Письма в ЖЭТФ, том 118, вып. 1, с. 7 – 13

Острая фокусировка атомного пучка с использованием доплеровского и суб-доплеровского механизмов лазерного охлаждения в двумерной магнито-оптической ловушке

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

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

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

Поступила в редакцию 22 мая 2023 г.
После переработки 22 мая 2023 г.
Принята к публикации 22 мая 2023 г.

В работе рассмотрена фокусировка атомного пучка с использованием двумерной магнито-оптической ловушки с целью увеличения количества атомов в области их лазерного охлаждения и локализации вблизи атомного чипа. Рассмотрены два режима взаимодействия атомов с фокусирующим лазерным полем: (1) доплеровский режим взаимодействия, который реализуется при малых отстройках лазерного поля от частоты атомного резонанса и (2) суб-доплеровский режим взаимодействия, который реализуется при больших отстройках лазерного излучения от частоты атомного резонанса. В первом случае в силу диффузии импульса эффективность фокусировки низкая. Показано, что при использовании суб-доплеровского механизма охлаждения диффузия импульса несущественна и, как следствие, увеличение ширины скоростного распределения атомов по поперечным скоростям незначительно. В таком режиме взаимодействия возможна острая фокусировка атомного пучка.

DOI: 10.31857/S1234567823130037, EDN: fzjdgk

1. Введение. Важной задачей при создании квантовых сенсоров является формирование ансамбля ультрахолодных атомов в магнито-оптической ловушке. Такой атомный ансамбль в дальнейшем используется в качестве источника атомов при построении квантового сенсора. Количество атомов в ансамбле определяет точность квантовых сенсоров. По этой причине необходимо формировать ультрахолодные ансамбли как можно с большим количеством атомов. При этом важным является не только количество атомов в магнито-оптической ловушке (МОЛ), но и время, требуемое для создания атомного ансамбля. Существенным параметром в решении данной задачи является величина потока атомов в области их последующего лазерного охлаждения и локализации в МОЛ. Величина потока атомов важна и при формировании атомного ансамбля в МОЛ в схеме с использованием атомного чипа. Эффективная область захвата атомов при их лазерном охлаждении вблизи атомного чипа значительно меньше области захвата в традиционной трехмерной магнито-оптической ловушке. Это связано с отклонением направления вектора магнитного поля МОЛ атомного чипа от квадрупольного [1, 2].

Ранее нами [3] был рассмотрен подход по увеличению потока атомов в области их дальнейшего лазерного охлаждения вблизи атомного чипа на основе фокусировки атомного пучка. Было показано, что использование фокусировки пучка атомов позволяет увеличить поток атомов в 160 раз в геометрии экспериментальной установки, используемой в работе [4]. В основе фокусировки атомного пучка лежит использование двумерной магнито-оптической ловушки атомов (2D-МОЛ) [5]. Пространственная и временная динамика атомов в такой ловушке при определенных параметрах аналогична динамике осциллятора с избыточным демпфированием. Такой режим взаимодействия атомов с 2D-МОЛ приводит к тому, что поперечная скорость атомов на выходе из области взаимодействия с 2D-МОЛ зависит только от поперечной координаты атома и не зависит от начальной поперечной скорости. В силу этого все атомы с одинаковой продольной скоростью фокусируются в одну точку. Наличие в атомном пучке распределения атомов по продольным скоростям приводит к аналогу хроматической аберрации. Было показано, что диаметр фокального пятна составляет 250 мкм при фокусном расстоянии 25 см.

В рассмотренном нами ранее анализе фокусировки атомов не учитывалась диффузия импульса ато-

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

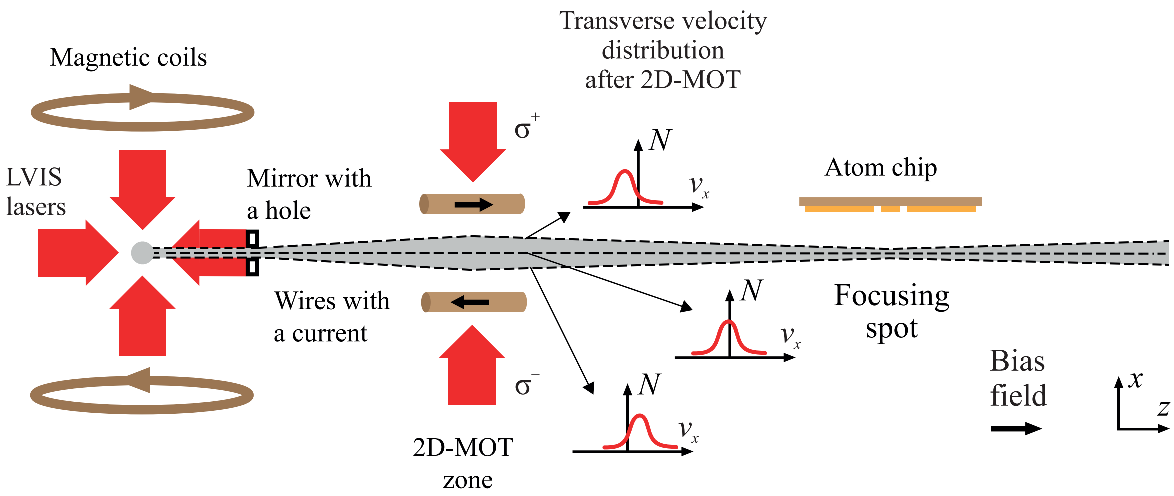

Рис. 1. Принципиальная схема фокусировки атомного пучка, сформированного из низкоскоростного атомного источника, в область локализации атомного чипа. Атомы после прохождения области взаимодействия с 2D-МОЛ обладают распределением по скоростям в поперечном направлении, обусловленным диффузией импульса. Средняя скорость определяется координатой x атома в 2D-МОЛ

мов при взаимодействии с лазерным полем 2D-МОЛ. Диффузия импульса приводит к нагреву атомов и увеличению ширины их скоростного распределения в области выхода из 2D-МОЛ. Это, в свою очередь, может приводить к увеличению поперечного размера атомного пучка в фокусе. В настоящей работе рассмотрено два режима взаимодействия атомов с фокусирующим лазерным полем. (1) Доплеровский режим взаимодействия, который реализуется при малых отстройках лазерного поля от точной частоты атомного резонанса. В этом режиме из-за диффузии импульса атомов эффективность фокусировки при рассмотренных параметрах низкая. (2) Субдоплеровский режим взаимодействия, который реализуется при больших отстройках лазерного излучения. Показано, что при суб-доплеровском режиме взаимодействия диффузия импульса атома незначительна, и, как следствие, реализуется эффективная острая фокусировка атомов.

2. Схема фокусировки атомного пучка. Для загрузки МОЛ вблизи атомного чипа (рис. 1) в работе [3] предлагается использовать низкоскоростной атомный пучок [6]. Атомный пучок формируется из трехмерной магнито-оптической ловушки через отверстие диаметром 1 мм в одном из зеркал, формирующих МОЛ. В данной работе рассматривается загрузка ловушки атомного чипа в той же конфигурации, но с использованием фокусировки атомного пучка. Для этого в схеме рис. 1 на расстоянии 7 см от отверстия расположена двумерная магнитооптическая ловушка (2D-МОЛ). 2D-МОЛ формируется проводниками с током, которые создают требуемый градиент магнитного поля и соответствующими лазерными полями. Данная конфигурация магнитных и лазерных полей 2D-МОЛ может быть использована для фокусировки атомного пучка [7].

Основная идея фокусировки атомов с использованием 2D-МОЛ следующая [5]. Атомы, пройдя через область взаимодействия с лазерными и магнитными полями, изменяют свое направление поперечной скорости. На рисунке 1 схематично представлено распределение атомов по поперечным скоростям на выходе их 2D-МОЛ. Средняя скорость атомов в этой точке определяется координатой x атома в 2D-МОЛ. Изменение направления скорости связано с действием силы светового давления на атомы со стороны лазерного поля. Величина этой силы зависит от поперечной координаты атома в атомном пучке из-за наличия градиента магнитного поля. Эти два фактора, при выполнении условия достаточно долгого нахождения атома в области 2D-МОЛ, обеспечивают независимость длины фокусировки от начальной поперечной скорости [7].

В данной работе область взаимодействия атомов в 2D-МОЛ составляет длину 2 см, а расчетное фокусное расстояние составляет величину 25 см. Такая геометрия обусловлена имеющейся экспериментальной установкой [4].

Существует два основных отличия рассматриваемой конфигурации от конфигурации в эксперименте [7], в котором была продемонстрирована фокусировка с использованием 2D-МОЛ. Первым отличием является величина фокусного расстояния. Фактически в эксперименте [7] была продемонстрирована короткофокусная атомная линза с фокусным расстоянием 8 см. Вторым отличием является температура атомного пучка. Фокусировка была продемонстрирована для скоростной группы 100 м/с в тепловом пучке. В силу этого диффузия импульса в поперечном направлении не приводила к значительному уширению области фокусировки, которая составила значение порядка 270 мкм.

Следует отметить, что существенной особенностью рассматриваемой атомной линзы является то, что сила, действующая на атомы в поле линзы, является диссипативной по своей природе. В такой линзе при взаимодействии атома с лазерным излучением необходимо учитывать не только изменение скорости атома, но и его диффузию импульса. Это приводит к тому, что атом приобретает дополнительную стохастическую добавку к импульсу на выходе из 2D-МОЛ, а, следовательно, и скорости атомов в направлении оси X получают распределение вблизи средней скорости (схематично представлено на рис. 1). Не трудно показать, что размер атомного пучка Δx в области фокусировки из-за этого эффекта в поперечном направлении будет порядка:

$$\Delta x = \frac{f}{v_z}\Delta v_x, \tag{1}$$

где f – фокусное расстояние, v_z – продольная скорость атомов, а Δv_x – ширина скоростного распределения атомов в поперечном направлении. Ширина скоростного распределения атомов в поперечном направлении определяется доплеровским пределом охлаждения. Для условий эксперимента [7] оценки параметров фокусировки следующие: $f = 0.08$ м, $v_z = 100$ м/с, $\Delta v_x = 0.25$ м/с, $\Delta x = 200$ мкм. Эти значения хорошо согласуется с экспериментальными данными [7].

Из выражения (1) следует, что увеличение фокусного расстояния и уменьшение продольной скорости атомов будет приводить к увеличению размера атомного пучка в области его фокусировки. Так, для геометрии работы [3] и рассматриваемой в настоящей статье, ожидаемый диаметр фокусировки составит значение $\Delta x = 4.5$ мм при значении продольной скорости низкоскоростного атомного пучка $v_z = 14$ м/с.

Из приведенных оценок видно, что при заданной геометрии эксперимента существует две принципиальные возможности уменьшения диаметра пятна фокусировки атомного пучка. Первая заключается в увеличении продольной скорости атомов. Данный подход позволит уменьшить диаметр пятна фокусировки примерно на порядок. Однако, атомные пучки с малой скоростью необходимы как при загрузке МОЛ атомного чипа, так и при загрузке классических трехмерных МОЛ, так как в них локализуются только атомы, скорость которых меньше критической скорости захвата [8]. Ее величина не превышает значение 100 м/с. По этой причине, увеличение продольной скорости атомного пучка приведет не только к уменьшению диаметра фокусировки атомного пучка, но и к уменьшению количества захваченных атомов.

Другим подходом к уменьшению диаметра сфокусированного пучка может быть подход на основе уменьшения ширины скоростного распределения атомов на выходе из 2D-МОЛ. Этого можно достичь с применением метода суб-доплеровского охлаждения атомов в 2D-МОЛ. При этом ширина скоростного распределения может быть уменьшена на порядок, что приведет к аналогичному уменьшению диметра пятна фокусировки.

3. Параметры фокусировки атомного пучка с использованием 2D-МОЛ.

3.1. Доплеровский механизм взаимодействия атомов с излучением в 2D-МОЛ. Рассмотрим атом, движущийся вдоль оси Z с продольной скоростью v_z и поперечной v_x. В области 2D-МОЛ атом взаимодействует с лазерным излучением, частота которого отстроена от частоты точного атомного перехода на величину δ. Лазерное излучение формируется двумя лучами: один направлен вдоль оси X, второй – в обратном направлении. Поляризация лазерного излучения – циркулярная. Помимо лазерного поля, в области 2D-МОЛ существует градиент магнитного поля.

Траектории движения атома в 2D-МОЛ может быть определена из решения уравнения Ньютона $\ddot{x}(t) = a_{v_x} v_x(t) + a_x x(t)$ с начальными условиями $x(0) = x_0$, $v_x(0) = v_{x_0}$, где $x(t)$ – координата атома вдоль оси x в момент времени t, a_x и a_{v_x} – численные коэффициенты, определяемые действующей на атом в области 2D-МОЛ силой $F_x(x, v_x)$. Коэффициенты являются первыми членами разложения выражения для ускорения атома $a = F_x(x, v_x)/m$ в пределе $x \to 0$ и $v_x \to 0$, где m – масса атома.

Для нахождения аналитического решения данного уравнения удобно предположить, что атом не меняет свою координату вдоль оси X при пролете зоны взаимодействия 2D-МОЛ. Это предположение согласуется с результатами численного расчета траекторий движения атомов, которое было рассмотрено в [3]. Для определения точки фокусировки на оси Z необходимо определить скорость v_x атомов на выходе из зоны взаимодействия. Для этого можно рассмотреть решение уравнения $\dot{v}_x(t) = a_{v_x} v_x(t) + a_x x_0$. Можно показать, что при условии $a_{v_x} < 0$ и $|a_{v_x}| \gg L/v_z$ фокусное расстояние f будет определяться выражением:

$$f = \frac{a_{v_x}}{a_x} v_z. \tag{2}$$

Как было показано в работе [3], при доплеровском режиме лазерного охлаждения атомов условие $a_{v_x} < 0$ выполняется при выборе отстройки $\delta < 0$ относительно частоты атомного перехода. Условие $|a_{v_x}| \gg L/v_z$ выполняется при использовании низкоскоростных атомных пучков для длин взаимодействия с 2D-МОЛ более 2 мм. При рассмотрении доплеровского режима взаимодействия атомов с лазерным полем можно ограничиться случаем атомов с полным моментом основного состояния $F_g = 0$ и возбужденного $F_e = 1$. В этом случае сдвиг частоты перехода, вызванный эффектом Зеемана, будет описываться выражением $\omega_e(x) = \frac{\mu_B g_e}{\hbar} g x$, где μ_B – магнетон Бора, g_e – фактор Ланде возбужденного состояния, а g – градиент магнитного поля вдоль оси x ($g = dB/dx$).

В этом случае сила, действующая на атом, будет определяться выражением:

$$F_x(x, v_x) = -\hbar k \gamma G \left(\frac{1}{1 + G + \left(\frac{\delta + k v_x + \omega_e(x)}{\gamma}\right)^2} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{1 + G + \left(\frac{\delta - k v_x - \omega_e(x)}{\gamma}\right)^2} \right), \tag{3}$$

где γ – полуширина резонансной линии поглощения атома, G – параметр насыщения атомного перехода, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – модуль волнового вектора лазерного поля.

Линеаризуя данное выражение при $x \to 0$ и $v_x \to 0$, можно получить для параметров a_x и a_{v_x} следующие выражения:

$$a_x = 4k\gamma^3 \frac{G\delta\mu_B g_e g}{m((1+G)\gamma^2 + \delta^2)^2}; \tag{4}$$

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

Используя (2) и (4), получаем для фокусного расстояния выражение:

$$f = \frac{\hbar k v_z}{\mu_B g_e g}. \tag{5}$$

Из (5) следует, что при доплеровском механизме взаимодействия атомов с 2D-МОЛ отсутствует зависимость фокусного расстояния от отстройки частоты лазерного излучения от резонансной линии поглощения атома. Фокусное расстояние для атомов с типичной поперечными и продольной скоростями $v_{x_0} = 1$ см/с и $v_z = 14$ м/с при величине градиента магнитного поля $g = 0.51$ Гс/см равно $f = 25$ см.

3.2. Суб-доплеровский механизм взаимодействия атомов с излучением в 2D-МОЛ. При переходе к суб-доплеровскому механизму взаимодействия атомов с 2D-МОЛ картина фокусировки пучка атомов отличается. Для определения параметров a_x и a_{v_x} воспользуемся приближением неподвижного атома вблизи начала координат. Для возникновения суб-доплеровского механизма взаимодействия атома с лазерным полем рассмотрим атом с полным моментом основного состояния $F_g = 1$ и возбужденного $F_e = 2$. В этом случае основное состояние состоит из трех уровней, а возбужденное из пяти, т.е. конфигурация уровней $(3+5)$. Если пренебречь многочастичными переходами, то силы взаимодействия такого атома с лазерным полем будут эквивалентны случаю атома с конфигурацией $(5+7)$, которая отвечает атому ^{87}Rb на переходе $F_g = 2 \to F_e = 3$, используемого в качестве циклического перехода при охлаждении и локализации атомов в магнито-оптических ловушках. В этом случае силу можно линеаризовать по координате и скорости [9] и получить следующие выражения для a_x и a_{v_x}:

$$a_x = -\frac{5}{748} \frac{g k \mu_B \gamma^3 G|\delta|(17\gamma^2 G g_g + 176(3g_e - g_g)\mu^2)}{(\delta^2 + \gamma^2)^2 \mu^2 M}; \tag{6}$$

$$a_{v_x} = -\frac{5}{748} \frac{\hbar k^2 \gamma^3 G|\delta|(17\gamma^2 G + 357\mu^2)}{(\delta^2 + \gamma^2)^2 \mu^2 M},$$

где параметр μ определяется выражением:

$$\mu = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{17}{33} G\gamma^2 \frac{\sqrt{5\gamma^2 + \delta^2}}{\gamma^2 + \delta^2}}.$$

Тогда выражение для фокусного расстояния принимает вид:

$$f = \frac{\hbar k}{g \mu_B} \frac{17G\gamma^2 + 352\mu^2}{176\mu^2(3g_e - g_g) + 17G\gamma^2 g_e} v_z. \tag{7}$$

Фокусное расстояние, определяемое выражением (7), зависит от отстройки лазерного излучения от частоты атомного перехода, поскольку от нее зависит параметр μ. Так же от отстройки частоты лазерного излучения зависит и ширина скоростного распределения. В предположении, что $\delta \gg \gamma\sqrt{G}$, температура атомов T будет определяться выражением [10, 11]:

$$T = \frac{\hbar \gamma^2}{4\delta k_B} G. \tag{8}$$

Пользуясь выражением (8), можно оценить ожидаемую величину перетяжки сфокусированного

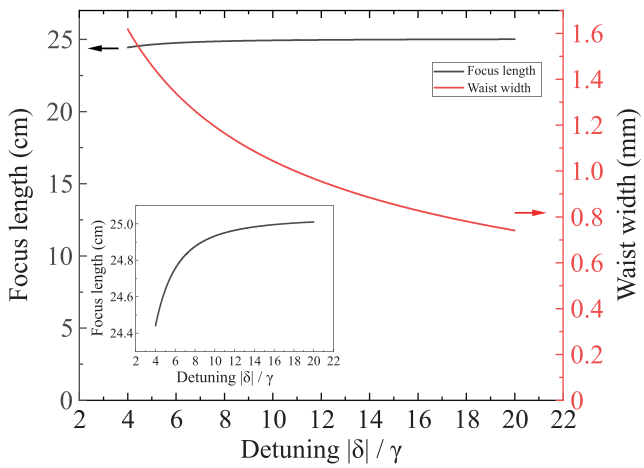

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость фокусного расстояния при суб-доплеровском механизме взаимодействия атомов с фокусирующим лазерным полем (черная кривая) и оценка ожидаемого размера перетяжки сфокусированного атомного пучка, ограниченной диффузией импульса для моноскоростного атомного пучка (красная кривая) от отстройки частоты фокусирующего лазерного излучения. На вставке представлена та же зависимость фокусного расстояния в увеличенном масштабе

атомного пучка при фокусной длине 25 см. На рисунке 2 представлены зависимости фокусного расстояния и величины перетяжки в зависимости от величины отстройки δ при $G = 1$. Значения представлены для отстройки частоты лазерного излучения $\delta < -4\gamma$, при которой выполняется условие суб-доплеровского взаимодействия. Из рисунка 2 видно, что зависимость фокусного расстояния от частоты отстройки лазерного излучения от резонанса носит слабый характер и практически не изменяется при больших отстройках. При этом размер перетяжки уменьшается с увеличением отстройки. Это связано с тем фактом, что ширина проекции скоростного распределения атомов на ось X уменьшатся. Из рисунка 2 видно, что при больших отстройках возможна фокусировка в диаметр менее одного миллиметра.

4. Пространственное распределение атомов в фокальной плоскости. Проведенные выше расчеты сделаны для моноскоростного атомного пучка. Учет распределения скоростей атомов не только по оси X, но и в продольном направлении (ось Z) приводит к дополнительному увеличению размера фокального пятна. Для более точного анализа фокусировки атомов и учета диффузии импульса атома необходимо рассмотреть эволюцию функции распределения атомов $w(t, x, z, v_x, v_z)$. Эволюция данной функции описывается уравнением Фоккера–Планка [12].

Решение уравнение Фоккера–Планка рассмотрим только в области взаимодействия атомов с лазерным излучением, т.е. в области 2D-МОЛ. Распространение атомного пучка в области до 2D-МОЛ и после может быть рассмотрено с использованием кинетических уравнений, поскольку в данных областях отсутствует лазерное поле и, следовательно, отсутствует диффузия импульса.

В области 2D-МОЛ можно считать, что изменение координаты x не происходит, поскольку область взаимодействия мала. Так же можно не учитывать изменение продольной скорости v_z, поскольку сила вдоль оси Z в области 2D-МОЛ отсутствует, а изменение скорости v_z вследствии диффузии импульса будет лежать внутри первоначальной ширины скоростного распределения атомов по продольным скоростям. Эта ширина скоростного распределения определяется доплеровским режимом охлаждения атомов в МОЛ, используемой для формирования низкоскоростного атомного пучка. В силу этого диффузия импульса вдоль оси Z не приведет к уширению пятна фокусировки. Можно исключить и зависимость скорости атомов от координаты z, поскольку отсутствует сила вдоль оси Z. При сделанных предположениях функция распределения зависит только от t и v_x: $w(t, x, z, v_x, v_z) = w(t, v_x)$. Эволюцию данной функции достаточно рассмотреть только на временном интервале $T = L/v_z$. Учет скоростного распределения атомов по продольным скоростям v_z может быть сделан нормировкой функции $w(t, v_x)$ на количество атомов $\int_{-\infty}^{\infty} w(t, v_x) dv_x|_{v_z} dv_z = M(v_z) dv_z$, где $M(v_z)$ – максвелловский контур распределения атомов по продольным скоростям с температурой T_z. Таким образом, для рассмотрения эволюции функции распределения достаточно решить следующее уравнение:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial v_x}\left(\frac{F_x}{m} w\right) + \frac{\partial^2}{\partial v_x^2}\left(\frac{D_{xx}}{m^2} w\right), \tag{9}$$

где v_x – проекция скорости атома на ось x, F_x – сила, действующая на атомы в области 2D-МОЛ, D_{xx} – тензор диффузии импульса атома, m – масса атома. Тензор диффузии импульса атома при взаимодействии с 2D-МОЛ при доплеровском режиме взаимодействия имеет вид [13]

$$D_{xx}(x, v_x) = -0.7\hbar^2 k^2 \gamma G \left(\frac{1}{1 + G + \left(\frac{\delta + k v_x + \alpha g x}{\gamma}\right)^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{1 + G + \left(\frac{\delta - k v_x - \alpha g x}{\gamma}\right)^2} \right). \tag{10}$$

При суб-доплеровском режиме взаимодействия с 2D-МОЛ тензор диффузии импульса будет описываться выражением [14]:

$$D_0 = D_{xx}(0,\,0) = -\frac{23}{17}\hbar^2 k^2 \gamma \frac{G\gamma^2}{\delta^2}. \tag{11}$$

Уравнение (9) может быть решено численно при следующих предположениях. Низкоскоростной атомный пучок формируется в трехмерной МОЛ, в одном из зеркал которой сделано отверстие диаметром 1 мм, которое служит входной апертурой атомного пучка при фокусировке и локализации атомов вблизи атомного чипа. Данное отверстие формирует геометрию атомного пучка. Продольное скоростное распределение предполагается как максвелловское с температурой $T_z = 15$ мК вблизи среднего значения скорости $v_{z_0} = 14$ м/с. Такое значение скорости характерно для низкоскоростных атомных пучков атомов рубидия [6]. Поперечное распределение определяется диафрагмированием атомного пучка. Использованное в расчете распределение поперечной скорости задавалось как максвелловское распределение с температурой $T_x = 250$ мкК вблизи значения $v_{x_0} = 0$ м/с.

От выходной апертуры до области взаимодействия с 2D-МОЛ атомы свободно распространяются. Для численного решения необходимо задать распределение поперечной скорости в плоскости непосредственно перед 2D-МОЛ. Нетрудно видеть, что в каждой точке этой плоскости скоростное распределение по v_x зависит от продольной скорости v_z. Искомое распределение будет являться кусочно-заданной функцией координаты x и скорости v_x:

$$w_0(x, v_x) = \begin{cases} 0, \quad v_x < \dfrac{x - r_0}{l} v_z; \\ \sqrt{\dfrac{m}{2\pi k_B T_x}} \exp\left(-\dfrac{m v_x^2}{2 k_B T_x}\right), \\ \quad \dfrac{x - r_0}{l} v_z < v_x < \dfrac{x + r_0}{l} v_z; \\ 0, \quad v_x > \dfrac{x + r_0}{l} v_z. \end{cases}$$

где r_0 – это начальная координата по оси X у входной апертуры, а l – длина распространения пучка от входной апертуры до зоны взаимодействия с 2D-МОЛ. Данное значение $w_0(x, v_x)$ будет являться начальным для решения уравнения (9).

Уравнение Фоккера–Планка решалось для области взаимодействия атомов с 2D-МОЛ длиной $L = 2$ см. Скоростные распределения по v_z и v_x разбивались на области с малым шагом, и уравнение численно решались для каждого получившегося набора v_z и v_x, а также для всех начальных координат атомов r_0 в пределах входной апертуры. Уравнения решались как для случая доплеровского режима взаимодействия атомов с 2D-МОЛ, так и при суб-доплеровском режиме.

В ходе решения уравнения Фоккера–Планка определялось распределение атомов по поперечным скоростям в зависимости от координаты x для каждой из скоростных групп с продольной скоростью v_z на выходе из зоны взаимодействия с 2D-МОЛ. Атомы с полученным распределением поперечной скорости свободно распространялись до фокальной плоскости. Для расчета результирующего пространственного распределения атомов область фокальной плоскости разбивается на ячейки, в каждой из которой суммируется количество атомов, дошедшее до нее.

На рисунке 3 представлено распределение атомов вдоль оси X в фокальной плоскости для трех случаев: (1) отсутствие фокусировки (черная кривая), (2) при фокусировке в 2D-МОЛ с доплеровским механизмом охлаждения (красная кривая) и (3) при фокусировке в 2D-МОЛ с суб-доплеровским механизмом охлаждения (синяя кривая). Параметры лазерного поля и величины градиента магнитного поля выбирались таким образом, чтобы фокусное расстояние было равно 25 см. Представленные функции нормированы на единичную площадь под кривой.

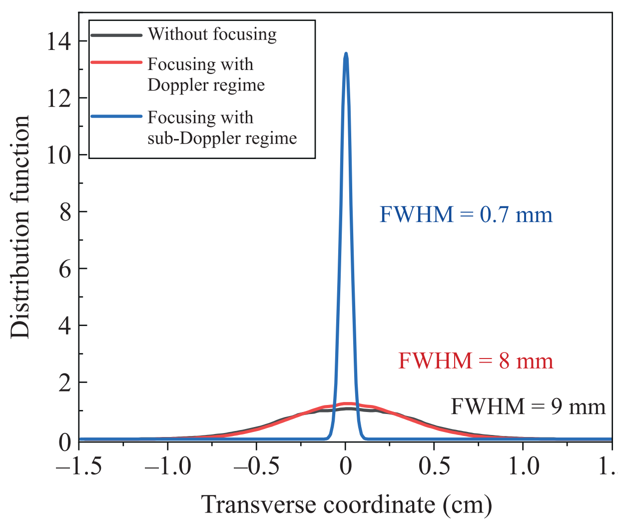

Рис. 3. (Цветной онлайн) Функция пространственного распределения плотности атомов вдоль поперечной оси X в фокальной плоскости: (1) без фокусировки (черная кривая); (2) фокусировка в 2D-МОЛ при доплеровском режиме охлаждения (красная кривая); (3) фокусировка в 2D-МОЛ при суб-доплеровском механизме охлаждения (синяя кривая)

Из рисунка 3 видно, что при свободном распространении пучка холодных атомов в отсутствие фокусировки ширина пространственного распределения атомов вблизи области локализации чипа составляет 9 мм (черная кривая). При использовании же фокусировки атомного пучка с помощью 2D-МОЛ с доплеровским режимом охлаждения (с отстройкой лазерного излучения относительно частоты точного резонанса $\delta = -4\gamma$, параметром насыщения $G = 10$ и градиентом магнитного поля $g = 0.51$ Гс/см [3]) ширина сфокусированного пучка сужается незначительно до 8 мм (красная кривая).

Суб-доплеровский режим взаимодействия атомов с 2D-МОЛ рассматривался при следующих параметрах: отстройка частоты лазерного излучения $\delta = -20\gamma$, параметр насыщения $G = 1$ и градиент магнитного поля $g = 0.93$ Гс/см. В этом случае пространственное распределение атомов по координате X в фокальной плоскости имеет характерную ширину 0.7 мм (синяя кривая), что позволяет говорить об эффективной фокусировке атомного пучка в область локализации чипа.

Физическим смыслом функции пространственного распределения атомов, представленной на рис. 3 является распределение локальной концентрации атомов. Действительно, из условия нормировки представленных кривых, количество атомов в элементе dx определяется выражением: $dn = N_0 n(x) dx$, где $n(x) = \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty w(x, z, v_x, v_z) dv_x dv_z|_{z=f}$ – функция распределения, представленная на рис. 3. Из проведенных расчетов следует, что локальное увеличение плотности атомов, при фокусировке в суб-доплеровском режиме взаимодействия в рассматриваемом одномерном случае, достигает 13 раз. При рассмотрении двумерной фокусировки, локальное увеличение плотности достигает 169 раз.

5. Заключение. В работе представлен анализ возможности фокусировки атомного пучка с использованием двумерной магнито-оптической ловушки с целью увеличения атомов в области охлаждения и локализации вблизи атомного чипа.

В работе рассмотрено два режима взаимодействия атомов с фокусирующим лазерным полем. Доплеровский режим взаимодействия, который реализуется при малых отстройках лазерного поля от точной частоты атомного резонанса. В этом режиме в силу диффузии импульса эффективность фокусировки при рассмотренных параметрах низкая: размер области фокусировки составил значение 8 мм при параметрах, которые могут быть реализованы в экспериментальных условиях [4]. При больших отстройках лазерного излучения характер взаимодействия атомов с лазерным полем изменяется. Существенным становится суб-доплеровский механизм взаимодействия. Это приводит к уменьшению диффузии импульса и, как следствие, к уменьшению ширины скоростного распределения атомов по поперечным скоростям. В таком режиме взаимодействия расчетная область фокусировки составила значение 0.7 мм.

Увеличение плотности атомов в фокальной плоскости при двумерной фокусировке достигает 169 раз по сравнению со случаем, когда фокусировка отсутствует. Уменьшение области фокусировки, а следовательно, и увеличение плотности, может быть достигнуто за счет уменьшения фокусного расстояния. При этом использование суб-доплеровского механизма взаимодействия может позволить производить фокусировку атомов в область с размерами порядка 100 мкм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 21-12-00323, https://rscf.ru/project/21-12-00323/ и частично в рамках проекта Госзадания FFUU-2021-0003.

---

1. S. Wildermuth, P. Krüger, C. Becker, M. Brajdic, S. Haupt, A. Kasper, R. Folman, and J. Schmiedmayer, Phys. Rev. A **69**, 030901 (2004).
2. V. Singh, V. B. Tiwari, K. A. P. Singh, and S. R. Mishra, J. Mod. Opt. **65**(21), 2332 (2018).
3. A. E. Afanasiev, D. V. Bykova, P. I. Skakunenko, and V. I. Balykin, JETP Lett. **115**, 509 (2022).
4. 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).
5. V. I. Balykin, JETP Lett. **66**, 349 (1997).
6. 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).
7. P. N. Melentiev, P. A. Borisov, S. N. Rudnev, A. E. Afanasiev, and V. I. Balykin, JETP Lett. **83**(1), 14 (2006).
8. A. M. Steane, M. Chowdhury, and C. J. Foot, J. Opt. Soc. Am. B **9**(12), 2142 (1992).
9. S. Chang, T. Y. Kwon, H. S. Lee, and V. G. Minogin, Phys. Rev. A **60**, 3148 (1999).
10. C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati, EPL **12**, 683 (1990).
11. S. A. Hopkins, *PhD thesis, The Open University*, Milton Keynes, England (1996).
12. V. S. Letokhov and V. G. Minogin, Phys. Rep. **73**, 1 (1981).
13. S. Chang and V. G. Minogin, Phys. Rep. **365**, 65 (2002).
14. J. W. Jun, S. Chang, T. Y. Kwon, H. S. Lee, and V. G. Minogin, Phys. Rev. A **60**, 3960 (1999).