

Фокусировка атомного пучка для эффективной загрузки атомного чипа

А. Е. Афанасьев⁺¹⁾, Д. В. Быкова^{+*}, П. И. Скакуненко^{+×°}, В. И. Балькин⁺

⁺ Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

^{*} Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

[×] Московский физико-технический институт (НИУ), 141701 Долгопрудный, Россия

[°] Сколковский институт науки и технологий, 143026 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 марта 2022 г.

После переработки 28 марта 2022 г.

Принята к публикации 28 марта 2022 г.

Рассмотрен метод увеличения скорости загрузки атомов в U-образную магнито-оптическую ловушку (МОЛ) атомов вблизи атомного чипа. Подход основан на фокусировке низкоскоростного атомного пучка в область локализации атомов на атомном чипе. Рассмотрен режим фокусировки с избыточным демпфированием. В этом случае фокусное расстояние не зависит от начальной поперечной скорости атомов. Показано, что за счет фокусировки атомного пучка возможно увеличение скорости загрузки в 160 раз в области локализации с диаметром 250 мкм.

DOI: 10.31857/S1234567822090038

Введение. Локализованные атомы лежат в основе многих прецизионных экспериментов в области атомной интерферометрии. Развитие данного направления уже привело к созданию нового поколения сенсоров – квантовых сенсоров, основанных на измерении влияния физических полей на квантовые степени свободы атомов. Квантовые сенсоры превосходят по точности существующие классические сенсоры. К наиболее развитым квантовым сенсорам относятся сенсоры, основанные на использовании атомной интерферометрии для измерения инерциальных сил [1, 2]. К таким сенсорам относятся гравиметры [2, 3], градиометры [4, 5] и гироскопы [6]. Точность современных атомных гравиметров и градиометров уже превосходит точность многих классических аналогов [7], а их практическое применение демонстрирует высокую степень надежности [8–12].

Другой тип квантовых сенсоров на основе атомной интерферометрии – это атомные часы и стандарты частоты [13, 14]. Использование локализованных атомов позволяет создавать компактные системы, которые могут быть использованы на борту летательных аппаратов. Продемонстрированная стабильность таких часов [15] позволяет говорить о том, что они могут повысить точность существующих бортовых систем за счет использования холодных атомов.

Определяющими параметрами квантовых сенсоров, влияющими на их точность и удобство использования, являются: количество охлажденных атомов, их температура, геометрические размеры атомного ансамбля и время проведения измерений. Современные квантовые сенсоры работают в периодическом режиме, что определяется периодическим режимом создания ансамбля холодных атомов: охлаждением тепловых атомов, их локализацией, дополнительной стадией охлаждения в атомной ловушке, оптической накачкой на определенный магнитный подуровень и взаимодействием подготовленного атомного ансамбля с заданной последовательностью лазерных (в случае гравиметра и градиометра) или микроволновых (в случае атомных часов) импульсов. Суммарное время измерения зависит от времени работы на каждом из этапов экспериментальной последовательности. Критическим параметром здесь выступает скорость охлаждения тепловых атомов и формирования первичного ансамбля холодных атомов, локализованного в магнито-оптической ловушке. Этот этап является наиболее долгим по времени и определяет частоту получения данных, измеренных квантовым сенсором. Как правило, уменьшение времени охлаждения атомов в магнито-оптической ловушке ведет к уменьшению общего количества атомов, что, в конечном счете, ведет к увеличению шумов измеряемого квантовым сенсором сигнала.

¹⁾e-mail: afanasiev@isan.troitsk.ru

В последнее время наблюдается тенденция к построению квантовых сенсоров с использованием атомных чипов. Данный подход позволяет повысить степень контроля при приготовлении первичного атомного ансамбля, используемого для измерений физических полей. В случае создания атомных часов технология атомного чипа позволит создать компактные часы с точностью, превосходящей существующие компактные часы. Такие часы могут быть установлены на борту летательных аппаратов. Недавно нами был продемонстрирован однослойный атомный чип [16], который может выступать в качестве стартовой платформы для создания прецизионных квантовых сенсоров. Основным достоинством продемонстрированного подхода является возможность непрерывного охлаждения атомов в магнито-оптической ловушке с использованием только токов, протекающих по микропроводам атомного чипа в присутствии внешнего однородного магнитного поля. Однако количество атомов, которые могут быть локализованы вблизи продемонстрированного чипа, ограничено отклонениями магнитного поля в области локализации от идеального квадрупольного поля в магнито-оптической ловушке [17–19]. Настоящая работа посвящена исследованию возможности использования фокусировки атомного пучка в области локализации с целью увеличения количества локализованных атомов.

2. Загрузка атомов в магнито-оптическую ловушку. Изменение количества атомов в магнито-оптической ловушке (МОЛ) подчиняется следующему выражению [20]:

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} - \beta_c N^2, \quad (1)$$

где N – количество атомов в магнито-оптической ловушке, R – скорость загрузки атомов, τ – время жизни атомов в МОЛ, β_c – коэффициент, характеризующий потери ловушки при двухчастичных столкновениях атомов внутри ловушки. Первое слагаемое описывает скорость загрузки атомов в МОЛ, второе – описывает потери атомов и, как правило, определяется столкновением атомов с остаточным газом в вакуумной камере. Последний член отвечает за потери вследствие двухчастичных столкновений, которые также ограничивают максимальную плотность в МОЛ на уровне $n \sim 10^{10}$ ат/см³. Максимальное количество атомов, которое может быть локализовано, определяется следующим выражением [20]:

$$N = \frac{1}{2\beta_c\tau} \left((1 + 4\beta_c R\tau^2)^{1/2} - 1 \right) \approx R\tau. \quad (2)$$

Выражение (2) для количества атомов в МОЛ

справедливо при пренебрежении третьим слагаемым в уравнении (1). Как видно из выражения (2), для увеличения количества локализованных в МОЛ атомов (вне зависимости от рассматриваемого приближения) необходимо либо увеличивать эффективность загрузки, либо уменьшать потери, связанные со столкновениями локализованных атомов с остаточным газом в камере. В последнем случае это достигается увеличением эффективности откачки вакуумной системы. В настоящее время рабочее давление остаточных газов в камере при создании квантовых сенсоров составляет значение порядка 10^{-10} Торр. Такой ультравысокий вакуум необходим и для возможности работы с атомами в состоянии Бозе–Эйнштейновского конденсата. Дальнейшее улучшение вакуума является сложной и дорогостоящей задачей и делает проблематичным создание мобильных квантовых сенсоров.

Другим способом увеличения количества локализованных атомов в МОЛ является увеличение скорости загрузки R . В классических трехмерных МОЛ, в которых магнитное поле формируется двумя макроскопическими катушками в анти-гельмгольцевской конфигурации, данный параметр пропорционален размеру лазерных лучей [21, 22]. Это является следствием того факта, что квадрупольное поле макроскопических катушек МОЛ позволяет эффективно производить охлаждение в любой точке лазерного луча. Фактически область захвата атомов в этом случае определяется именно размерами лазерных лучей.

В случае использования атомного чипа ситуация иная. Аналогом МОЛ вблизи атомного чипа является U-образная ловушка (рис. 1). Основой такой ловушки является магнитное поле, создаваемое током, протекающим по U-образному микропроводу, в совокупности с внешним однородным магнитным полем [23]. Поскольку геометрия атомного чипа ограничивает доступ лазерного поля в области локализации атомов, используется иная конфигурация лазерного поля: зеркальный МОЛ. В зеркальной МОЛ один из охлаждающих лучей распространяется вдоль поверхности атомного чипа, а второй отражается от нее под углом 45°. Такая конфигурация лазерных полей эквивалентна конфигурации, используемой в классической МОЛ, и можно было бы ожидать, что скорость загрузки атомов в U-образную МОЛ будет определяться так же размерами лазерных лучей, однако это не так. Основной проблемой загрузки U-образной МОЛ является отклонение распределения магнитного поля от квадрупольного поля, которое реализуется при использовании двух катушек в анти-гельмгольцевской конфигурации [17]. Для создания

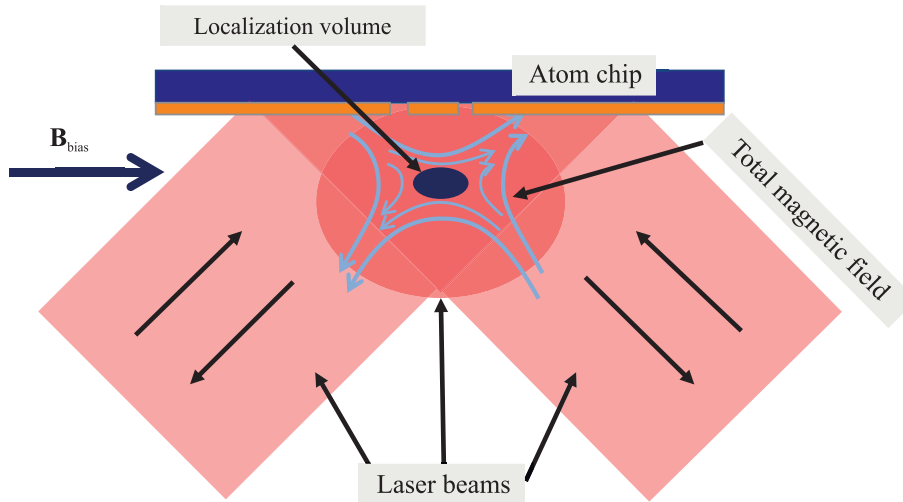


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема U-образной МОЛ с использованием атомного чипа. Объем локализации определяется областью, в которой отклонение поля от идеального квадрупольного поля не слишком велико

U-образной МОЛ на атомном чипе необходимо использовать тонкие провода, и в этом случае распределение магнитного поля отличается от квадрупольного поля. Отклонение магнитного поля от квадрупольного поля ограничивает объем охлаждения атомов. В этом случае скорость охлаждения определяется не геометрическим размером лазерных лучей, а размером области магнитного поля, в котором реализуется режим охлаждения атомов.

Существует несколько подходов к решению задачи эффективной загрузки атомов в U-образную МОЛ. Наиболее распространенным является увеличение ширины центральной части U-образного провода [17–19]. Такой подход использовали ряд научных групп [24], в работах которых для первичного охлаждения атомов вблизи атомного чипа используются широкие макропровода для создания магнитного поля чипа. Такие макропровода располагаются под основным атомным чипом и выполняют несколько задач. Во-первых, они позволяют проводить большие токи без существенного нагрева макропровода. Это, в свою очередь, позволяет увеличить время необходимое для охлаждения атомов. Во-вторых, потенциал такой ловушки более приближен к требуемому потенциалу в квадрупольном магнитном поле.

Альтернативным вариантом увеличения ширины микропровода является предложение по использованию нескольких микропроводов с разными параметрами и направлениями токов [25]. В таком подходе появляется дополнительная возможность оптимизации распределения магнитного поля в области локализации атомов. Однако, такая конфигурация сложна с технической точки зрения. Также для эф-

фективной загрузки потенциала U-образной МОЛ можно использовать промежуточную МОЛ, сформированную магнитными катушками в конфигурации зеркальной МОЛ [26]. Однако такой подход требует размещения магнитных катушек в малом объеме, что не всегда возможно с технической точки зрения.

Иной подход заключается в использовании для загрузки атомов предварительно охлажденных атомов. Действительно, эффективность загрузки зависит не только от объема, в котором реализованы оптимальные условия для охлаждения и локализации, но и от фазовой плотности атомов при скоростях, которые могут быть локализованы в U-образной МОЛ. Отклонение магнитного поля от идеального ограничивает максимально возможную скорость атомов, с которой они могут быть охлаждены и локализованы. Использование предварительного охлаждения позволяет повысить число атомов с малыми скоростями, что обеспечивает их эффективную загрузку U-образной МОЛ.

Возможным вариантом использования предварительного охлаждения является загрузка атомов из предохлажденного атомного пучка. Такой подход широко используется не только для загрузки атомных чипов [24], но и для загрузки классических трехмерных МОЛ [27]. Предварительное охлаждение атомного пучка может быть реализовано с использованием Зеемановского охладителя как, например, в работе [27]. Однако такой подход не всегда является удобным. Другим подходом является использование источников атомов, формирующих холодные пучки, такие как 2D-МОЛ [28], 2D + МОЛ [29] и низкоскоростной интенсивный источник атомов (LVIS) [30].

Такие источники позволяют создавать интенсивные пучки холодных атомов и широко используются для загрузки атомных чипов [24].

Одной из особенностей таких систем является формирование атомного пучка с малой продольной скоростью [29]. Недостатком такого подхода является то, что за счет наличия остаточной поперечной скорости и большого времени пролета от LVIS до атомного чипа, в силу малой продольной скорости, диаметр атомного пучка в области чипа увеличивается и может составлять несколько миллиметров. Данное обстоятельство не существенно, если первичное охлаждение и локализация вблизи атомного чипа реализуются с использованием зеркальной МОЛ или U-образной МОЛ, сформированной широкими макрорпроводами. В этих случаях пространственный размер области эффективного захвата МОЛ будет сравним с размером атомного пучка. В случае же, когда речь идет о непосредственной загрузке атомного чипа без использования дополнительных магнитных катушек и макрорпроводов, как, например, в работе [16], возникает необходимость уменьшения поперечных скоростей низкоскоростного пучка.

3. Фокусировка атомного пучка. Контроль поперечной скорости атомного пучка может быть произведен тремя способами. Первый способ основан на создании двумерной оптической патоки на пути распространения атомного пучка [31]. Такой способ позволяет произвести коллимацию атомного пучка и повысить фазовую плотность атомов. Это, в свою очередь, позволяет получить высокую фазовую плотность атомов в области их локализации. Другой способ основан на двумерном сжатии атомного пучка с использованием двумерной магнито-оптической ловушки [32]. Такие способы контроля поперечной скорости атомного пучка активно используются для создания высокоинтенсивных холодных атомных пучков [33]. Двумерное сжатие атомного пучка может решить проблему повышения плотности холодных атомов в области локализации атомов на атомном чипе. Минусом такого подхода является необходимость использования высоких градиентов магнитного поля.

Третьим подходом является использование фокусировки атомного пучка с использованием двумерной магнито-оптической ловушки, который может быть реализован при меньших градиентах магнитного поля [34, 35]. Этот метод является двумерным аналогом трехмерного импульсного сжатия магнито-оптической ловушки, рассмотренного в [34]. Основной особенностью такого подхода является независимость точки фокусировки атомов пучка в продоль-

ном направлении от их поперечной скорости, поскольку при насыщении атомного перехода атом в поле 2D-МОЛ можно рассматривать как осциллятор с избыточным демпфированием.

Для оценки применимости данного подхода к задаче увеличения скорости загрузки МОЛ, сформированной вблизи атомного чипа, рассмотрим взаимодействие атома с лазерным полем в присутствии градиента магнитного поля. В силу симметрии данная задача может быть рассмотрена на примере одномерной магнито-оптической ловушки (рис. 2). Атомный пучок формируется из низкоскоростного источника атомов (LVIS) и распространяется вдоль оси Z . Лазерное поле сформировано двумя лазерными лучами с круговыми σ^+ - σ^- поляризациями, распространяющимися друг на встречу другу вдоль оси X , и имеет отстройку по частоте относительно резонанса покоящегося атома $-\delta$. Основное состояние атома обладает полным моментом $F_g = 0$, а возбужденное $F_e = 1$, полуширина резонансной линии поглощения атома $-\gamma$ (рис. 3). Градиент магнитного поля формируется проводниками с током, расположенными вдоль оси Z . В этом случае формируется квадрупольное поле с градиентом вдоль оси X : $g = dB/dx$. Длина области взаимодействия атома с лазерным излучением в магнитном поле $-L$, которая в реальном эксперименте ограничена размерами лазерного луча. Длина области взаимодействия определяет время взаимодействия $t_{\text{int}} = L/v_z$ для каждого из атомов, обладающих скоростью v_z вдоль оси Z . На атом с координатой x в зоне взаимодействия действует сила светового давления [36], состоящая из двух составляющих: $F(\Delta m_F = -1)$, действующая на переходе $\{F_g = 0, m_F = 0\} \rightarrow \{F_e = 1, m_F = -1\}$ и $F(\Delta m_F = 1)$, действующая на переходе $\{F_g = 0, m_F = 0\} \rightarrow \{F_e = 1, m_F = 1\}$. Данные силы направлены в противоположные стороны, поскольку образованы взаимодействием атома с противоположно направленными лазерными лучами. Суммарная сила имеет вид:

$$F = F(\Delta m_F = -1) - F(\Delta m_F = 1) = \hbar k \gamma G \times \left(\frac{1}{1 + G + \left(\frac{\delta - kx - \alpha gx}{\gamma} \right)^2} - \frac{1}{1 + G + \left(\frac{\delta + kx + \alpha gx}{\gamma} \right)^2} \right),$$

где α – величина сдвига резонансной линии поглощения в следствии эффекта Зеемана в магнитном поле $B_x = gx$ ($\alpha = 2\pi \times 1.4$ МГц/Гс). Как показано в работе [34], в рассмотренном приближении точка фокусировки не зависит от поперечной скорости атома.

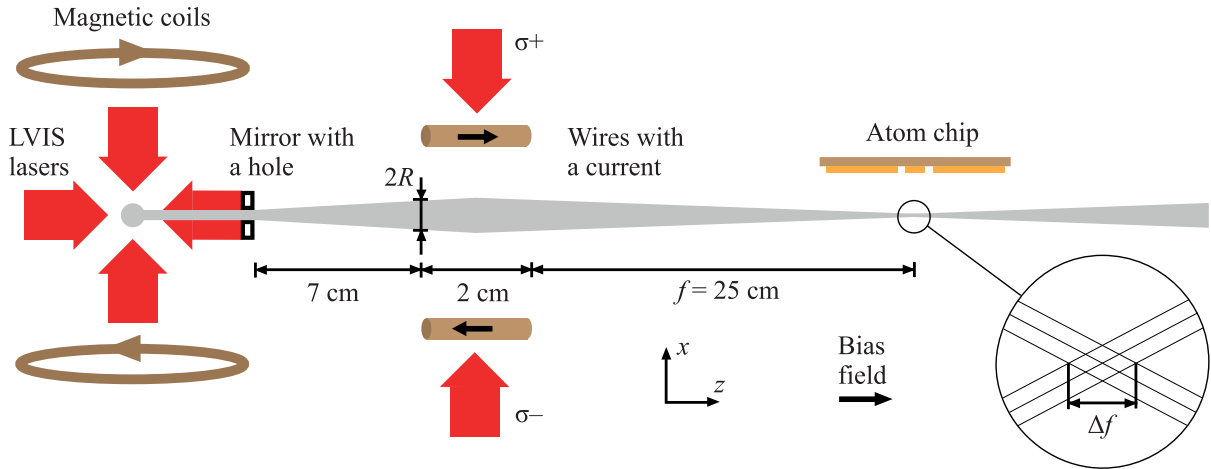


Рис. 2. (Цветной онлайн) Принципиальная схема фокусировки атомного пучка, сформированного из низкоскоростного атомного источника, в область локализации атомного чипа

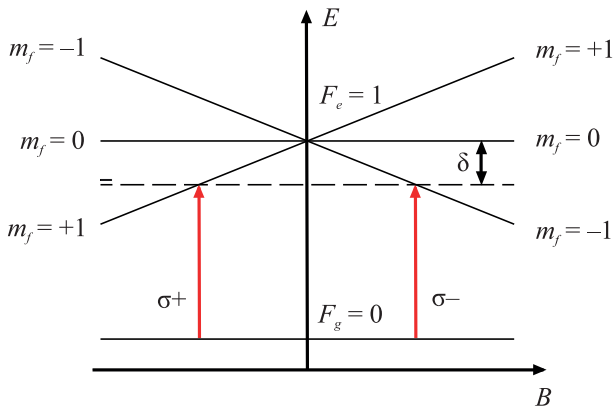


Рис. 3. (Цветной онлайн) Энергетическая схема уровней атома в линейном изменяющемся вдоль оси X магнитном поле. Атом обладает полным моментом $F_g = 0$ в основном состоянии и $F_e = 1$ в возбужденном и находится в лазерном поле, сформированном двумя лазерными лучами с круговыми $\sigma^+ - \sigma^-$ поляризациями, распространяющимися друг на встречу другу и имеющим отстройку по частоте относительно резонанса покоящегося атома – δ

При условии $\delta \gg \alpha g x + k \dot{x}$ (что выполняется при малых поперечных скоростях атомного пучка, которые могут быть достигнуты в LVIS) выражение в скобках может быть разложено в ряд. Нас интересует значение поперечной скорости атома v_x при пролете через зону взаимодействия с лазерным излучением. Его можно определить из второго закона Ньютона $F = dp/dt$, где изменение импульса dp определяется временем взаимодействия атома лазерным излучением t_{int} . Отсюда, предполагая, что за время взаимодействия с лазерным излучением не происходит изменение координаты атома вдоль оси X , имеем:

$$v_x = \frac{\alpha g x}{k} (e^{\beta t} - 1) + v_x^0 e^{\beta t}, \quad (3)$$

$$\beta = \frac{4 \hbar k^2 \gamma^3 G \delta}{m((1 + G)\gamma^2 + \delta^2)},$$

где m – масса атома, v_x^0 – начальная поперечная скорость атома. Видно, что при отрицательных отстройках параметр $\beta < 0$ и, в этом случае, атом получает дополнительный импульс, направленный к оси Z . Можно определить фокусное расстояние атомной линзы f как расстояние от зоны двумерной МОЛ до точки пересечения атомом оси Z .

Из выражения (3) видно, что при выполнении условия $t_{int} = L/v_z > |1/\beta|$ поперечная скорость атомов после взаимодействия с 2D-МОЛ не будет зависеть от начальной поперечной скорости. В таком режиме атомы взаимодействуют с лазерным полем как осциллятор с избыточным демпфированием. Именно это определяет независимость фокусного расстояния от поперечной скорости атома. Помимо этого, в этом случае можно пренебречь экспоненциальным членом в выражении (3) (при отрицательной отстройке частоты лазерного излучения) и поперечная скорость будет определяться выражением: $v_x = -\frac{\alpha g x}{k}$, что дает фокусное расстояние:

$$f = \frac{k v_z}{\alpha g}. \quad (4)$$

Из выражения (4) видно, что фокусное расстояние зависит от продольной скорости атома и атомы разных скоростных групп будут фокусироваться на разных расстояниях от линзы. Это аналогично хроматической aberrации обычной линзы. Данный эффект может быть использован для монохроматизации атомного пучка [35]. С точки зрения увеличе-

ния эффективности загрузки атомного чипа, данный эффект носит негативный характер, поскольку ограничивает возможности сбора всех скоростных групп атомов в области локализации в U-МОЛ.

Определим размеры области локализации атомов в продольном направлении Δf в зависимости от величины Δv_z в скоростном распределении атомов в пучке. Данный размер будет определяться следующим выражением:

$$\Delta f = \frac{k}{\alpha g} \Delta v_z. \quad (5)$$

Отметим, что в таком режиме фокусное расстояние и размер области фокусировки не зависят от интенсивности лазерного излучения. Характерные скорости, которые достигнуты в LVIS для атомов рубидия [30] следующие: $v_z = 14$ м/с; $\Delta v_z = 2.7$ м/с. В этом случае для атомов с наиболее вероятной скоростью $v_z = 14$ м/с фокусное расстояние будет равно 25 см при градиенте магнитного поля порядка $g = 0.51$ Гс/см. При таких параметрах размер области фокусировки будет составлять значение $\Delta f = 4.8$ см.

4. Фокусировка атомного пучка в область локализации U-МОЛ. Количество атомов в U-МОЛ будет определяться выражением (2). При этом, как уже отмечалось выше, скорость загрузки атомов R будет определяться не размерами лазерных лучей, а размерами области магнитного поля, в котором потенциал имеет близкую к квадратичной зависимость от координат. Оценки показывают, что размер такой области для атомного чипа, который был использован в работе [16], составляет значение порядка 1 мм в диаметре. Это значит, что поперечные размеры атомного пучка должны быть не более 1 мм.

Рассмотрим атомный пучок, сформированный LVIS и имеющий диаметр 1 мм и угловую расходимость пучка порядка 30 мрад (характерная для LVIS) [30]. В этом случае при средней продольной скорости $v_z = 14$ м/с значение поперечной скорости будет $v_x = 0.22$ м/с. Это означает, что на расстоянии $l = 7$ см диаметр атомного пучка будет составлять значение $d = 3.2$ мм. При таком большом размере атомного пучка часть атомов пучка не захватывается ловушкой атомного чипа и скорость загрузки атомов будет низкой. Для увеличения скорости загрузки необходимо использовать фокусировку атомного пучка.

Легко показать, что минимальный размер области локализации d_{\min} определяется следующим выражением:

$$d_{\min} = \frac{\Delta f/2}{f + \Delta f} d,$$

где d – диаметр атомного пучка на входе в 2D-МОЛ. В рассматриваемом случае длина области фокусировки Δf связана с фокусным расстоянием f выражением $\Delta f = f \Delta v_z / v_z$, получаем:

$$d_{\min} = \frac{\Delta v_z / v_z}{2(1 + \Delta v_z / v_z)} d \approx \frac{\Delta v_z}{2v_z} d. \quad (6)$$

Из выражения (6) можно оценить требуемый минимальный диаметр области локализации $d_{\min} \approx 310$ мкм, что меньше оценочного диаметра эффективного захвата в работе [16].

На рисунке 4 представлены расчеты траекторий атомов для случая одномерной фокусировки атомного пучка с начальным диаметром $d_0 = 1$ мм. В расчетах длина взаимодействия атомов с 2D-МОЛ принималась равной $L = 2$ см. Такая геометрия фокусировки может быть реализована с использованием стандартных высоковакуумных элементов. Параметр насыщения атомного перехода был выбран равным $G = 10$, величина отстройки $\delta = -2$ Г. В этом случае, при выбранных параметрах, $\beta = -10^4$ с⁻¹. Принятые выше условия при выводе выражения (4) удовлетворены для всех скоростей $v_z < \beta L = 200$ м/с.

Как уже было сказано ранее, при средней продольной скорости $v_z = 14$ м/с и $v_x = 0.22$ м/с размер атомного пучка на входе в 2D-МОЛ составляет значение $d = 3.2$ мм. Расчеты проводились для разных продольных ($v_z = 12.7$ м/с, $v_z = 14$ м/с, $v_z = 15.4$ м/с) и поперечных ($v_x = 0.22$ м/с, $v_x = 0$ м/с, $v_x = -0.22$ м/с) скоростей атомов (рис. 4). Из вставки, на которой увеличена область фокусировки, видно, что атомы разных продольных скоростных групп фокусируются на разных расстояниях, т.е. у линзы существует хроматическая аберрация. Важно отметить, что условие $\delta \gg \alpha g x + k \dot{x}$, сделанное при выводе выражения (3), справедливо при $v_x < 2.5$ м/с.

Рассмотрим функцию распределения атомов в продольном направлении по оси распространения атомного пучка и в поперечном в точке фокуса для наиболее вероятной скорости атомов ($f_0 = 25$ см). Количество атомов $N(z)$ на расстоянии z от 2D-МОЛ будет определяться линейной функцией плотности $F_z(z)$ такой, что $\int_0^\infty F_z(z) dz = 1$:

$$dN_z(z) = N_0 F_z(z) dz,$$

где N_0 – количество атомов, прошедших через LVIS. Функция $F_z(z)$, рассчитанная методом Монте-Карло, представлена на рис. 5а. Ширина данной функции показывает продольные размеры фокусировки с учетом максвелловского распределения атомов по про-

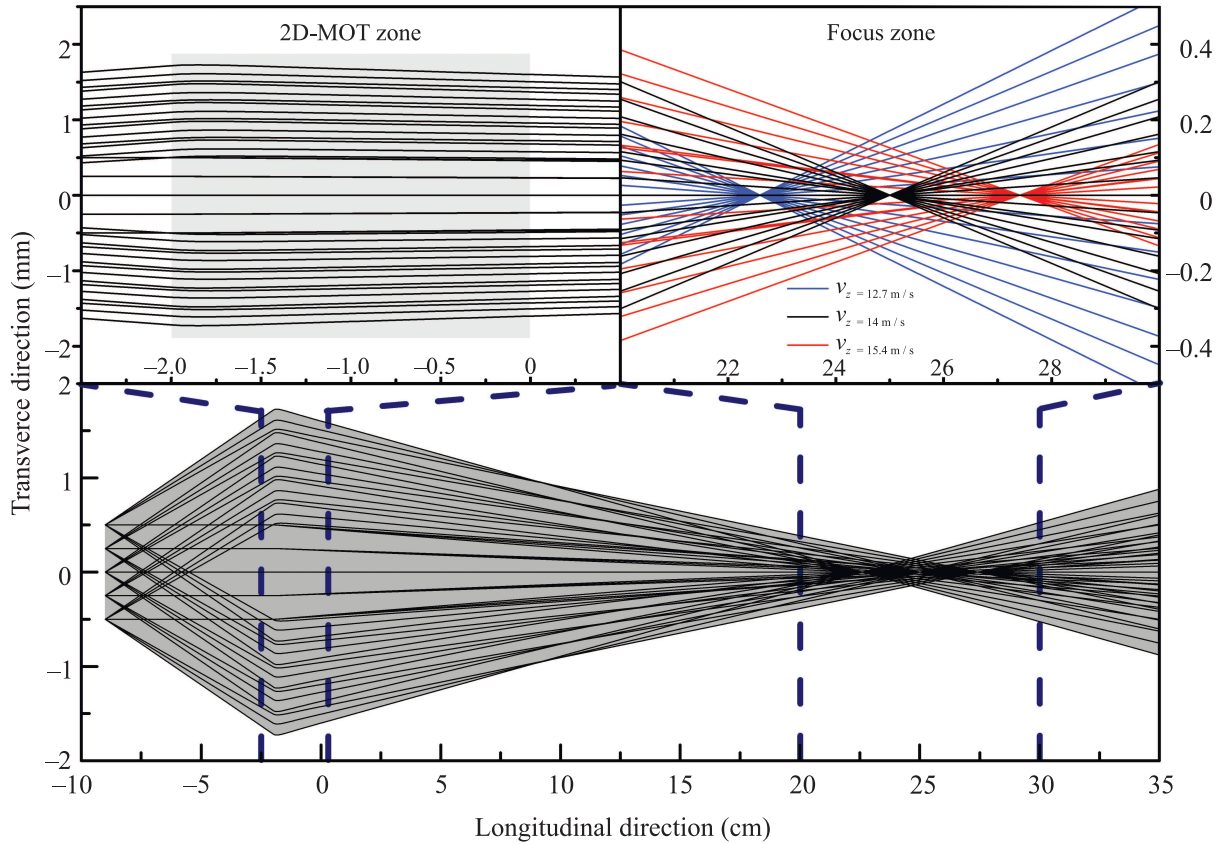


Рис. 4. (Цветной онлайн) Фокусировка атомного пучка. Траектории атомов рассчитаны для разных продольных ($v_z = 12.7$ м/с, $v_z = 14$ м/с, $v_z = 15.4$ м/с) и поперечных ($v_x = 0.22$ м/с, $v_x = 0$ м/с, $v_x = -0.22$ м/с) скоростей атомов

дольным скоростям. Ширина данного распределения совпадает с рассчитанным по формуле (5).

В поперечном направлении можно ввести аналогичную функцию распределения $F_x(x)$ такой, что $\int_{-\infty}^{\infty} F_x(x) dx = 1$:

$$dN_x(x) = N_0 F_x(x) dx.$$

Результаты расчета $F_x(x)$ для одномерного случая представлены на рис. 5b серой кривой. Видно, что в поперечном направлении область фокусировки обладает резко выраженным максимумом. Порядка 90 % всех атомов содержится в области с размерами 200 мкм. Выпишем здесь без вывода аналитическое выражение для $F_x(x)$, которое представлено пунктирной линией на рис. 5b:

$$F_x(x) = \frac{1}{2R} \left(\int_x^R f\left(\frac{x'v_0}{(x'-x)}\right) \frac{x'v_0}{(x'-x)^2} dx' - \int_{-R}^0 f\left(\frac{x'v_0}{(x'+x)}\right) \frac{x'v_0}{(x'+x)^2} dx \right), \quad x > 0, \quad (7)$$

$$v_0 = \frac{f_0 \alpha g}{k},$$

где v_0 – скорость, соответствующая скоростной группе атомов, которые фокусируются в продольной точке рассмотрения поперечного распределения (в приведенном примере $f_0 = 25$ см).

Аналогичное распределение можно получить и в двумерном случае:

$$dN(r, \varphi) = N_0 F(r, \varphi) dr d\varphi,$$

$$F(r, \varphi) = \frac{1}{\pi R^2} \left(\int_r^R f\left(\frac{r'v_0}{(r'-r)}\right) \frac{r'^2 v_0}{(r'-r)^2} dr' + \int_{-R}^0 f\left(\frac{r'v_0}{(r'+r)}\right) \frac{r'^2 v_0}{(r'+r)^2} dr' \right), \quad r > 0. \quad (8)$$

Порядка 90 % всех атомов содержится в области с диаметром 250 мкм. В рассматриваемом приближении увеличение локальной плотности атомов, а следовательно и потока, будет равно отношению площадей. Это позволяет говорить о более чем 16-ти кратном увеличении потока атомов в эффективной зоне

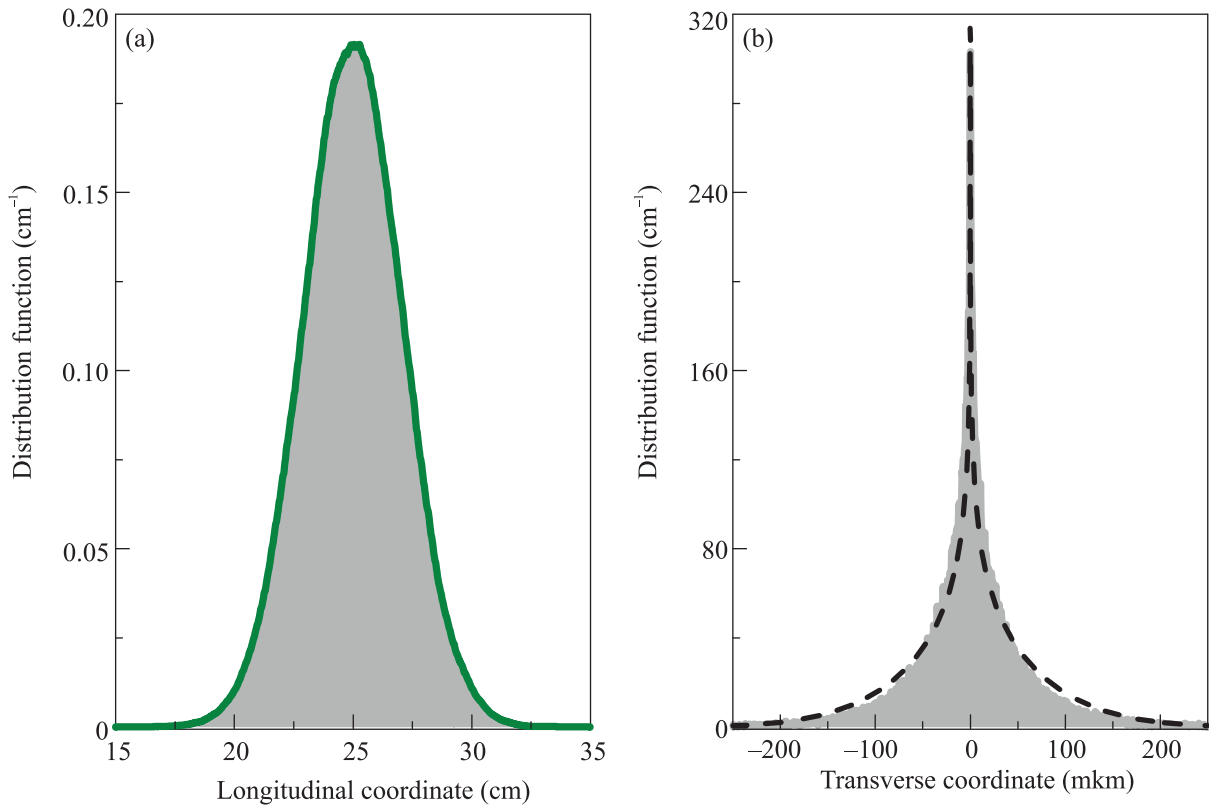


Рис. 5. (Цветной онлайн) Функции распределения атомов в области фокуса атомной линзы в продольном (а) и поперечном (при $z = 25$ см) направлениях (б). Пунктиром представлена аналитическая кривая, рассчитанная в соответствии с выражением (7)

локализации атомного чипа по отношению к потоку атомов в LVIS и порядка 160-ти кратного увеличения по отношению ко входной апертуре 2D-МОЛ.

5. Заключение. В работе рассмотрен подход по увеличению скорости загрузки атомов в U-МОЛ атомного чипа. В основе рассмотренного подхода лежит фокусировка атомного пучка двумерной магнито-оптической ловушкой, расположенной на пути распространения атомов от LVIS к атомному чипу. Подход на основе фокусировки атомов имеет ряд преимуществ по сравнению с подходом на основе коллимации атомного пучка. Фокусировка позволяет сжать атомный пучок в области локализации до размеров, при которых магнитное поле имеет еще квадрупольный характер и способно локализовать атомы. Ранее экспериментально было продемонстрировано [35], что с использованием такого подхода возможна фокусировка в область порядка 270 мкм, что является достаточным для увеличения скорости загрузки атомных чипов, обладающих малой областью локализации [16].

Рассчитанная в настоящей работе область фокусировки порядка 250 мкм не учитывает диффузию

импульса атомов при взаимодействии с 2D-МОЛ. Учет диффузии может быть проведен относительно легко при малых параметрах насыщения атомного перехода. В этом случае существует аналитическое выражение для тензора, определяющего коэффициент диффузии импульса [37]. Однако при таких параметрах не будет реализован режим осциллятора с избыточным демпфированием. Для полного описания процесса диффузии импульса в описанном в настоящей статье случае необходимо численное решение уравнения Фоккера–Планка.

Поскольку работа атомного чипа является по своему характеру периодичной (цикл, состоящий из загрузки атомов в ловушку и последующего измерения), то увеличение скорости загрузки позволяет произвести увеличение частоты рабочего цикла загрузки атомов и, как результат, повышения точности квантовых сенсоров на основе холодных атомов. Помимо этого, развитие атомных чипов может быть востребовано и для ряда других экспериментов, например, исследования спектральных свойств холодных атомов [38], исследования холодной плазмы [39], а также расширит

возможности по созданию компактных атомных часов [40].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 21-12-00323 и гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 19-29-11004.

1. R. Geiger, A. Landragin, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos, *AVS Quantum Sci.* **2**(2), 024702 (2020).
2. G. M. Tino, *Quantum Sci. Technol.* **6**, 024014 (2021).
3. V. Ménotret, P. Vermeulen, N. Le Moigne, S. Bonvalot, P. Bouyer, A. Landragin, and B. Desruelle, *Sci. Rep.* **8**(1), 12300 (2018).
4. D. K. Mao, X. B. Deng, H. Q. Luo, Y. Y. Xu, M. K. Zhou, X. C. Duan, and Z. K. Hu, *Rev. Sci. Instrum.* **92**(5), 053202 (2021).
5. C. Janvier, V. Ménotret, B. Desruelle, S. Merlet, A. Landragin, and F. Pereira dos Santos, *Phys. Rev. A* **105**, 022801 (2022).
6. C. L. Garrido Alzar, *AVS Quantum Sci.* **1**(1), 014702 (2019).
7. P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and S. Merlet, *Metrologia* **51**, L15 (2014).
8. Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel, and M. F. Lequentrec-Lalancette, *Nat. Commun.* **9**, 627 (2018).
9. Y. Bidel, N. Zahzam, A. Bresson, C. Blanchard, M. Cadoret, A. V. Olesen, and R. Forsberg, *J. Geod.* **94**, 20 (2020).
10. A.-K. Cooke, C. Champollion, and N. Le Moigne, *Geosci. Instrum. Method. Data Syst.* **10**, 65 (2021).
11. L. Antoni-Micollier, D. Carbone, V. Ménotret, J. Lautier-Gaud, T. King, F. Greco, A. Messina, D. Contrafatto, and B. Desruelle, *Earth and Space Science Open Archive*, 10.1002/essoar.10510251.1 (2022).
12. B. Stray, A. Lamb, A. Kaushik et al. (Collaboration), *Nature* **602**, 590 (2022).
13. P. Rosenbusch, *Appl. Phys. B* **95**(2), 227 (2009).
14. P. Böhi, M. Riedel, J. Hoffrogge, J. Reichel, T. W. Hänsch, and P. Treutlein, *Nature Phys.* **5**, 592 (2009).
15. R. Szmuk, V. Dugrain, W. Maineult, J. Reichel, and P. Rosenbusch, *Phys. Rev. A* **92**, 012106 (2015).
16. A. E. Afanasiev, A. S. Kalmykov, R. V. Kirtaev, A. A. Kortel, P. I. Skakunenko, D. V. Negrov, and V. I. Balykin, *Opt. Laser Technol.* **148**, 107698 (2022).
17. S. Wildermuth, P. Krüger, C. Becker, M. Brajdic, S. Haupt, A. Kasper, R. Folman, and J. Schmiedmayer, *Phys. Rev. A* **69**(3), 030901 (2004).
18. V. Singh, V. B. Tiwari, K. A. P. Singh, and S. R. Mishra, *J. Mod. Optic.* **65**(21), 2332 (2018).
19. V. Singh, V. B. Tiwari, and S. R. Mishra, *Laser Phys. Lett.* **17**, 035501 (2020).
20. S. A. Hopkins, *PhD thesis The Open University*, Milton Keynes, England (1996).
21. C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**(13), 1571 (1990).
22. A. M. Steane, M. Chowdhury, and C. J. Foot, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**(12), 2142 (1992).
23. J. Reichel, *Appl. Phys. B* **74**(6), 469 (2002).
24. J. Rudolph, W. Herr, C. Grzeschik, T. Sternke, A. Grote, M. Popp, D. Becker, H. Müntinga, H. Ahlers, A. Peters, C. Lämmerzahl, K. Sengstock, N. Gaaloul, W. Ertmer, and E. M. Rasel, *New J. Phys.* **17**(6), 065001 (2015).
25. S. Jollenbeck, J. Mahnke, R. Randoll, W. Ertmer, J. Arlt, and C. Klempt, *Phys. Rev. A* **83**, 043406 (2011).
26. J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **83**(17), 3398 (1999).
27. A. Golovizin, D. Tregubov, D. Mishin, D. Provorchenko, and N. Kolachevsky, *Opt. Express* **29**, 36734 (2021).
28. S. Weyers, E. Aucouturier, C. Valentin, and N. Dimarcq, *Opt. Commun.* **143**(1–3), 30 (1997).
29. K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven, *Phys. Rev. A* **58**(5), 3891 (1998).
30. Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **77**(16), 3331 (1996).
31. V. I. Balykin, V. S. Letokhov, V. G. Minogin, Yu. V. Rozhdestvensky, and A. I. Sidorov, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**(11), 1776 (1985).
32. J. Nellesen, J. Werner, and W. Ertmer, *Opt. Commun.* **78**(3–4), 300 (1990).
33. J. M. Kwolek, C. T. Fancher, M. Bashkansky, and A. T. Black, *Phys. Rev. Appl.* **13**(4), 044057 (2020).
34. V. I. Balykin, *JETP Lett.* **66**, 349 (1997).
35. P. N. Melentiev, P. A. Borisov, S. N. Rudnev, A. E. Afanasiev, and V. I. Balykin, *JETP Lett.* **83**(1), 14 (2006).
36. V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1429 (2000).
37. S. Chang and V. Minogin, *Phys. Rep.* **365**(2), 65 (2002).
38. A. E. Afanasiev, A. M. Mashko, A. A. Meysterson, and V. I. Balykin, *JETP Lett.* **111**, 608 (2020).
39. B. B. Zelener, E. V. Vilshanskaya, S. A. Saakyan, V. A. Sautenkov, B. V. Zelener, and V. E. Fortov, *JETP Lett.* **113**, 82 (2021).
40. K. S. Kudayarov, A. A. Golovizin, A. S. Borisenko, N. O. Zhadnov, I. V. Zalivako, D. S. Kryuchkov, E. O. Chiglintsev, G. A. Vishnyakova, K. Yu. Khabarova, and N. N. Kolachevsky, *JETP Lett.* **114**, 243 (2021).