Письма в ЖЭТФ, том 119, вып. 1, с. 20 – 26 © 2024 г. 10 января

Эффективная загрузка атомного чипа из низкоскоростного атомного пучка

П. И. Скакуненко[+], *Д. В. Быкова*[+*], *А. Е. Афанасьев*[+*1)], *В. И. Балыкин*[+*]

[+]*Институт спектроскопии РАН, 108840 Москва, Троицк, Россия*

[*]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 31 октября 2023 г.
После переработки 21 ноября 2023 г.
Принята к публикации 21 ноября 2023 г.

В работе исследованы различные режимы загрузки магнито-оптической ловушки (МОЛ), сформированной вблизи атомного чипа, на примере атомов ^{87}Rb. Исследована загрузка из тепловых атомных паров и из низкоскоростного атомного пучка. При использовании атомного пучка продемонстрирована возможность контроля загрузки магнито-оптической ловушки пространственным управлением атомного пучка. Это позволило увеличить скорость загрузки атомов в магнито-оптической ловушке при сохранении ультравысокого вакуума в области атомного чипа. При оптимальных режимах загрузки максимальное количество атомов в МОЛ составило значение 4.9×10^7 атомов. При этом, измеренное время жизни атомов в МОЛ составило значение 4.1 с.

DOI: 10.31857/S1234567824010051, EDN: saxyid

Ансамбли холодных и ультрахолодных атомов являются естественными объектами для построения квантовых сенсоров. Исследование и использование таких систем представляет значительный интерес как для фундаментальной физики, так и в многочисленных применениях. Основной целью разработки сенсоров, использующих квантовые состояния систем (атомов, молекул, центров окраски, квантовых точек и др.) для измерения физических полей, является повышение точности измерений [1]. Это необходимо не только для решения прикладных задач, например, навигации, поиска полезных ископаемых, но также для решения фундаментальных задач: детектирование гравитационных волн и темной материи, исследования дрейфа фундаментальных констант [2].

Использование квантовых эффектов в функционировании сенсоров позволяет значительно повысить точность проводимых измерений (например, при создании атомных часов или измерении ускорения свободного падения). Предельная точность квантового сенсора определяется квантовым проекционным шумом (*quantum projection noise*, QPN). При использовании нейтральных атомов в сенсоре предел его точности будет определяться количеством атомов N в атомном ансамбле сенсора [3]:

$$\mathrm{QPN} \sim \frac{1}{\sqrt{N}}. \qquad (1)$$

Значительные усилия научного сообщества были направлены на исследования экспериментальных схем, позволяющих достичь максимально возможного количество атомов в сенсоре. В качестве источника атомов для квантовых сенсоров в подавляющем большинстве случаев используется магнито-оптическая ловушка (МОЛ). МОЛ необходима для первичного охлаждения и локализации атомов. Как правило, на начальном этапе приготовления атомного ансамбля в МОЛ его температура соответствует доплеровскому пределу охлаждения (145 мкК для атомов Rb). На последующих этапах атомный ансамбль охлаждается ниже доплеровского предела за счет субдоплеровских механизмов охлаждения (порядка 10 мкК), а затем, при необходимости, достигается его температура порядка 100 нК методом испарительного охлаждения. Каждый из указанных этапов, особенно этап испарительного охлаждения, связан с потерей количества атомов. По этой причине именно максимальное количество атомов в МОЛ, полученное на этапе приготовления первичного атомного ансамбля, будет во многом определять точность квантового сенсора.

Помимо этого, ансамбли холодных атомов, формируемые в МОЛ, используются в качестве источников атомов для большого круга экспериментов. К таким, например, относятся эксперименты по исследованию механизмов субдоплеровского охлаждения атомов [4] с целью увеличения количества атомов в состоянии бозе-эйнштейновской конденсации [5]. Ко-

[1)]e-mail: afanasiev@isan.troitsk.ru

личество атомов в МОЛ играет важную роль при исследовании свойств ультрахолодной плазмы [6] и атомов в ридберговских состояниях [7].

Современные тенденции в развитии квантовых сенсоров направлены на их миниатюризацию и энергоэффективность. Это связано с необходимостью располагать квантовые сенсоры на движущихся платформах как для исследований в фундаментальной физике, так и для прикладных задач. В частности, активно развиваются направления использования квантовых сенсоров в космическом пространстве [8, 9]. Комплексным решением миниатюризации и энергоэффективности является использование технологии атомного чипа [10]. Действительно, технология атомного чипа позволяет провести миниатюризацию квантового сенсора и увеличить его энергоэффективность за счет уменьшения эффективного сопротивления используемых на чипе электрических микропроводов. Кроме того, вблизи микропроводов возможно достичь высоких градиентов магнитных полей, которые недостижимы в случае использования катушек квадрупольного поля. Это, в свою очередь, позволяет быстро и эффективно достигать бозе-эйнштейновской конденсации [11].

Атомный чип позволяет формировать вблизи его поверхности распределение магнитного поля, близкое к квадрупольному [12], необходимое для формирования МОЛ. Это дает возможность производить охлаждение и захват атомов вблизи атомного чипа без использования катушек квадрупольного поля, которые являются более громоздкими и менее энергоэффективными в сравнении с атомным чипом. Квадрупольное магнитное поле, необходимое для формирования первичного ансамбля холодных атомов на чипе, создается за счет протекания тока через микропровод атомного чипа, размещенного в однородном внешнем магнитном поле [13]. Такая конфигурация обеспечивает требуемое распределение магнитного поля, в котором в центре ловушки магнитное поле равно нулю. При смещении из центральной области ловушки мультипольные компоненты магнитного поля высших порядков (гексапольная, октупольная) искажают квадрупольное распределение. Это приводит к тому, что эффективный объем МОЛ, в котором происходит охлаждение, уменьшается [14].

Количество атомов в МОЛ N определяется выражением [15]:

$$N = R\tau, \tag{2}$$

где R – скорость загрузки атомов в МОЛ и τ – время жизни атомов, которое определяется процессами столкновения атомов с остаточными газами в вакуумной камере. Как правило, при использовании МОЛ с квадрупольным распределением магнитного поля скорость загрузки определяется площадью лазерных лучей и потоком атомов. При отклонении пространственного распределения магнитного поля от квадрупольного объем области эффективного захвата атомов будет определяться не размерами лазерных лучей, а эффективным размером области, где отклонения магнитного поля от "идеального" распределения малы. Очевидно, что при такой ситуации способом увеличения R остается увеличение потока атомов, поступающих в область охлаждения.

Существует два подхода для загрузки атомов в МОЛ: (1) из атомного пара, который можно создать в области МОЛ при помощи диспенсера, и (2) из атомного пучка. Оба подхода исследуются в настоящей работе с целью определения оптимальных параметров увеличения скорости загрузки атомов в МОЛ, сформированную вблизи атомного чипа.

Методы локализации атомов вблизи атомного чипа и их детектирования описаны ранее в нашей работе [16]. Для охлаждения атомов вблизи атомного чипа используется зеркальная МОЛ, которая формируется двумя лазерными лучами. Один из этих лучей распространяется параллельно плоскости атомного чипа, а второй отражается от нее под углом 45°. Далее эти лучи отражаются в обратном направлении, пройдя два раза через четвертьволновую пластину. При такой конфигурации лазерное поле вблизи атомного чипа будет эквивалентно полю, которое используется в трехмерной МОЛ.

Магнитное квадрупольное поле, необходимое для МОЛ, формируется за счет протекания тока через U-образный провод на поверхности атомного чипа, находящегося во внешнем однородном магнитном поле. Ширина используемого в данной работе провода составляла значение 2.9 мм, длина – 6.2 мм и толщина – 7 мкм. В такой конфигурации возможно было пропускать через микропровод электрический ток величиной 8 А без его существенного нагрева, что позволяло проводить измерения с большими временами загрузки атомов в МОЛ.

Загрузка атомов в МОЛ из атомных паров позволяет сделать систему компактной. Однако достижение высокой скорости загрузки R требует значительного увеличения давления паров Rb в вакуумной камере, что негативно сказывается на времени жизни атомов в МОЛ. Данный подход использовался в [16], и количество локализованных атомов было небольшим (порядка 10^5), что не позволяет использовать такой метод для задач квантовой сенсорики.

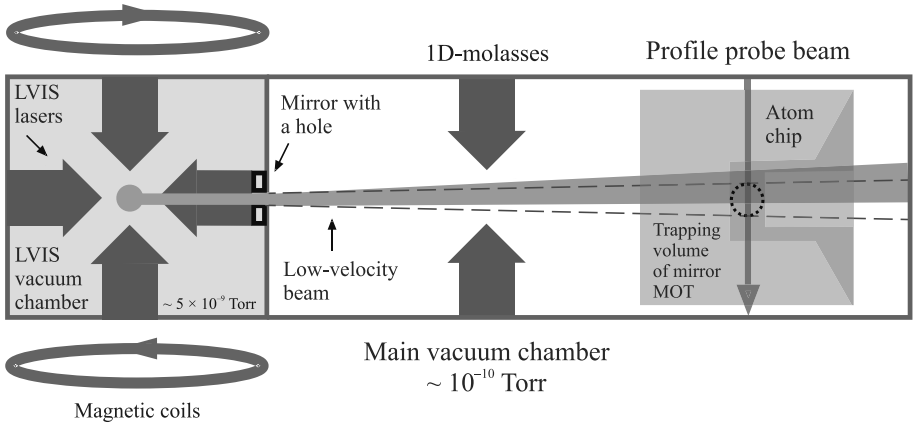

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки для загрузки атомов в МОЛ вблизи атомного чипа из низкоскоростного атомного пучка

В данной работе мы исследуем динамику загрузки и определяем время жизни атомов в МОЛ при загрузке из паров для сравнения с методом загрузки из атомного пучка.

При использовании атомного пучка для загрузки МОЛ экспериментальная установка состоит из двух вакуумных камер с дифференциальной откачкой. Одна камера – для атомного источника с относительно невысоким для современных систем на основе холодных атомов вакуумом. Другая камера – с высоким вакуумом – для атомного чипа (рис. 1). В этом случае атомный чип, формирующий требуемое распределение магнитного поля, размещается в ультравысоковакуумной камере с давлением 10^{-10} Торр. Атомный пучок формируется из атомов, находящихся в камере при давлении порядка нескольких единиц 10^{-9} Торр. В этой камере создается трехмерная магнито-оптическая ловушка, из которой формируется низкоскоростной атомный пучок для загрузки атомного чипа [17]. Средняя скорость атомов в направлении распространения пучка $V = 14$ м/с. Для формирования низкоскоростного атомного пучка из МОЛ изготавливается отверстие диаметром 1 мм в зеркале, которое служит для создания требуемой конфигурации лазерных полей трехмерной МОЛ. Это отверстие также является отверстием для дифференциальной откачки. Наличие отверстия формирует в отраженном луче область с отсутствием лазерного поля, что приводит к дисбалансу сил светового давления в центральной части МОЛ: суммарная сила действует на атомы в направлении отверстия. Атомный пучок из трехмерной МОЛ направляется в область с атомным чипом, где происходит дальнейшее охлаждение и локализация атомов.

В нашей установке на пути распространения низкоскоростного атомного пучка сформирована область взаимодействия атомов с поперечным лазерным излучением и двумерным квадрупольным магнитным полем. Данная область может быть использована для фокусировки атомного пучка в область атомного чипа [18, 19]. В настоящей работе используется только лазерное излучение без квадрупольного магнитного поля в конфигурации одномерного поперечного лазерного охлаждения (одномерная оптическая патока, 1D-molasses). Это позволяет осуществлять пространственный контроль положения атомного пучка в плоскости, параллельной плоскости атомного чипа, за счет создания дополнительной силы в поперечном направлении. Величина силы контролировалась интенсивностью лазерного излучения. Оптимальное положение атомного пучка достигалось при интенсивности, равной интенсивности насыщения перехода. Частота излучения использовалась такая же, как и при формировании низкоскоростоного атомного пучка и охлаждении атомов вблизи атомного чипа. Длина области взаимодействия составляла значение 15 мм.

В работе используются атомы ^{87}Rb. Это определяет частоты лазерных полей, используемых для охлаждения, управления и локализации атомов. Для этих целей используется лазер, стабилизированный по частоте с отстройкой $\delta = -2\Gamma$ ($\Gamma = 2\pi \times 6$ МГц – ширина атомного перехода Rb) относительно перехода $5S_{1/2}\,F = 2 \to 5P_{3/2}\,F' = 3$ ^{87}Rb. Для оптической накачки атомов Rb использовалось излучение другого лазера, стабилизированное по частоте вблизи перехода $5S_{1/2}\,F = 1 \to 5P_{3/2}\,F' = 2$ ^{87}Rb. Излучение лазеров пространственно совмещалось и передавалось в область эксперимента по оптическим волокнам, сохраняющим поляризацию.

В области атомного чипа был сформирован зондирующий лазерный луч диаметром 1 мм. Этот луч

распространялся в плоскости, параллельной атомному чипу, перпендикулярно атомному пучку. Использование этого луча позволяло визуализировать пространственное положение атомного пучка в области атомного чипа по резонансной флуоресценции атомов, детектируемой камерой, расположенной снизу вакуумной камеры.

Динамика загрузки атомов в МОЛ описывается следующим уравнением:

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \frac{N(t)}{\tau} - \beta N^2(t), \tag{3}$$

где $N(t)$ – количество атомов в МОЛ в момент времени t, отсчитываемого от начала загрузки, R – скорость загрузки, τ – время жизни атомов в МОЛ, определяемое столкновениями с остаточным газом в вакуумной камере, β – вероятность потери холодного атома при столкновении с другим холодным атомом в МОЛ (двухчастичные взаимодействия) [20]. Из (3) следует, что динамика количества атомов в МОЛ при начальном условии $N(0) = 0$ будет определяться следующим выражением:

$$N(t) = \frac{2R\tau \tanh \frac{At}{2\tau}}{A + \tanh \frac{At}{2\tau}}, \tag{4}$$

$$A = \sqrt{1 + 4R\tau^2\beta}.$$

Когда концентрация атомов $n = N/V$, где V – объем ловушки, в МОЛ мала и двухчастичные взаимодействия еще не являются ограничивающим фактором на загрузку атомов, последним членом в (3) можно пренебречь. В этом случае выражение (4) приобретает вид:

$$N(t) = R\tau(1 - e^{-t/\tau}). \tag{5}$$

При выключении загрузки атомов (перекрытии атомного пучка) начинается распад атомного ансамбля в МОЛ. Из выражения (3) можно определить динамику изменения количества атомов в МОЛ:

$$N(t) = \frac{N_0 e^{-t/\tau}}{1 + N_0\tau\beta(1 - e^{-t/\tau})}. \tag{6}$$

Выражение (6), когда двухчастичные взаимодействия не влияют на время жизни атомов в атомном ансамбле, принимает вид:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau}. \tag{7}$$

На рисунке 2a представлены зависимости количества атомов в МОЛ, образованной вблизи атомного чипа, от времени, которое отсчитывается от времени включения лазерных лучей при различных методах загрузки МОЛ. Количество атомов в МОЛ определялось по сигналу флуоресценции. При загрузке атомов из паров (рис. 2a, черная кривая) с помощью диспенсера, расположенного рядом с атомным чипом, количество атомов в МОЛ наименьшее. Видно, что при использовании атомного пучка (рис. 2a, зеленая и синяя кривые) количество атомов, локализованных в МОЛ, резко вырастает. В таблице 1 приведены полученные значения стационарного количества атомов в ловушке, скорость загрузки и время жизни атомов в МОЛ.

Приведенные в табл. 1 параметры оценивались с применением выражения (5) (простая экспоненциальная зависимость). Двухчастичные столкновения не учитывались в обработке экспериментальных данных. Это связано с тем фактом, что на динамику загрузки атомов в МОЛ вблизи атомного чипа влияет динамика формирования МОЛ для низкоскоростного атомного пучка. В силу особенностей нашей экспериментальной установки, МОЛ низкоскоростного атомного пучка начинает формироваться в момент времени $t_0 = 0$ одновременно с включением охлаждающего лазерного излучения вблизи атомного чипа. Это приводит к тому, что поток атомов, а соответственно и скорость загрузки R, в начальный момент времени будут зависеть от времени. Нам удалось учесть двухчастичные столкновения и, следовательно, определить параметр β из кривых разгрузки (см. ниже).

Загрузка атомов из низкоскоростного атомного пучка чувствительна к положению низкоскоростного атомного пучка по отношению к положению атомного чипа. Данное положение можно контролировать с использованием оптической патоки. Зеленая кривая на рис. 2a соответствует случаю загрузки МОЛ без использования оптической патоки. В этом случае положение атомного пучка в области атомного чипа оказалось неоптимальным (рис. 2c). Оптимальным является положение, когда атомный пучок проходит через центральную область атомного чипа. На рисунке 2b и c показано изображение атомного пучка (атомный пучок распространяется слева направо; детектирующий лазерный луч распространяется сверху вниз; их пересечение помечено красным цветом) на фоне атомного чипа, демонстрирующее его пространственное положение. Желтым выделен микропровод U-образной ловушки, по которому протекает ток для формирования, требуемого для МОЛ магнитного поля. Из рисунка 2c видно, что атомный пучок смещен относительно центральной части

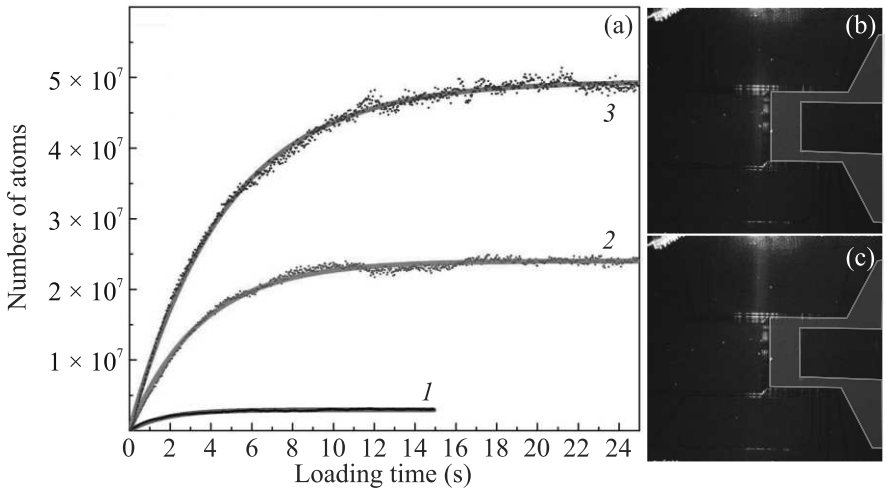

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Измеренная временная зависимость количества атомов в МОЛ. Черная кривая (*1*) соответствует загрузке атомов из тепловых паров (параметры загрузки: $R = 0.2 \times 10^7\,\mathrm{c}^{-1}$; $t = 1.8\,\mathrm{c}$); зеленая кривая (*2*) – загрузка атомов осуществлялась из низкоскоростного атомного пучка, положение которого относительно центра атомного чипа показано на рис. (c) (параметры загрузки: $R = 0.7 \times 10^7\,\mathrm{c}^{-1}$; $t = 3.5\,\mathrm{c}$); синяя кривая (*3*) соответствует загрузке атомов из низкоскоростного атомного пучка, положение которого контролировалось с использованием одномерной оптической патоки (b) (параметры загрузки: $R = 1.1 \times 10^7\,\mathrm{c}^{-1}$; $t = 4.7\,\mathrm{c}$); на рис. (b) и (c) показаны фотографии подсвеченного атомного пучка на фоне атомного чипа. Атомный пучок распространяется слева направо, и он подсвечивается узким лазерным лучом, распространяющимся сверху вниз. Красным показаны области пересечения атомного пучка с лазерным лучом. Желтым выделен микропровод U-образной ловушки, по которому протекает ток для формирования требуемого для МОЛ магнитного поля

Таблица 1. Параметры МОЛ при различных методах загрузки

Метод загрузки МОЛ	Стационарное количество атомов в МОЛ N_0	Скорость загрузки R, $\times 10^7\,\mathrm{c}^{-1}$	Время жизни атомов τ, с
Из паров	0.3×10^7	0.17 ± 0.02	1.76 ± 0.02
Из атомного пучка	2.4×10^7	0.69 ± 0.01	3.46 ± 0.02
Из атомного пучка при коррекции с помощью одномерной оптической патоки (1D-molasses)	4.9×10^7	1.06 ± 0.01	4.68 ± 0.02

атомного чипа. Это является следствием наличия остаточной поперечной скорости атомов на выходе из формирующей атомный пучок диафрагмы. Наши оценки, проведенные на основании геометрии нашей установки и характерных скоростях атомов в низкоскоростных атомных пучках, показывают, что величина этой скорости составляет значение порядка $0.3\,\mathrm{м/с}$.

Синяя кривая на рис. 2a соответствует случаю загрузки МОЛ с использованием одномерной оптической патоки, когда достигнуто оптимальное положение атомного пучка по отношению к атомному чипу. Пространственное сканирование положения пучка позволило увеличить скорость загрузки атомов (в 1.5 раза) и их количество в стационарном состоянии (в 2 раза).

Наши измерения показали,что время жизни атомов в МОЛ τ при загрузке из атомных паров мало. Это связано с увеличением давления паров Rb в вакуумной камере при включении диспенсера. И это же является причиной меньшей скорости загрузки атомов в МОЛ R по сравнению с загрузкой из атомного пучка. Действительно, в МОЛ локализуются только атомы со скоростью меньше критической [15] $v_c \sim 35\,\mathrm{м/с}$. При загрузке атомов из паров атомы имеют максвелловское распределение по скоростям и количество атомов требуемых скоростных групп мало. При загрузке атомов из низкоскоростного атомного пучка поток атомов с $v < v_c$ существенно больше.

Положение атомного пучка относительно атомного чипа не должно изменять давление паров в ва-

куумной камере. По этой причине ожидаемое время жизни атомов τ при изменении положения пучка не должно изменяться. Из полученных данных видно, что оно отличается на 35 %. Это может быть связано с отличием динамики загрузки от выражения (3) при большом количестве атомов в МОЛ.

По этой причине было проведено прямое измерение времени жизни атомов в МОЛ. Данное измерение предусматривает выключение потока атомов, поступающих в область охлаждения, после достижения в МОЛ стационарного значения количества атомов ("разгрузка" атомов из МОЛ). Поскольку быстро убрать атомные пары из области атомного чипа при использовании диспенсера невозможно, то такие измерения были проведены только при загрузке МОЛ из атомного пучка. Для выключения атомного пучка производилось выключение лазерного поля трехмерной МОЛ, которая формирует низкоскоростной атомный пучок.

На рисунке 3 представлены зависимости числа атомов в МОЛ от времени при выключении атомного пучка. Зависимости представлены в логарифмическом масштабе для двух случаев загрузки: с коррекцией положения пучка одномерной оптической патокой и без. В первом случае количество атомов в МОЛ в стационарном состоянии больше. После загрузки атомов из атомного пучка без пространственной корректировки, кривая разгрузки атомов из МОЛ аппроксимируется выражением (6) с параметрами $\tau = 4.3$ с и $\beta = 3.3\times10^{-9}\,\text{с}^{-1}$ (по порядку величины совпадает с результатами других групп [21]).

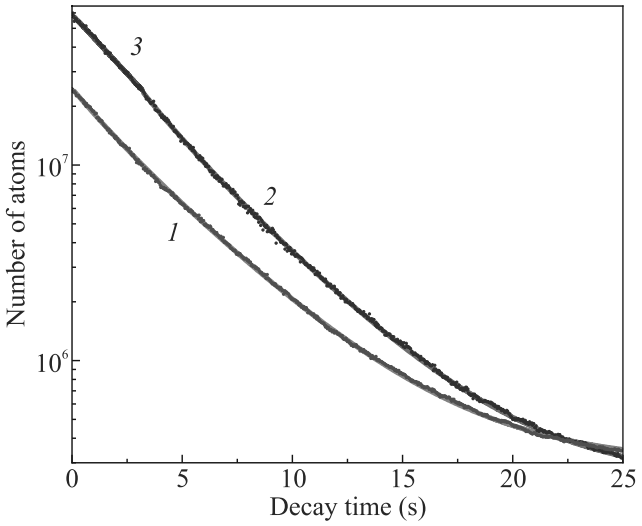

Рис. 3. (Цветной онлайн) Временная зависимость количества атомов в МОЛ при выключении низкоскоростного атомного пучка (разгрузка МОЛ). Синяя кривая (*2*) получена после загрузки МОЛ из низкоскоростного атомного пучка с использованием одномерной оптической патоки (параметры разгрузки: $\tau = 4.0$ с; $\beta = 3.4\times10^{-9}\,\text{с}^{-}$); зеленая кривая (*1*) соответствует загрузке без одномерной оптической патоки (параметры разгрузки: $\tau = 4.3$ с; $\beta = 3.3\times10^{-9}\,\text{с}^{-1}$). Красная кривая (*3*) показывает аппроксимацию экспоненциальной зависимостью количества атомов в МОЛ на начальном этапе при большом количестве атомов в МОЛ (с параметром $\tau_{fs} = 3.6$ с)

При увеличении количества атомов в ловушке, что достигается использованием пространственной корректировки положения атомного пучка одномерной оптической патокой на этапе загрузки МОЛ, кривая разгрузки на рис. 3 уже не аппроксимируется выражением (6). Как показывают исследования [21, 22], при достаточно большом количестве атомов на начальном этапе кривая разгрузки описывается экспоненциальным законом типа (7), однако с другой константой времени $\tau_{fs} < \tau$. Этот эффект связан с достижением предельной концентрации атомов в МОЛ вследствие эффективного отталкивания между холодными атомами. На рисунке 3 этот участок показан красным цветом. При этом полученный показатель экспоненты составил значение $\tau_{fs} = 3.6$ с. Кривая аппроксимируется выражением (6), начиная с количества атомов равного 2.5×10^7 и меньше, с параметрами $\tau = 4.0$ с и $\beta = 3.4\times10^{-9}\,\text{с}^{-1}$.

Из полученных данных видно,что при использовании пространственной коррекции атомного пучка с использованием одномерной оптической патоки удается достичь режимов, когда количество атомов в МОЛ начинает существенно влиять на динамику их потерь. Дальнейшее увеличение атомов в МОЛ может быть достигнуто за счет увеличения потока атомов, поступающих в область эффективного охлаждения. Этого можно достичь при использовании фокусировки атомного пучка [18, 19].

Наши исследования показали преимущество загрузки атомного чипа из низкоскоростного атомного пучка. Преимущества связаны с двумя факторами. Во-первых, при использовании загрузки из атомного пучка удается достигнуть больших времен жизни атомов в МОЛ. Это связано с тем фактом, что использование атомного пучка позволяет избежать формирования паров атомов Rb в области атомного чипа, а следовательно, избежать дополнительных столкновений, приводящих к потерям атомов в МОЛ. Измерения показывают, что время жизни атомов в магнито-оптической ловушке, сформированной вблизи атомного чипа, составляет значение порядка 4.1 с. Во-вторых, использование атомного пучка позволяет производить пространственный контроль по-

ложения атомов в области локализации, оптимизируя тем самым скорость загрузки атомов. Большое время жизни и высокая скорость загрузки атомов позволяют локализовать большее количество атомов вблизи атомного чипа, около 4.9×10^7. Для сравнения, полученное нами в МОЛ количество атомов больше, чем в эксперименте, в котором была проведена компенсация гексапольной компоненты магнитного поля [23]. Достигнутое значение количества атомов характерно для современных систем на базе атомного чипа [24].

Финансирование работы. Настоящая публикация подготовлена в результате выполнения работы # 23-00-008 "Перспективные методы лазерной спектроскопии с использованием холодных атомов" в рамках Программы "Научный фонд Национального исследовательского университета "Высшая школа экономики" (НИУ ВШЭ)".

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет известных конкурирующих финансовых интересов или личных отношений, которые могли бы повлиять на работу, представленную в этой статье.

1. C. L. Degen, F. Reinhard, and P. Cappellaro, Rev. Mod. Phys. **89**, 035002 (2017).
2. G. M. Tino, Quantum Sci. Technol. **6**, 024014 (2021).
3. G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten, and C. Salomon, Phys. Rev. Lett. **82**, 4619 (1999).
4. D. Provorchenko, D. Tregubov, D. Mishin, M. Yaushev, D. Kryuchkov, V. Sorokin, K. Khabarova, A. Golovizin, and N. Kolachevsky, Atoms **11**, 30 (2023).
5. E. T. Davletov, V. V. Tsyganok, V. A. Khlebnikov, D. A. Pershin, D. V. Shaykin, and A. V. Akimov, Phys. Rev. A **102**, 011302 (2020).
6. B. B. Zelener, S. Y. Bronin, E. V. Vilshanskaya, E. V. Vikhrov, K. P. Galstyan, N. V. Morozov, S. A. Saakyan, V. A. Sautenkov, and B. V. Zelener, Quantum Electron. **52**, 523 (2022).
7. D. B. Tretyakov, V. M. Entin, E. A. Yakshina, I. I. Beterov, and I. I. Ryabtsev, Quantum Electron. **52**, 513 (2022).
8. D. Becker, M. D. Lachmann, S. T. Seidel, H. Ahlers, A. N. Dinkelaker, J. Grosse, O. Hellmig, H. Muntinga, V. Schkolnik, and T. Wendrich, Nature **562**, 391 (2018).
9. D. C. Aveline, J. R. Williams, E. R. Elliott, C. Dutenhoffer, J. R. Kellogg, J. M. Kohel, N. E. Lay, K. Oudrhiri, R. F. Shotwell, N. Yu, and R. J. Thompson, Nature **582**, 193 (2020).
10. D. Li, W. He, S. Shi, B. Wu, Y. Xiao, Q. Lin, and L. Li, Sensors **23**, 5089 (2023).
11. J. Rudolph, W. Herr, C. Grzeschik, T. Sternke, A. Grote, M. Popp, D. Becker, H. Muntinga, H. Ahlers, A. Peters, C. Lämmerzahl, K. Sengstock, N. Gaaloul, W. Ertmer, and E. .M. Rasel, New J. Phys. **17**, 065001 (2015).
12. J. Reichel, Applied Physics B **74**, 469 (2002).
13. J. Reichel, W. Hansel, and T. W. Hansch, Phys. Rev. Lett. **83**, 3398 (1999).
14. S. Wildermuth, P. Kruger, C. Becker, M. Brajdic, S. Haupt, A. Kasper, R. Folman, and J. Schmiedmayer, Phys. Rev. A **69**, 030901 (2004).
15. A. M. Steane, M. Chowdhury, and C. J. Foot, JOSA B **9**, 2142 (1992).
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. Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, Phys. Rev. Lett. **77**, 3331 (1996).
18. A. E. Afanasiev, D. V. Bykova, P. I. Skakunenko, and V. I. Balykin, JETP Lett. **115**, 509 (2022).
19. D. Bykova, A. Afanasiev, and V. Balykin, JETP Lett. **118**, 14 (2023).
20. D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **63**, 961 (1989).
21. T. Walker and P. Feng, Adv. Atom. Mol. Opt. Phys. **34**, 125 (1994).
22. L. Marcassa, V. Bagnato, Y. Wang, C. Tsao, J. Weiner, O. Dulieu, Y. B. Band, and P. S. Julienne, Phys. Rev. A **47**, R4563 (1993).
23. M. Hyodo, K. Nakayama, M. Watanabe, and R. Ohmukai, Phys. Rev. A **76**, 013419 (2007).
24. V. Singh, V. B. Tiwari, A. Chaudhary, R. Shukla, C. Mukherjee, and S. R. Mishra, J. Appl. Phys. **133**, 084402 (2023).