ Гс.

Таким образом, полученный профиль магнитного поля удовлетворяет всем описанным ранее требованиям, однако вне допустимого диапазона координат поле должно принимать нулевое значение, из-за чего на границах профиля возникают разрывы. Для устранения данных особенностей была построена модель, в которой магнитное поле рассчитывается при помощи MagPyLib [36] от отдельных витков с током. Конфигурация витков была подобрана таким образом, чтобы обеспечить, во-первых, максимальное соответствие реализуемого профиля (B_{real}) идеальному (B_{id}), а во-вторых – резкое снижение магнитного поля в конце замедлителя. Схема конфигурации витков замедлителя показана на рис. 2.

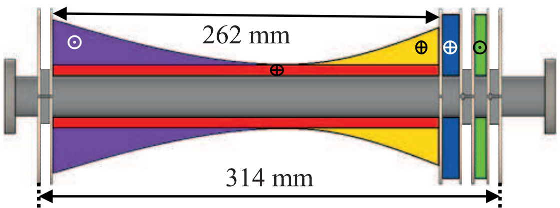

Рис. 2. (Цветной онлайн) Конфигурация зеемановского замедлителя. Группы витков обозначены разными цветами и отделены друг от друга контурами. Направления токов в группах указаны соответствующими символами. Основой замедлителя служит вакуумный патрубок стандарта CF16. Две катушки в конце замедлителя (справа) используются для резкого снижения магнитного поля

Сравнение профилей магнитного поля зеемановского замедлителя, полученных в рамках моделирования и эксперимента, представлено на рис. 3. Видно, что основной монотонно убывающий участок профиля B_{real} повторяет аналогичный участок профиля B_{id}. Для профиля B_{real} также было проведено моделирование прохождения атомов через замедлитель. По результатам моделирования установлено, что выходная скорость атомов составляет примерно 7 м/с и может регулироваться в диапазоне от ~ 0 до нескольких десятков метров в секунду путем изменения значений токов в двух катушках, резко снижающих магнитное поле. После изготовления замедлителя профиль формируемого им магнитного поля был измерен датчиком Холла. Данный профиль практически совпал с B_{real}, среднеквадратичное отклонение между ними составило 4.7 Гс.

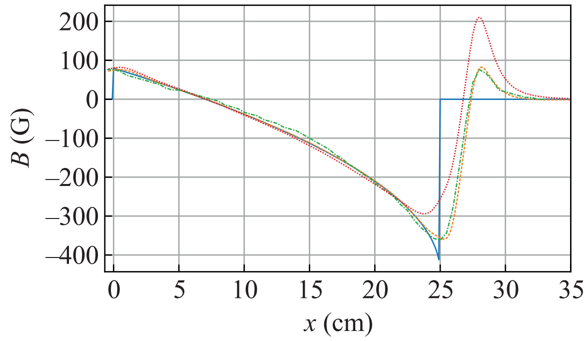

Рис. 3. (Цветной онлайн) Результаты моделирования и экспериментального определения профилей магнитного поля зеемановского замедлителя. Синяя непрерывная линия – B_{id}, оранжевая штриховая – B_{real}, зеленая штрихпунктирная – профиль, измеренный экспериментально при расчетных значениях токов, красная пунктирная – профиль, оптимизированный в результате эксперимента по загрузке вторичной МОЛ

5. Метод расчета количества атомов и их температуры в МОЛ. Более тонкая настройка экспериментальных параметров СЛО требует достаточно точных и простых в реализации методов определения параметров облака атомов, захваченного в МОЛ, а именно количества атомов и их средней температуры (меры кинетической энергии атомов в облаке).

Для оценки количества атомов в облаке регистрируется их флуоресценция, возникающая в результате взаимодействия с пучками МОЛ. Для регистрации сигнала флуоресценции с помощью ПЗС-камеры производится серия фотографий облака, а также фотография камеры спектроскопа СЛО в отсутствие атомного облака для компенсации фонового сигнала. Для каждого изображения из серии попиксельно вычитается фоновый сигнал, предварительно сглаженный гауссовым размытием с ядром 5×5 пикселей для уменьшения влияния артефактов изображения. Далее суммируется интенсивность пикселей изображения и вычисляется средняя интенсивность в серии. По суммарной интенсивности пикселей определяется количество фотонов, поглощенных матрицей камеры за время экспозиции Δt. Зная параметры регистрирующей оптики и излучения, вызывающего флуоресценцию, определяется количество атомов в облаке N_{at} [37]:

$$N_{\text{at}} = \frac{2\tau\lambda\left(1 + S_0 + (4\pi\tau\Delta)^2\right) k_{\text{grad}}\Delta t_{\text{grad}} I_{\text{px}}}{hcfK_{\text{tr}}S_0\Delta t \cdot 2^{u/128}}, \quad \text{(A.3)}$$

где λ – длина волны излучения, τ – время жизни верхнего состояния, S_0 – параметр насыщения, Δ –

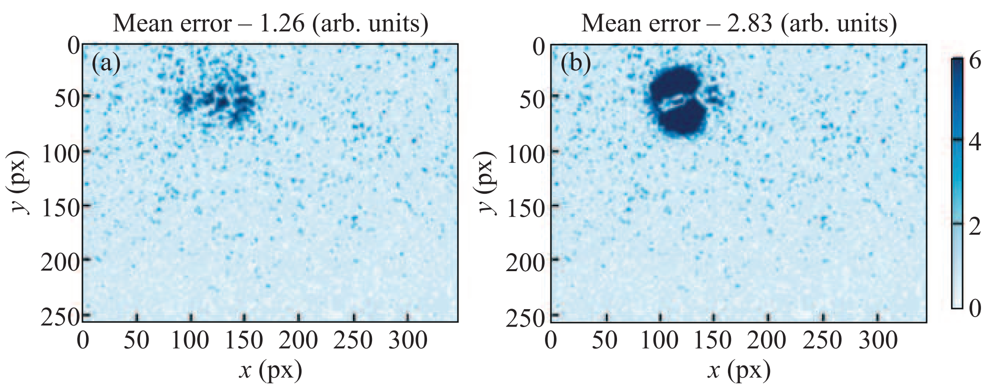

Рис. 4. (Цветной онлайн) Тепловая карта модуля разности исходного и аппроксимированного изображений для: (a) – аппроксимации двухмерной функцией Гаусса с поворотом главных осей; (b) – аппроксимации одномерной функцией Гаусса, расширенной на плоскость

частотная отстройка от резонанса, $I_{\rm px}$ – суммарная интенсивность пикселей изображения, h – постоянная Планка, c – скорость света, f – отношение телесного угла, захватываемого системой регистрации к полному телесному углу 4π, $K_{\rm tr}$ – коэффициент пропускания оптики между облаком и камерой, u – усиление камеры.

Температура атомов в облаке также является одной из важнейших его характеристик, определяющих эффективность последующей загрузки атомов из МОЛ в оптическую решетку. Для ее оценки существует несколько методов [38]. В текущей работе используется один из времяпролетных методов, основанных на детектировании разлета облака атомов после отключения лазерного излучения МОЛ. Суть метода заключается в проведении серии измерений с детектированием облака атомов при различных значениях “мертвого” времени – времени между отключением излучения МОЛ и подсветкой облака детектирующим излучением. Флуоресценция регистрируется матрицей ПЗС-камеры. Температура облака атомов T определяется по скорости разлета атомов согласно теореме о равнораспределении кинетической энергии по степеням свободы [39]:

$$T = \frac{mv_{avg}^2}{k_b}, \tag{A.4}$$

где m – масса атома, k_b – постоянная Больцмана. Квадрат средней скорости атомов v_{avg}^2 определяется по увеличению радиуса облака атомов с течением времени:

$$v_{avg}^2 = \frac{r_2^2 - r_1^2}{t_2^2 - t_1^2}, \tag{A.5}$$

где r_i – радиус облака для i-го измерения, t_i – значение “мертвого” времени для i-го измерения.

Для определения радиуса облака, как правило, используется аппроксимация сечения профиля интенсивности зарегистрированной флуоресценции функцией Гаусса [40]. От выбора оси сечения радиус облака может варьироваться, что связано с невозможностью локализации атомов в форме идеальной сферы, а также с неполным соответствием профиля интенсивности облака гауссовой функции. Для более достоверной оценки и повышения стабильности метода к флуктуациям в экспериментальных данных в работе был использован модернизированный метод, аппроксимирующий профиль интенсивности облака двумерной функцией Гаусса с возможностью поворота осей гауссовой поверхности. Целевая функция для аппроксимации задается как [41]:

$$\begin{gathered} f(x,y) = A\exp(-(a(x-x_0)^2 + \\ +2b(x-x_0)(y-y_0) + c(y-y_0)^2, \\ a = \frac{\cos^2\theta}{2\sigma_x^2} + \frac{\sin^2\theta}{2\sigma_y^2}, \\ b = -\frac{\sin 2\theta}{4\sigma_x^2} + \frac{\sin 2\theta}{4\sigma_y^2}, \\ c = \frac{\sin^2\theta}{2\sigma_x^2} + \frac{\cos^2\theta}{2\sigma_y^2}, \end{gathered} \tag{A.6}$$

где A – амплитуда, определяемая яркостью изображения, x, y – координаты пикселей изображения, x_0, y_0 – математическое ожидание по осям x, y, θ – угол поворота главных осей двумерной функции Гаусса относительно осей изображения, σ_x, σ_y – среднеквадратическое отклонение по осям x, y.

Аппроксимация проводится модифицированным методом наименьших квадратов Trust Region Reflective [42]. Результаты аппроксимации показаны на рис. 4. По результатам аппроксимации из стандартных отклонений гауссовой функции по главным осям вычисляется эффективный радиус r_{eff}:

$$r_{\mathrm{eff}} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}. \tag{A.7}$$

Такой метод позволил уменьшить средний по сериям измерений коэффициент вариации значений определяемого радиуса с 7.6 до 0.8 % в сравнении с аппроксимацией одномерной функцией Гаусса.

Оценка температуры в работе проводилась для "мертвого" времени от 0 до 3 мс, с интервалом в 0.5 мс. Такой выбор интервала объясняется влиянием разогрева облака на более длительных интервалах [40, 43], что приводит к некорректной оценке температуры. Для каждого значения "мертвого" времени проводилось по 7 независимых измерений.

6. Реализация компактной СЛО атомов иттербия. Макет компактной СЛО для атомов иттербия, реализованный согласно предложению, описанному в разделе 3, показан на рис. 5. Все основные системы, необходимые для реализации лазерного охлаждения, расположены на одном оптическом столе с габаритами 90 × 60 × 80 см. Вакуумная система размещена вертикально, однако предусмотрена возможность изменения ее ориентации на горизонтальную. Поток атомов, формируемый тепловым источником, расположенным внизу вакуумной системы, проходит зеемановский замедлитель и попадает в вакуумную камеру, где производится захват и охлаждение замедленных атомов во вторичной МОЛ. За счет исключения первичной МОЛ удалось существенно упростить системы распределения и управления излучением по сравнению с классическими СЛО [44–46]. Система распределения и управления излучением с длиной волны 399 нм (рис. 5b) формирует лазерный луч зеемановского замедлителя и детектирующий луч, необходимый для получения сигнала флуоресценции при измерении температуры атомов. При этом лазер с длиной волны излучения 399 нм работает на частоте зеемановского замедлителя, а частота детектирующего луча смещается в резонанс перехода $^1S_0 - {}^1P_1$ при помощи акустооптического модулятора (АОМ). Имеется возможность перекрывать оба луча в требуемый момент времени при помощи затвора и упомянутого выше АОМ.

Система распределения и управления излучением для длины волны излучения 556 нм (рис. 5c), большая часть которой реализована в оптоволоконном варианте, формирует три лазерных луча вторичной МОЛ. Оптоволоконный АОМ позволяет управлять частотой и интенсивностью излучения МОЛ, что обеспечивает возможность не только перекрывать его в требуемый момент времени, но и проводить охлаждение при разных значениях интенсивности. Данное свойство использовалось в дальнейшем.

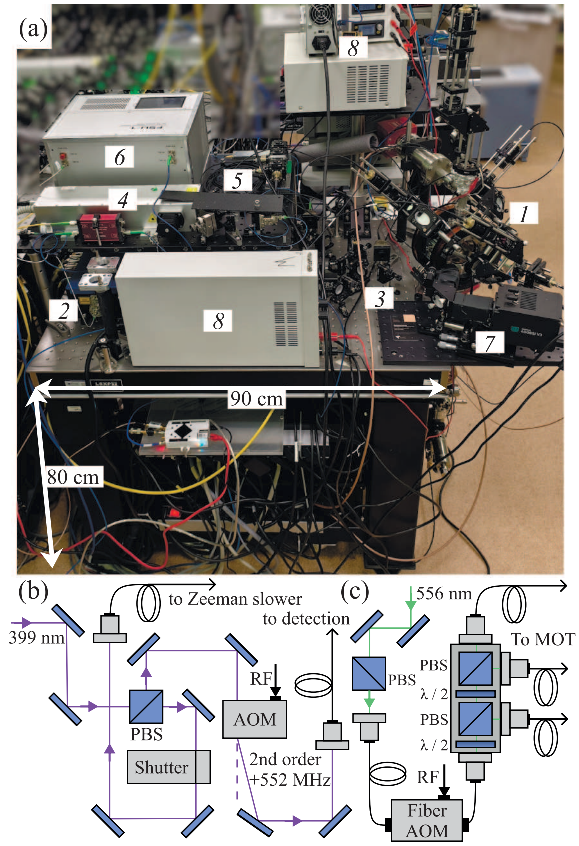

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Фотография макета компактной СЛО для атомов иттербия: *1* – вакуумная камера с катушками МОЛ и системой заведения излучения. Зеемановский замедлитель расположен вертикально прямо под ней; *2* – лазерная система на 399 нм; *3* – система распределения и управления излучением на 399 нм; *4* – лазерная система на 556 нм; *5* – система распределения и управления излучением на 556 нм; *6* – система стабилизации частот лазеров; *7* – камера для регистрации флуоресценции атомов; *8* – источники питания. Глубина оптического стола составляет 60 см. (b) и (c) – Подробные схемы систем распределения и управления излучением на 399 и 556 нм соответственно. В них PBS – поляризационный светоделитель, АОМ – акустооптический модулятор $\lambda/2$ – пластинка в полволны, RF – радиочастота, MOT – магнитооптическая ловушка (МОЛ)

Катушки МОЛ, как и зеемановский замедлитель, не требуют для своей работы водяного охлаждения. Максимальное значение градиента магнитного поля в МОЛ, обеспечиваемое катушками, составляет порядка 10 Гс/см, что достаточно для работы вторичной МОЛ. Далее в экспериментах градиент магнитного поля составляет 5 Гс/см.

Стабилизация частот излучения лазеров, используемых для охлаждения, осуществляется по блоку опорных интерферометров, расположенному в системе стабилизации частот. Ширина спектральной линии лазера с длиной волны излучения 556 нм составляет примерно 20 кГц при времени измерения ~ 1 с, что существенно меньше ширины линии перехода $^1S_0-{}^3P_1$.

7. Результаты лазерного охлаждения атомов иттербия. На первом этапе было реализовано лазерное охлаждение атомов ^{174}Yb, так как данный изотоп имеет наиболее высокое относительное содержание в естественной смеси, что обеспечивает наибольший сигнал флуоресценции. По указанной причине ^{174}Yb является предпочтительным для предварительной настройки СЛО. Для наиболее эффективной загрузки атомов во вторичную МОЛ было решено максимизировать силы радиационного давления, обеспечив параметр насыщения S порядка 300. Оптимальное значение отстройки частоты излучения МОЛ от резонанса перехода $^1S_0-{}^3P_1$, полученное в ходе эксперимента, составило $\delta = -23\gamma_{^3P_1-^1S_0}$. Оптимизация проводилась исходя из достижения максимального количества захваченных в МОЛ атомов. Важно отметить, что профиль магнитного поля зеемановского замедлителя, оптимальный для загрузки МОЛ, отличается от расчетного (рис. 3, красная пунктирная линия). Данное отличие, скорее всего, связано с необходимостью баланса между скоростью атомов и расходимостью потока атомов, которая возрастает по мере его замедления. Оптимальный профиль обеспечивает более высокие скорости атомов на выходе из замедлителя по сравнению с расчетными и, соответственно, меньшую расходимость потока атомов. Оптимальное значение частотной отстройки излучения зеемановского замедлителя, полученное в ходе эксперимента, также несколько отличается от расчетного: -552 МГц вместо -600 МГц.

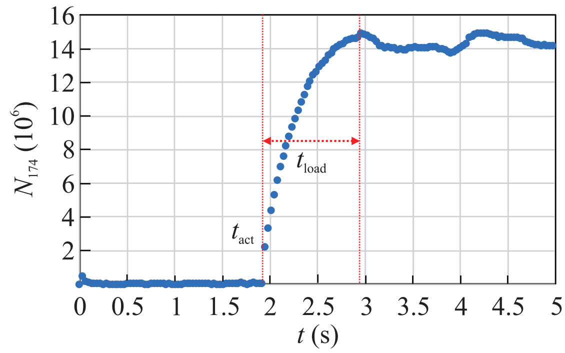

Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость количества захваченных во вторичную МОЛ атомов ^{174}Yb от времени при включении лазерного излучения. Моменты включения и выхода на стационарный режим указаны красными пунктирными линиями. Временной промежуток $t_{\rm load}$ между ними – время загрузки МОЛ

На рисунке 6 продемонстрирован процесс загрузки вторичной МОЛ атомами ^{174}Yb. В момент времени $t_{\rm act}$ лазерное излучение МОЛ включается, и атомы начинают накапливаться в ловушке, пока МОЛ не войдет в стационарный режим работы. Из данного графика следует два вывода. Во-первых, количество атомов ^{174}Yb во вторичной МОЛ в стационарном состоянии составляет порядка 10^7. Это соответствует значениям, достигаемым при двухступенчатом охлаждении, где количество атомов во вторичной МОЛ обычно составляет 10^6-10^7 [13, 47]. Следовательно, эффективность захвата атомов в случае одноступенчатого охлаждения сопоставима с двухступенчатым. Во-вторых, время загрузки атомов во вторичную МОЛ $t_{\rm load}$ составило ~ 1 с, что соответствует времени загрузки первичной МОЛ [46, 48]. Поскольку нестабильность воспроизведения частоты ОСЧ имеет корневую зависимость от длительности цикла измерений [49], существовал риск увеличения нестабильности при возможном увеличении $t_{\rm load}$. Однако, так как $t_{\rm load}$ при переходе с двухступенчатой СЛО на компактную одноступенчатую не возросло, нестабильность перспективного ОСЧ на ее основе не ухудшится.

Далее была проведена оценка температуры атомов иттербия. Для изотопа ^{174}Yb она составила ~ 700 мкК. Данное значение слишком велико для дальнейшей загрузки охлажденных атомов в оптическую решетку и обусловлено высокой интенсивностью и большой частотной отстройкой излучения МОЛ. Доплеровский предел для вторичной МОЛ в 4 мкК теоретически реализуется в случае параметра насыщения $S \sim 0$ и частотной отстройки $\delta = -\gamma_{^3P_1-^1S_0}/2$. Данный предел труднодостижим экспериментально, однако снижение интенсивности и отстройки позволяет снизить температуру атомов. По данной причине в цикл охлаждения после накопления атомов была добавлена дополнительная стадия длительностью 5 мс, в которой $S \sim 10$ и $\delta \sim -\gamma_{^3P_1-^1S_0}$, что позволило снизить температуру атомов до ~ 100 мкК. После этого частоты лазеров были перенастроены на изотоп ^{171}Yb, рекомендуемый Международным бюро мер и весов для использования в ОСЧ [50].

Относительное содержание ^{171}Yb в естественной смеси более чем в два раза меньше содержания ^{174}Yb, поэтому во вторичную МОЛ удалось захватить $\sim 10^6$ атомов данного изотопа. После оптимизации стадии дополнительного охлаждения была проведена оценка температуры захваченных атомов. Температура T атомов ^{171}Yb составила ~ 35 мкК. При этом радиус облака r_{MOT}, при котором интенсивность флуоресценции по сравнению с центром облака падает в e раз (здесь e – основание натурального логарифма) равен 0.36 мм. По полученным параметрам проведена оценка возможности загрузки атомов из данного облака в оптическую решетку.

Оптическая решетка формируется двумя световыми полями с противоположными направлениями распространения, сфокусированными до размеров гауссовых перетяжек. Их сложение образует стоячую волну. Интенсивность в перетяжке, формируемой в одном луче, описывается формулой:

$$I_0 = \frac{2P}{\pi r_\omega^2}, \tag{A.8}$$

где P – оптическая мощность, r_ω – радиус перетяжки. Рассмотрим перетяжку диаметром 200 мкм, формируемую лазером мощностью 5 Вт на “магической” длине волны для иттербия 759 нм [11]. Данные параметры являются экспериментально достижимыми. В этом случае $I_0 = 3.18 \cdot 10^8$ Вт/м^2. Далее найдем глубину оптической решетки U_{lat}, учитывая, что атомы удерживает дипольный потенциал [51], а интенсивность в пучностях стоячей волны в четыре раза выше, чем в одной перетяжке:

$$U_{\mathrm{lat}} = \frac{4\alpha I_0}{2\epsilon_0 c k_b}, \tag{A.9}$$

где α – динамическая поляризуемость, для основного состояния иттербия, равная примерно 140 у.е. [52], ϵ_0 – диэлектрическая постоянная вакуума. В данной формуле U_{lat} выражено в единицах температуры и составило для рассматриваемых в работе параметров ~ 40 мкК. Далее вычисляется фазовое перекрытие f_{phase} облака атомов и оптической решетки, равное произведению пространственного перекрытия f_v и энергетического перекрытия F, определяемого интегральной функцией распределения Максвелла-Больцмана [53]:

$$f_v = (\frac{r_\omega^2}{r_\omega^2 + r_{\mathrm{MOT}}^2})^{3/2}, \tag{A.10}$$

$$F = erf(\sqrt{\frac{U_{\mathrm{lat}}}{T}}) - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{U_{\mathrm{lat}}}{T}} e^{-\frac{U_{\mathrm{lat}}}{T}}. \tag{A.11}$$

В результате получено $f_{\mathrm{phase}} = 0.4\,\%$. Учитывая, что в МОЛ захвачено $\sim 10^6$ атомов, в оптическую решетку будет загружено $\sim 4 \cdot 10^3$ атомов ^{171}Yb, что является типичным результатом для ОСЧ [54, 47]. При этом для повышения эффективности загрузки оптической решетки существует метод сжатия облака атомов при помощи повышения величины градиента магнитного поля [15], что планируется к реализации в дальнейшем. Таким образом, работоспособность компактной СЛО доказана: с ее помощью возможно загрузить достаточное для работы ОСЧ количество атомов в оптическую решетку.

8. Заключение. Главным результатом работы является практическая реализация основы для перспективных транспортируемых ОСЧ – компактной СЛО для атомов иттербия. Данная система занимает один оптический стол с размерами $90 \times 60 \times 80$ см. Важным преимуществом разработанной компактной СЛО является существенное сокращение количества оптических компонентов по сравнению с подобными системами, создававшимися ранее для ОСЧ в стационарном исполнении. Кроме того, снижен нагрев катушек МОЛ по сравнению с другими СЛО для иттербия. Данных результатов удалось достичь, исключив первичную стадию лазерного охлаждения. Проведенные исследования показали, что применение одноступенчатой схемы охлаждения возможно в приложении ОСЧ, так как не приводит к уменьшению количества атомов, задействованных в спектроскопии “часового” перехода, и увеличению длительности цикла измерений. Далее планируется загрузка охлажденных с помощью компактной СЛО атомов ^{171}Yb в оптическую решетку и спектроскопия “часового” перехода.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Федерального государственного унитарного предприятия “Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений”. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. X. T. Lu, F. Guo, Y. Y. Liu, J. Cao, J. A. Li, J. J. Xia, Q. F. Xu, B. Q. Lu, Y. B. Wang, and H. Chang, “NTSC SrII optical lattice clock with uncertainty of 2×10^{-18}”, Metrologia **62**(3), 035007 (2025).
2. W. F. McGrew, X. Zhang, R. J. Fasano, S. A. Schäffer, K. Beloy, D. Nicolodi, R. C. Brown, N. Hinkley, G. Milani, M. Schioppo, T. H. Yoon, and A. D. Ludlow, “Atomic clock performance enabling geodesy below the centimetre level”, Nature **564**, 87 (2018).

3. Г. С. Белотелов, Д. В. Сутырин, С. Н. Слюсарев, “Текущее состояние разработки компактных оптических реперов частоты на холодных атомах иттербия”, Альманах современной метрологии **4**(28), 100 (2021) [G. S. Belotelov, D. V. Sutyrin, and S. N. Slyusarev, “Tekushcheye sostoyaniye razrabotki kompaktnykh opticheskikh reperov chastoty na kholodnykh atomakh itterbiya”, Almanakh sovremennoy metrologii **4**(28), 100 (2021)].
4. Boulder Atomic Clock Optical Network (BACON) Collaboration, "Frequency ratio measurements at 18-digit accuracy using an optical clock network", Nature **591**, 564 (2021).
5. M. G. Tarallo, T. Mazzoni, N. Poli, D. V. Sutyrin, X. Zhang, and G. M. Tino, “Test of Einstein equivalence principle for 0-spin and half-integer-spin atoms: search for spin-gravity coupling effects”, Phys. Rev. Lett. **113**(2), 023005 (2014).
6. A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt, “Optical atomic clocks”, Rev. Mod. Phys. **87**(2), 637 (2015).
7. C. J. Kennedy, G. A. Siviloglou, H. Miyake, W. C. Burton, and W. Ketterle, “Spin-orbit coupling and quantum spin hall effect for neutral atoms without spin flips”, Phys. Rev. Lett. **111**(22), 225301 (2013).
8. I. Bloch, J. Dalibard, and S. Nascimbene, “Quantum simulations with ultracold quantum gases”, Nat. Phys. **8**, 267 (2012).
9. N. Dimarcq, M. Gertsvolf, G. Mileti et al. (Collaboration), “Roadmap towards the redefinition of the second”, Metrologia **61**(1), 012001 (2024).
10. V. S. Letokhov and B. D. Pavlik, “Spectral line narrowing in a gas by atoms trapped in a standing light wave”, Appl. Phys. **9**, 229 (1976).
11. H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal’Chikov, and V. D. Ovsiannikov, “Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap”, Phys. Rev. Lett. **91**(17), 173005 (2003).
12. Z. Barber, *Ytterbium optical lattice clock, Dissertation* (University of Colorado at Boulder, Boulder, 2007).
13. K. Pandey, K. D. Rathod, A. K. Singh, and V. Natarajan, “Atomic fountain of laser-cooled Yb atoms for precision measurements”, Physical Review A – Atomic, Molecular, and Optical Physics. **82**(4), 043429 (2010).
14. А. П. Вялых, П. И. Скакуненко, М. В. Шишова, А. В. Семенко, А. Е. Афанасьев, Г. С. Белотелов, Д. В. Сутырин, В. И. Балыкин, “Атомный чип и дифракционная решетка для лазерного охлаждения атомов иттербия”, Письма в ЖЭТФ **119**(4), 273 (2024) [A. P. Vyalykh, P. I. Skakunenko, M. V. Shishova, A. V. Semenko, A. E. Afanasiev, G. S. Belotelov, D. V. Sutyrin, and V. I. Balykin, “Atom Chip and Diffraction Grating for the Laser Cooling of Ytterbium Atoms”, JETP Lett. **119**(4), 285 (2024)].
15. A. Jenkins, J. W. Lis, A. Senoo, W. F. McGrew, and A. M. Kaufman, “Ytterbium nuclear-spin qubits in an optical tweezer array”, Phys. Rev. X **12**(2), 021027 (2022).
16. Z. Peng-Yii, X. Zhuan-Xian, L. Yun, H. Ling-Xiang, and L. Bao-Long, “Realization of green mot for ytterbium atoms” **26**(8), 083702 (2009).
17. A. Guttridge, S. A. Hopkins, S. L. Kemp, D. Boddy, R. Freytag, M. P. A. Jones, M. R. Tarbutt, E. A. Hinds, and S. L. Cornish, “Direct loading of a large Yb MOT on the $^1S_0 \to {}^3P_1$ transition”, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **49**(14), 145006 (2016).
18. S. Vogt, S. Häfner, J. Grotti, S. Koller, A. Al-Masoudi, U. Sterr, and C. Lisdat, “A transportable optical lattice clock”, J. Phys. Conf. Ser. **723**(1), 12020 (2016).
19. T. Bothwell, W. Brand, R. Fasano et al. (Collaboration), “Deployment of a transportable Yb optical lattice clock”, Opt. Lett. **50**(2), 646 (2025).
20. W. Brand, *A Transportable Ytterbium Optical Lattice Clock With Eighteen Digits of Accuracy, Dissertation* (University of Colorado at Boulder, Boulder, 2024).
21. J. Lee, J. A. Grover, L. A. Orozco, and S. L. Rolston, “Sub-Doppler cooling of neutral atoms in a grating magneto-optical trap”, JOSA **30**(11), 2869 (2013).
22. J. Lee, R. Ding, J. Christensen et al. (Collaboration), “A compact cold-atom interferometer with a high data-rate grating magneto-optical trap and a photonic-integrated-circuit-compatible laser system”, Nat. Commun. **13**(1), 5131 (2022).
23. A. Bregazzi, E. Batori, B. Lewis, C. Affolderbach, G. Mileti, E. Riis, and P. F. Griffin, “A cold-atom Ramsey clock with a low volume physics package”, Sci. Rep. **14**(1), 931 (2024).
24. A. Afanasiev, P. Skakunenko, D. Bykova, A. S. Kalmykov, and V. Balykin, “Atom chip”, Usp. Fiz. Nauk **194**(11), 1146 (2024).
25. T. Nirrengarten, A. Qarry, C. Roux, A. Emmert, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche, “Realization of a superconducting atom chip”, Phys. Rev. Lett. **97**(20), 200405 (2006).
26. S. Jöllenbeck, J. Mahnke, R. Randoll, W. Ertmer, J. Arlt, and C. Klempt, “Hexapole-compensated magneto-optical trap on a mesoscopic atom chip”, Physical Review A – Atomic, Molecular, and Optical Physics **83**(4), 043406 (2011).
27. A. R. Ferdinand, Z. Luo, S. Jammi, Z. Newman, G. Spektor, O. Koksal, P. B. Patel, D. Sheredy, W. Lunden, A. Rakholia, T. C. Briles, W. Zhu, M. M. Boyd, A. Agrawal, and S. B. Papp, “Laser cooling ^{88}Sr to microkelvin temperature with an integrated-photonics system”, Phys. Rev. Appl. **23(3)**, L031002 (2025).
28. A. Isichenko, N. Chauhan, D. Bose, J. Wang, P. D. Kunz, and D. J. Blumenthal, “Photonic integrated

beam delivery for a rubidium 3D magneto-optical trap", Nat. Commun. **14**(1), 3080 (2023).

29. J. Duan, X. Liu, Y. Zhou, X. B. Xu, L. Chen, C. L. Zou, Z. Zhu, Z. Yu, N. Ru, and J. Qu, "High diffraction efficiency grating atom chip for magneto-optical trap", Opt. Commun. **513**, 128087 (2022).
30. K. I. Lee, J. A. Kim, H. R. Noh, and W. Jhe, "Single-beam atom trap in a pyramidal and conical hollow mirror", Optics Lett. **21**(15), 1177 (1996).
31. M. Vangeleyn, P. F. Griffin, E. Riis, and A. S. Arnold, "Single-laser, one beam, tetrahedral magneto-optical trap", Opt. Express **17**(16), 13601 (2009).
32. S. A. Bondza, T. Leopold, R. Schwarz, and C. Lisdat, "Achromatic, planar Fresnel-reflector for a single-beam magneto-optical trap", Rev. Sci. Instrum. **95**(1), 013202 (2024).
33. T. H. Nguyen, M. Mchedlidze, G. Su, B. Loglia, H. Yang, and X. Wu, "Single-beam magneto-optical trap in back-to-back pyramidal and conical mirrors", Phys. Rev. Appl. **24**(4), 044058 (2025).
34. S. Eckel, D. S. Barker, E. B. Norrgard, and J. Scherschligt, "PyLCP: A Python package for computing laser cooling physics", Comput. Phys. Commun. **270**, 108166 (2022).
35. S. A. Hopkins, K. Butler, A. Guttridge, S. Kemp, R. Freytag, E. A. Hinds, M. R. Tarbutt, and S. L. Cornish, "A versatile dual-species Zeeman slower for caesium and ytterbium", Rev. Sci. Instrum. **87**(4), 043109 (2016).
36. M. Ortner and L. G. C. Bandeira, "Magpylib: A free Python package for magnetic field computation", SoftwareX **11**, 100466 (2020).
37. Г. С. Белотелов, А. П. Вялых, А. В. Семенко, М. Л. Восканов, С. Н. Слюсарев, "Метод оценки количества атомов в магнитооптических ловушках", ЖЭТФ **166**(4), 447 (2024) [G. S. Belotelov, A. P. Vyalykh, A. V. Semenko, M. L. Voskanov, and S. N. Slyusarev, "Method for estimating the number of atoms in magneto-optical traps", JETP **166**(4), 447 (2024)].
38. C. D. Wallace, T. P. Dinneen, K. Y. N. Tan, A. Kumarakrishnan, P. L. Gould, and J. Javanainen, "Measurements of temperature and spring constant in a magneto-optical trap", J. Opt. Soc. Am. B **11**(5), 703 (1994).
39. R. Maruyama, *Optical trapping of ytterbium atoms, Ph. D. Thesis* (University of Washington, Seattle, 2003).
40. M. Zhou, N. Chen, X. H. Zhang, L. Y. Huang, M. F. Yao, J. Tian, Q. Gao, H. L. Jiang, H. Y. Tang, and X. Y. Xu, "Experiments on trapping ytterbium atoms in optical lattices", Chin. Phys. B **22**(10), 103701 (2013).
41. M. Nord, P. E. Vullum, I. MacLaren, T. Tybell, and R. Holmestad, "Atomap: a new software tool for the automated analysis of atomic resolution images using two-dimensional Gaussian fitting", Advanced Structural and Chemical imaging **3**(1), 9 (2017).
42. J. J. More, "The Levenberg-Marquardt Algorithm: Implementation and Theory", Numerical analysis: proceedings of the biennial Conference held at Dundee, June 28–July 1, 1977 (Springer, Berlin, Heidelberg, 2006), p. 105.
43. M. Cristiani, T. Valenzuela, H. Gothe, and J. Eschner, "Fast nondestructive temperature measurement of two-electron atoms in a magneto-optical trap", Physical Review A – Atomic, Molecular, and Optical Physics **81**(6), 063416 (2010)
44. О. И. Бердасов, Д. В. Сутырин, С. А. Стрелкин, А. Ю. Грибов, Г. С. Белотелов, А. С. Костин, Н. Н. Колачевский, С. Н. Слюсарев, "О продолжительности непрерывной работы оптического стандарта частоты на атомах стронция", Квантовая электроника **48**(5), 431 (2018) [O. I. Berdasov, D. V. Sutyrin, S. A. Strelkin, A. Yu. Gribov, G. S. Belotelov, A. S. Kostin, N. N. Kolachevsky, and S. N. Slyusarev, "On the duration of continuous operation of an optical frequency standard based on strontium atoms", Quantum Electronics **48**(5), 431 (2018)].
45. L. L. Smith, *A transportable strontium optical lattice clock towards space, Dissertation* (University of Birmingham, Birmingham, 2016).
46. Z. Zhao, S. Wang, J. Jian, Q. Zhang, W. Liu, J. Wu, Y. Li, and J. Ma, "Efficient Loading of an Yb MOT on the $^1S_0 \to {}^1P_1$ Transition", Photonics **12**(11), 1064 (2025).
47. Q. Gao, M. Zhou, C. Han, Sh. Li, Sh. Zhang, Y. Yao, B. Li, H. Qiao, D. Ai, G. Lou, M. Zhang, Y. Jiang, Zh. Bi, L. Ma, and X. Xu, "Systematic evaluation of a ^{171}Yb optical clock by synchronous comparison between two lattice systems", Sci. Rep. **8**(1), 8022 (2018).
48. E. Wodey, R. J. Rengelink, C. Meiners, E. M. Rasel, and D. Schlippert, "A robust, high-flux source of laser-cooled ytterbium atoms", Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, **54**(3), 035301 (2021).
49. M. Schioppo, R. C. Brown, W. F. McGrew, N. Hinkley, R. J. Fasano, K. Beloy, T. H. Yoon, G. Milani, D. Nicolodi, J. A. Sherman, N. B. Phillips, C. W. Oates, and A. D. Ludlow, "Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles", Nature Photonics **11**(1), 48 (2017).
50. Consultative Committee for Time and Frequency (CCTF), 22nd meeting (session II – online), Recommendation PSFS-2, https://www.bipm.org/en/committees/cc/cctf/22-_2-2021 [Electronic resource] (2021).
51. R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, "Optical dipole traps for neutral atoms", Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics **42**, 95 (2000).
52. V. A. Dzuba and A. Derevianko, "Dynamic polarizabilities and related properties of clock states of the ytterbium atom", J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. **43**(7), 74011 (2010).

53. C. Biçer, H. S. Bakouch, H. D. Biçer, G. Alomair, T. Hussain, and A. Almohisen, "Unit Maxwell-Boltzmann distribution and its application to concentrations pollutant data", Axioms **13**(4), 226 (2024).
54. N. Hinkley, J. A. Sherman, N. B. Phillips, M. Schioppo, N. D. Lemke, K. Beloy, M. Pizzocaro, C. W. Oates, and A. D. Ludlow, "An atomic clock with 10–18 instability", Science **341**(6151), 1215 (2013).