

ОПТИМИЗАЦИЯ КОЛИЧЕСТВА АТОМОВ ТУЛИЯ В МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

Хоружий Кирилл

От: 24 июня 2023 г.

Содержание

Аннотация	2
Обозначения и сокращения	3
1 Введение	4
1.1 Области применения ультрахолодных атомов	4
1.2 Актуальность проблемы	5
1.3 Цели и задачи работы	5
1.4 Обзор существующих решений	5
1.5 Роль автора	6
1.6 Структура последующих глав	6
2 Тулий	7
2.1 Охлаждающие переходы	7
3 Экспериментальная установка	8
4 Моделирование загрузки МОЛ с помощью 3З	9
4.1 Печь	9
4.2 Зеемановский замедлитель	9
4.3 Магнито-оптическая ловушка	11
4.4 Основные результаты главы	13
5 Измерения	14
5.1 Калибровка температуры печи	14
5.2 Обработка фотографии	15
5.3 Загрузка МОЛ	16
5.4 Основные результаты главы	18
6 Моделирование загрузки МОЛ с помощью 2D-МОЛ	18
6.1 Двухмерная магнито-оптическая ловушка	18
6.2 Основные результаты главы	21
7 Заключение	21
Список литературы	22

ХАннотация

Обозначения и сокращения

МОЛ	магнито-оптическая ловушка	11
2D-МОЛ	двухмерная магнито-оптическая ловушка	
ОП	оптическая патока	
ЗЗ	зеemanовский замедлитель	
АОМ	акусто-оптический модулятор	
ВВ	высокий вакуум	
СВВ	сверхвысокий вакуум	
α	наиболее вероятная тепловая скорость атомов	9
N	количество атомов в МОЛ	
v_{slow}	характерная скорость замедленных в ЗЗ атомов	10
v_{crit}	максимальная скорость атомов, при которой ЗЗ эффективно работает	10
Φ_{tot}	поток атомов, вылетающих из печки	
Φ_{sol}	поток атомов, влетающих в ЗЗ	9
Φ_{load}	поток загрузки МОЛ	13

1 Введение

1.1 Области применения ультрахолодных атомов

В области ультрахолодных атомов можно выделить две принципиальные области применений: создание сверхточных измерительных приборов и квантовая симуляция многочастичных систем. Создание квантовых симуляторов позволяет исследовать процессы, недоступные к аналитическому описанию или численному моделированию, в связи с экспоненциальным ростом сложности вычислений многочастичных задач в квантовой механике. Высокая точность измерений связана с возможностью работать с системами в их основном состоянии и наблюдению интерференционных явлений.

Физика ультрахолодных атомов позволяет добиваться сверхточного измерения времени. Стандарт секунды определяется переходом в атоме ^{133}Cs , реализация часов на основе лазерного охлаждения позволяет достигать точности порядка 10^{-16} [1, 2]. На Sr, Yb и Tm получены точности порядка 10^{-18} [1, 3, 4].

Измерение гравитационных эффектов с помощью ультрахолодных атомов находит применение в фундаментальных исследованиях [5] измерение гравитационной постоянной G , исследование гравитации на малых масштабах, измерение параметра Этвёша; развиваются детекторы гравитационных волн на основе атомных интерферометров [6]. Измерение ускорения свободного падения может использоваться для практических задач, например гравитационной картографии в принципе [7] и, например, поиска месторождений полезных ископаемых [5] в частности.

Основой квантовых симуляторов на ультрахолодных атомах является возможность в широком диапазоне настраивать различные параметры системы, такие как сила взаимодействия атомов [8], структура и глубина потенциала решетки [9–11], в которую помещаются охлажденные атомы, температуру и концентрацию. В зависимости от используемых атомов возможна симуляция ферми или бозе систем, а также их смесей [12]. С использованием объективов с большой числовой апертурой возможно получение разрешения в один узел оптической решётки [13], что позволяет напрямую наблюдать исследуемые явления на микроскопическом масштабе, увеличивая точность экспериментов и качественно меняя доступные к измерениям эффекты.

В исследуемых с помощью квантовых симуляторов особенно можно выделить многочастичные задачи в оптических решётках [14], формально реализующие модель ферми-хаббарда и бозе-хаббарда (с реализацией, например, перехода от сверхтекучести к моттовскому изолятору [15]). Экспериментально наблюдались вихри во вращающемся бозе-конденсате, формирование вихрями решётки [16]. Возможность настройки взаимодействия через резонанс Фешбаха позволяет исследовать переход от сверхтекучести БКШ, когда притяжение слабое и спаривание проявляется только в импульсном пространстве, к конденсату Бозе-Эйнштейна тесно связанных пар в реальном пространстве [14].

Особый интерес представляет исследование условий, когда система не термализуется [17], так как это является важным шагом на пути к пониманию новых состояний материи, которые могут возникать в сильно неравновесных квантовых системах. Основным путём к термализации является рассеивание энергии по доступным степеням свободы, что требует переноса между разными частями системы. Соответственно нарушение эргодичности происходит в изолирующих системах. Примерами такого изолирующего поведения, исследуемого с помощью квантовых симуляторов на ультрахолодных атомах, являются андерсоновская локализация [18] и многочастичная локализация [19].

1.2 Актуальность проблемы

При реализации квантового симулятора на атомах Tm в нашей лаборатории возникла следующая проблема: из-за большого потока атомов из печи, на зеркало, которое находится напротив печи, напыляются атомы. Этот процесс приводит к ухудшению отражательных свойств зеркала, уменьшению стабильности установки и существенному ограничению времени жизни установки. В данной работе описано решение этой проблемы, путём уменьшения потока атомов из печи, при сохранение потока загрузки МОЛ. Оптимизация количества атомов Tm в МОЛ позволила сохранить поток атомов, загружающихся в МОЛ. Также в работе рассматривается альтернативное решение проблемы напыления атомов тулия: использование источника охлажденного атомарного пучка Tm , не требующего встречного лазерного пучка. Основой альтернативного источника является 2D-МОЛ.

1.3 Цели и задачи работы

Целями данной работы являлись оптимизация количества атомов ^{169}Tm в магнитооптической ловушке, работающей на длине волны 530.7 нм: увеличение длительности работы источника атомов (печи), повышение эффективности процесса замедления атомов, а также проектирование альтернативного источника охлажденного атомарного пучка на двухмерной магнитооптической ловушке и оценка эффективности альтернативного источника.

В рамках работы были поставлены и решены следующие задачи

1. С помощью спектроскопии атомарного пучка откалибровать температуру используемой в установке печи. Оптимизировать температуру печи.
2. Построить модель замедления атомов в ЗЗ. Определить оптимальные параметры мощности лазерного луча, отстройки луча ЗЗ и значения токов в катушках ЗЗ.
3. Определить оптимальную отстройку для пучков МОЛ. Измерить значение потока загрузки МОЛ с помощью ЗЗ.
4. Построить модель формирования атомарного пучка в двухмерной магнитооптической ловушке. Определить оптимальные параметры мощности, отстройки, размеров пучка патоки. Рассчитать ожидаемое значение потока загрузки МОЛ с помощью 2D-МОЛ. Рассмотреть возможное улучшение 2D-МОЛ до конфигурации $2D^+$ МОЛ, когда используются лазерные пучки различной мощности.

1.4 Обзор существующих решений

Изначально ЗЗ использовался для замедления атомов I группы (например Li [20], K [21], Na [22]) в силу про – стой электронной структуры. Так, впервые встречный лазерный луч использовался для охлаждения атомарного пучка в [23] для охлаждения Na до 1.5 К в продольном направлении в 1981 году. В работе Филлипса [24] 1982 года уже встречается современный вид ЗЗ, также используемый для замедления атомов Na .

Для использования ЗЗ необходим широкий циклический переход в оптическом диапазоне. Сложная электронная структура Tm не позволяет выделить циклический переход, однако некоторые переходы можно считать приближенно циклическими [25]. Так, первое использование ЗЗ на длине волны 410.6 нм для замедления атомов Tm продемонстрировано в работе [26].

В 1998 году предложен альтернативный способ формирования коллимированного атомарного пучка: 2D-МОЛ [27]. Более компактная в отличие от 3З конфигурация при соизмеримых потоках атомов делает 2D-МОЛ перспективной альтернативой. На 2D-МОЛ уже продемонстрировано получение потока замедленных атомов на элементах первой группы, например Li [28], Rb [29] и Na [30]. Отсноительно недавно продменстрировано получение атомарного потока с помощью 2D-МОЛ на Tm [31], однако в [31] используется встречный пучку зеемановский луч.

1.5 Роль автора

Все результаты, изложенные в работе, получены лично автором либо при его решающем участии.

1.6 Структура последующих глав

В главе 2 приведены основные свойства используемых в эксерименте оптических переходов. В следующей главе 3 описан общий вид используемой в нашем эксперименте установки и принцип работы отдельных частей. В глава 4 количественно описана работа отдельных компонентов установки, смоделирвон процесс замедления атомов с помощью 3З и загрузка атомов в МОЛ. Глава 5 содержит основные экспериментальные измерения и их анализ, приведены оптимизированные параметры 3З и МОЛ. В главе 6 рассматривается использование чистой 2D-MOT а также приводится сравнение с конфигурацией с перераспределенной между пучками мощностью.

2 Тулий

2.1 Охлаждающие переходы

Переход $4f^{13}(^2F^0)6s^2 \rightarrow 4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2$ с длиной волны $\lambda = 410.6$ нм (рис. 1) используется в ЗЗ и ОП, так как является достаточно широким $\Gamma = 2\pi\gamma = 2\pi \cdot 10.5$ МГц. Данный переход не является циклическим, так как существуют иные каналы распада на промежуточные уровни [32], но из-за малого коэффициента ветвления $(3 \pm 1) \times 10^{-7}$ вероятность выхода из цикла мала [25].

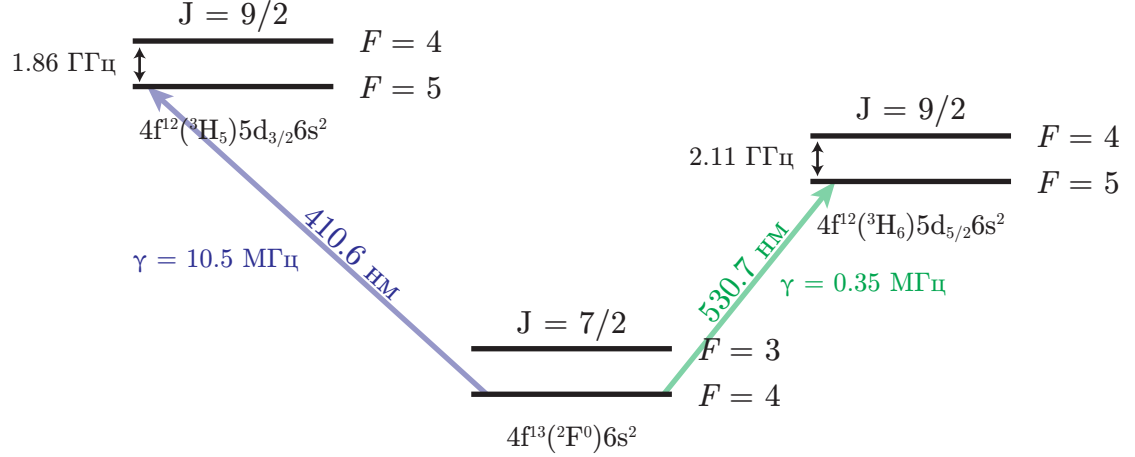


Рис. 1: Используемые в эксперименте атомные переходы, приведены величины сверхтонкого расщепления [25]

Переход $4f^{13}(^2F^0)6s^2 \rightarrow 4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2$ с длиной волны $\lambda = 410.6$ нм (рис. 1) используется в МОЛ, так как имеет более низкий доплеровский предел $T_D = 8 \mu K$. В таблице 1 приведено большинство параметров для двух охлаждающих переходов. В таблице 1 содержится естественная ширина линии Γ , время жизни τ , ширина перехода $\gamma = \Gamma/2\pi$, интенсивность насыщения $I_{\text{sat}} = \pi\hbar c\Gamma/3\lambda^3$, доплеровский предел температуры $T_D = \hbar\Gamma/2k_B$, где $\hbar = h/2\pi$, k_B – постоянная Больцмана, m – атомная масса.

Таблица 1: Некоторые параметры используемых охлаждающих переходов

Параметры		Переходы	
		410.6 нм	530.7 нм
Естественная ширина линии	Γ (с ⁻¹)	6.6×10^7	2.2×10^6
Время жизни	τ (нс)	16	440
Ширина перехода	γ (МГц)	10.5	0.3455
Интенсивность насыщения	I_{sat} (мВт/см ²)	19.8	0.3
Доплеровский предел	T_D (μK)	252	8.3

3 Экспериментальная установка

Получение ультрахолодного облака атомов Tm происходит в несколько этапов, принципиальная схема приведена на рис. 2.

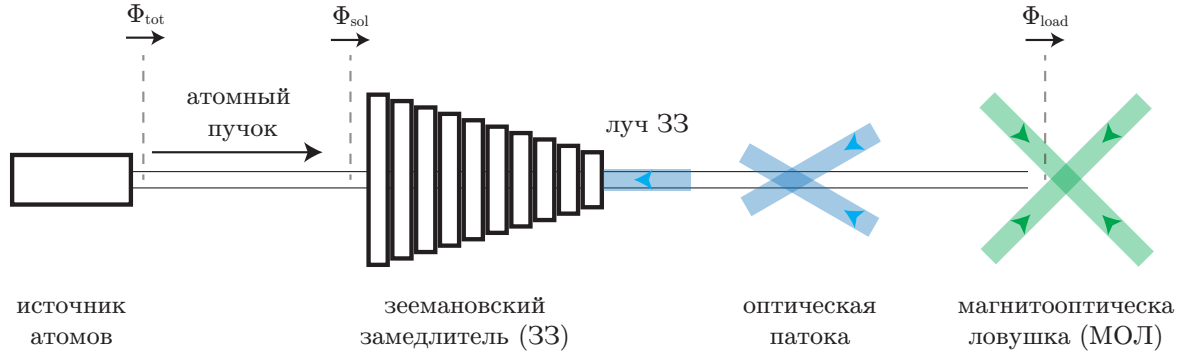


Рис. 2: Принципиальная схема установки

1. Источник атомов (печь). Внутри высокого вакуума (ВВ) расположен тигель в печи с кусочком Tm, температура контролируется термопарой. В установке не достигается температура плавления Tm (1545 °C), так что кусочек остаётся в твёрдом состоянии, с его поверхности происходит сублимация атомов, формируя газ атомов Tm с давлением порядка давления насыщенных паров. Поток атомов из печи далее упоминается как Φ_{tot} .
2. Атомы вылетают из сопла печи, и попадают в зеэмановский замедлитель (ЗЗ). Для охлаждения атомов используется встречный резонансный лазерный пучок на длине волны 410.6 нм (переход $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$) и мощности порядка 70 мВт, магнитными катушками создаётся градиент магнитного поля (рис. 3) так, чтобы вдоль всей длины ЗЗ атомы выходящие из резонанса из-за доплеровского сдвига, оставались бы в резонансе за счёт зеэмановского сдвига. Поглощая фотоны атомы замедляются, т.к. дальнейшее переизлучение происходит изотропно.
3. После прохождения ЗЗ атомы дополнительно тормозятся встречными лучами оптической патоки, для охлаждения используется порядка 15 мВт излучения на длине волны 410.6 нм. С помощью АОМ добивается отстройка от атомного резонанса порядка Γ (уточнить). Механизм замедления аналогичен ЗЗ, однако наличие дополнительных охлаждающих встречных пучков перед МОЛ позволяет существенно увеличить скорость захвата системы оптическая патока + МОЛ.
4. После оптической патоки происходит захват в МОЛ, на длине волны 530.7 нм, общая потребляемая мощность лазерного излучения порядка 370 мВт, отстройка от резонанса порядка 10Г. Резонансным лазерным излучением создаётся замедляющая сила, аналогичная вязкому трению, вместе с используемыми в антигельмгольцевской конфигурации катушками, в нуле магнитного поля создаётся минимум потенциала.

4 Моделирование загрузки МОЛ с помощью ЗЗ

Для оптимизации работы ЗЗ и МОЛ в этой главе моделируется загрузка МОЛ с помощью ЗЗ. Как будет показано в разделе 4.3, количество атомов в МОЛ N в стационарном режиме пропорционально корню из потока загрузки МОЛ Φ_{load} , который в свою очередь линейно зависит от потока атомов попадающих в ЗЗ Φ_{sol} . Далее в этой главе рассматривается вопрос оптимизации коэффициента пропорциональности $\eta = \Phi_{\text{load}}/\Phi_{\text{sol}}$ — эффективности ЗЗ.

4.1 Печь

Расход атомов. В печи нагревается тулий до температуры T , вылетает из сопла диаметра D_{ov} , площади $S_{\text{ov}} = \pi D_{\text{ov}}^2/4$, длины L_{ov} . Полный поток атомов тулия [28] может быть определён, как

$$\Phi_{\text{tot}} = \frac{1}{4} n_{\text{sat}} \bar{v} S_{\text{ov}}, \quad (1)$$

где $\bar{v} = \sqrt{8k_B T/\pi m} \approx 1.13\alpha$ — средняя тепловая скорость, $n_{\text{sat}} = P_{\text{sat}}/k_B T$ — концентрация атомов в печи, зависимость $n_{\text{sat}}(T)$ для тулия приведена в (2). Время работы печи тогда может найти, как $t_{\text{life}} = N_{\text{tm}}/\Phi_{\text{tot}}$, где N_{tm} — изначальное количество атомов Тм в печи. В нашей установке $D_{\text{ov}} \approx 7$ мм и $t_{\text{life}} \sim 1$ месяца непрерывной работы.

Концентрация. Считая, что в тигле достигается динамическое равновесие, концентрацию n можно найти из зависимости давления насыщенных паров от температуры [33, 34] для атомов Тм:

$$n_{\text{sat}}(T) = \frac{101325 \text{ Па}}{k_B T} 10^{8.882 - 12270 T^{-1} - 0.9564 \log_{10} T} \quad (2)$$

где температура T указана в Кельвинах.

Поток атомов на выходе. В соответствии с [35], вероятность вылететь из печи пропорциональна скорости v , поэтому максвелловское распределение модифицируется. Исходное распределение может быть записано в виде

$$f(v_z, v_r) = \frac{4}{\alpha^4} v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2}, \quad (3)$$

где $\alpha = \sqrt{2k_B T/m}$ — наиболее вероятная скорость. Поток атомов долетающих до ЗЗ может быть найден [28], с учётом того что $v_r/v_z < \varphi$:

$$f(v_z) = \frac{4}{\alpha^4} \int_0^\infty v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2} \theta(\varphi - v_r/v_z) dv_r = \frac{2}{\alpha^4} \varphi^2 v_z^3 e^{-(v_z/\alpha)^2}. \quad (4)$$

Аналогично можем посмотреть на распределение в радиальном направлении

$$f(v_r) = \frac{4}{\alpha^4} \int_0^\infty v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2} \theta(\varphi - v_r/v_z) dv_z = \frac{2}{\alpha^2} v_r e^{-(v_r/\alpha\varphi)^2}. \quad (5)$$

Выражение для полного потока, влетающего в ЗЗ, может быть оценено, как

$$\Phi_{\text{sol}} = \varphi^2 \cdot \Phi_{\text{tot}}, \quad (6)$$

где для нашего ЗЗ $\varphi \sim 1/40$.

4.2 Зеемановский замедлитель

Магнитное поле. Для использующегося зеемановского замедлителя зависимость [32] магнитного поля B_{exp} от координаты z представлена на рис. 3. Ось z направлена вдоль

33, вдоль потока атомов. В соответствии с [36] магнитное поле эффективно замедляет атомы, при $B(z) \propto \sqrt{1 - z/z_0}$, на рисунке 3 видно, что эта зависимость достаточно хорошо приближает $B_{\text{exp}}(z)$. Параметры аппроксимации: $z_0 = (94 \pm 1)$ см, $\delta z = (15 \pm 1)$ см, $B_0 = (740 \pm 13)$ Гс, $B_1 = (260 \pm 12)$ см.

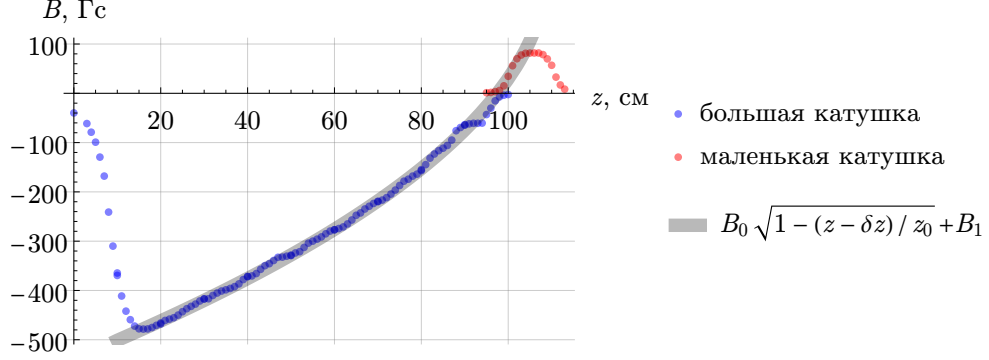


Рис. 3: Зависимость магнитного поля внутри зеемановского замедлителя от координаты z

Тормозящая сила. Считая, что мы работаем с циклическим переходом (указать каким), в приближение двухуровневой системы, эффективная сила, действующая со стороны лазерного луча на атом, может быть записана в виде (добавить ссылку)

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4(\delta + kv)^2 / \Gamma^2} \quad (7)$$

где $s = I/I_{\text{sat}}$ – параметр насыщения, I_{sat} – интенсивность насыщения, v – скорость атома, k – волновой вектор.

Уравнение движения запишется в виде

$$\frac{dv}{dt} = \frac{F}{m}, \quad v \frac{dt}{dz} = \frac{1}{v} \Leftrightarrow \frac{dv(z)}{dz} = \frac{F(v, z)}{m v(z)}, \quad (8)$$

где m – масса атома Тм. Таким образом можем найти зависимость $v(z)$ для различных $v_0 \stackrel{\text{def}}{=} v(z=0)$ (рис. 4а). Характерный вид преобразования распределения атомов по скоростям приведен на рис. 4б для $\delta = -20$ Г, $s = 20$, $B(z) \approx B_{\text{exp}}(z)$.

Для атомов со скоростями $v < v_{\text{crit}}$ замедлитель работает эффективно и замедляет до некоторой характерной v_{slow} , рядом с которой атомы распределены на масштабе (добавить ссылку) $\frac{1}{2} \Gamma \sqrt{1 + s/k}$, характерное преобразование распределения атомов по скоростям приведено на рис. 4б, полученное в результате моделирования методом Монте-Карло для 10^5 частиц. Обычно для зеемановского замедлителя выполняется, что $v_{\text{crit}} < \alpha$.

Эффективность замедлителя. Рассмотрим поток частиц, долетающих до замедлителя с учётом геометрии системы: $v_r/v_z < \varphi_{\text{in}} \sim 1/40$. Частицы распределены в соответствии с (добавить ссылку)

$$f(v_z, v_r) \propto v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2} \theta(\varphi_{\text{in}} - v_r/v_z). \quad (9)$$

В дальнейшем в моделировании будет использоваться 10^5 частиц из распределения (9) для $\alpha = 300$ м/с.

После замедлителя атомы попадают в магнитооптическую ловушку (написать про патуку), основным параметром которой является скорость захвата v_{cap} – максимальная скорость атома, при которой атом захватывается ловушкой.

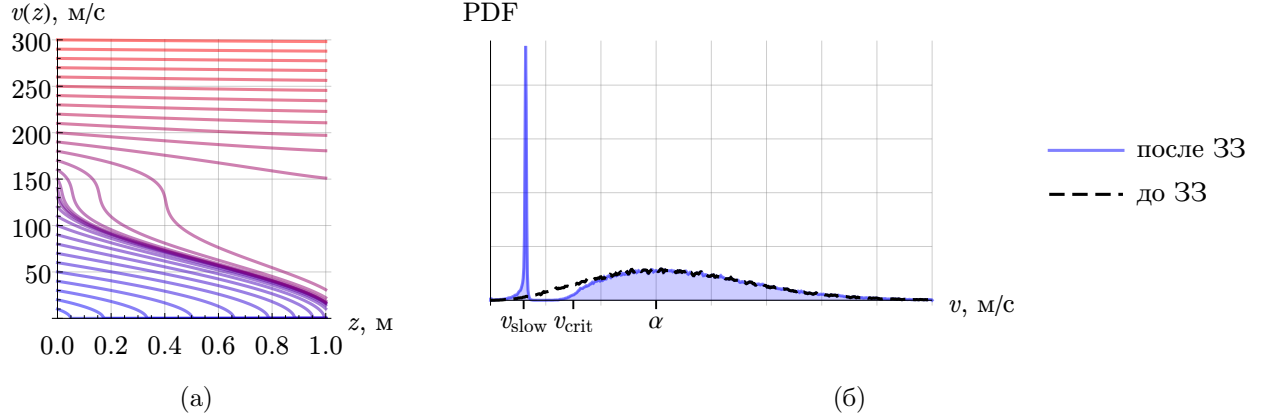


Рис. 4: а) Зависимость скорости атомов от координаты в зеemanовском замедлителе для различных начальных скоростей v_0 . б) Характерное преобразование распределения атомов по скоростям после замедления

Для оценки эффективности системы замедлитель + МОЛ введём интегральный параметр

$$\eta = \Phi_{\text{load}}/\Phi_{\text{sol}}, \quad (10)$$

равный отношению количества захваченных в МОЛ к количеству атомов, попадающих в замедлитель. Связь η с наблюдаемым количеством атомов в МОЛ приведена в (20).

Зависимость $\eta(B_0, v_{\text{cap}}, -\delta, s)$ приведена на рисунке 5. Моделирование методом Монте-Карло проводилось для 10^5 частиц относящихся к распределению в потоке Φ_{sol} . Учтены конечные размеры пространства внутри замедлителя (трубка радиуса порядка 1 см), влияние гравитации, конечные размеры МОЛ в соответствии с характерными экспериментальными значениями установки. В нашем эксперименте характерное значение $\eta \sim 10^{-4} \div 10^{-3}$, с учётом (6), даёт близкое к экспериментально наблюдаемому значению $\Phi_{\text{load}} = \eta \Phi_{\text{sol}} \sim 10^8 \text{ c}^{-1}$.

4.3 Магнито-оптическая ловушка

Оптическая патока. Рассмотрим подробнее принцип работы МОЛ в модели двухуровневого атома. Давление со стороны света на атомы формируется за счёт поглощения фотонов, которое зависит от отстройки δ от резонансной частоты перехода. Из-за эффекта Доплера, движущийся атом взаимодействует в его системе отсчета со света на сдвинутой частоте $-\frac{1}{2\pi} \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$, где $|\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{c} \nu$, c – скорость света. Поглощая фотон атом получает импульс $\hbar \mathbf{k}$. Усредняя по большому числу актов поглощения и испускания, введем силу светового давления, определяющую изменения импульса атома \mathbf{p} . Учитывая изотропность спонтанного излучения, то есть отсутствие вклада в силу после усреднения, в модели двухуровневого атома приходим к выражению

$$\mathbf{F} = \langle n_e/n_g \rangle \cdot \hbar \mathbf{k} / \tau, \quad (11)$$

где $\langle n_e/n_g \rangle$ – доля возбужденных атомов, $\tau = 1/\Gamma$ – время жизни возбужденного состояния, равная

$$\left\langle \frac{n_e}{n_g} \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{s}{1 + s + 4 \left(\frac{2\pi\delta + \mathbf{k}\mathbf{v}}{\Gamma} \right)^2}. \quad (12)$$

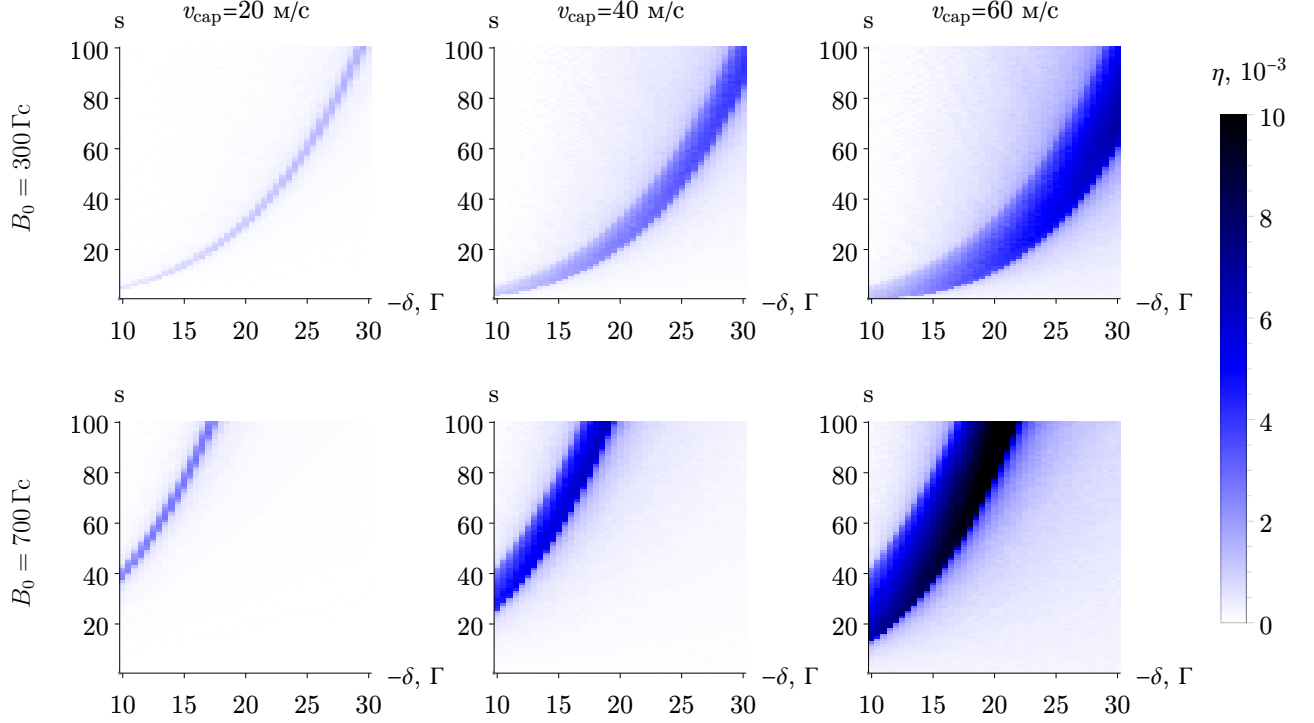


Рис. 5: Зависимость эффективности работы замедлителя η от отстройки луча 3δ , параметра насыщения s для двух различных значений амплитуды магнитного поля в 3δ

Заметим, что значение $s = 1$ соответствует $\langle n_e/n_g \rangle = 1/4$. В ловушке формируется сферически симметричная среда. Рассмотрим атом со скоростью \mathbf{v} , движение полностью определяется $\mathbf{F} \parallel \mathbf{v}$, с $k\mathbf{v} = \pm kv$

$$\mathbf{F} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left(\frac{s}{1 + s + 4 \left(\frac{2\pi\delta - k\mathbf{v}}{\Gamma} \right)^2} - \frac{s}{1 + s + 4 \left(\frac{2\pi\delta + k\mathbf{v}}{\Gamma} \right)^2} \right), \quad (13)$$

а значит можем выразить силу в виде $\mathbf{F} = \alpha \mathbf{v}$:

$$\mathbf{F} = \delta \frac{8\hbar k^2 s / \Gamma}{\left(1 + s + 4 \left(\frac{2\pi\delta - k\mathbf{v}}{\Gamma} \right)^2 \right) \left(1 + s + 4 \left(\frac{2\pi\delta + k\mathbf{v}}{\Gamma} \right)^2 \right)} \mathbf{v}, \quad (14)$$

где Γ – естественная ширина линии. Для $\delta < 0$ (красной отстройки) получается вязкая среда, тормозящая атомы.

Магнитооптическая ловушка. Для локализации атомов в пространстве можно добавить в систему квадрупольное магнитное поле. Это легко сделать с помощью пары катушек в антигельмгольцевской конфигурации [37]. Для пары колец магнитное поле вблизи центра может быть записано в виде

$$\mathbf{B} = \beta(-x, -y, 2z)^T/2, \quad \beta = \frac{3\mu_0 I a R^2}{2(R^2 + a^2)^{5/2}}, \quad (15)$$

где I – сила тока в катушках, $2a$ – расстояние между катушками, R – радиус катушек, μ_0 – магнитная постоянная [37]. Для катушек достаточно просуммировать магнитное поле от колец, придя к виду аналогичному (15).

Рассмотрим переход $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ для $F_g = 4$ и $F_e = 5$. Для простоты будем считать только отклонения вдоль оси z . Из-за эффекта Зеемана уровни сдвинутся на величину

$\Delta E = -\mathbf{B}\boldsymbol{\mu} = g_F m_F \mu_B \beta z$, где g_F – g -фактор Ланде, m_F – проекция магнитного момента на ось z , μ_B – магнетон Бора. Аналогично вдоль других осей.

Поляризация света для каждого пучка папки выбрана циркулярной и различной для пары [32], поэтому возможны переходы только с $\Delta m_F = m_{F_e} - m_{F_g} = \pm 1$. Так как для рабочих переходов тулия $g \approx 1$, полный сдвиг по энергии может быть записан в виде $\Delta E_{\pm} \approx \pm \mu_B \beta z$, где знак определяется поляризацией.

Подставляя сдвиг резонанса на величину $\Delta E_{\pm}/\hbar$ в (13), с учётом малости скоростей $kv < \Gamma$, близости к центру ловушки $\mathbf{r} \ll \sqrt{Ra}$, можем линейаризовать выражение для силы \mathbf{F} :

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = -\alpha \mathbf{v} - D \mathbf{r}, \quad D = \frac{-\delta}{\Gamma/2\pi} \frac{8\mu_B \beta k s}{\left(1 + s + 4\left(\frac{2\pi\delta}{\Gamma}\right)^2\right)^2}, \quad \alpha = \frac{-\delta}{\Gamma} \frac{8\hbar k^2 s}{\left(1 + s + 4\left(\frac{2\pi\delta}{\Gamma}\right)^2\right)^2}, \quad (16)$$

где \mathbf{r} – координаты атома.

Динамика количества атомов в МОЛ. Количество атомов в ловушке N во время загрузки может быть оценено уравнением [32]

$$\frac{dN}{dt} = \Phi_{\text{load}} - \gamma N - \tilde{\beta} \int_V n(\mathbf{r}, t)^2 d^3\mathbf{r}, \quad (17)$$

где γ – коэффициент линейных потерь, обусловленных столкновениями с буферным газом, β – скорость неэластичных бинарных столкновений, $n(\mathbf{r}, t)$ – концентрация атомов, V – объем атомного облака, $\Phi_{\text{load}} = \eta \Phi_{\text{sol}}$ – поток атомов после замедлителя со скоростью $v < v_{\text{cap}}$. Зависимость $n(\mathbf{r})$ в каждый момент времени может быть аппроксимирована гауссовой функцией с дисперсиями (w_x, w_y, w_z) , что позволяет явно посчитать интеграл:

$$\frac{dN}{dt} = \Phi_{\text{load}} - \gamma N - \beta N^2, \quad \beta = \frac{\tilde{\beta}}{V} = \frac{\tilde{\beta}}{(2\pi)^{3/2} w_x w_y w_z}. \quad (18)$$

Физический смысл $w_{x,y,z}$ – радиус атомного облака по уровню e^{-1} .

Решая уравнение (18), можем найти зависимость $N(t)$:

$$N(t) = \frac{\Phi_{\text{load}}}{\gamma} \left(\frac{1}{2} + \frac{\mu}{\text{th } \mu \gamma t} \right)^{-1}, \quad \mu \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4 \frac{\beta \Phi_{\text{load}}}{\gamma^2}}. \quad (19)$$

Для достаточно большого времени загрузки $\gamma \mu t_{\text{load}} \gg 1$ можем рассматривать стационарное значение и выразить связь N с η :

$$N = \frac{\gamma}{2\beta} \left(\sqrt{1 + 4 \frac{\beta \eta \Phi}{\gamma^2}} - 1 \right), \quad \eta = \frac{\gamma}{\Phi_{\text{sol}}} N + \frac{\beta^2}{\Phi_{\text{sol}}} N^2. \quad (20)$$

Таким образом задача оптимизации количества атомов в магнитооптической ловушке может быть сведено к оптимизации безразмерного параметра η .

В эксперименте характерные значения [32] $\gamma = 0.12 \text{ с}^{-1}$, $\tilde{\beta} = 2 \times 10^{-10} \text{ см}^{-3}/\text{с}$, $V = 40 \times 10^{-5} \text{ см}^{-3}/\text{с}$, $\beta = 5 \times 10^{-7} \text{ с}^{-1}$, $\Phi_{\text{load}} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$. Так как $\beta \Phi \gg \gamma^2$, то с хорошей точностью можно считать $\gamma = 0$, тогда уравнения существенно упрощаются:

$$N(t) = \sqrt{\frac{\Phi_{\text{load}}}{\beta}} \left(1 - e^{-t\sqrt{\beta \Phi_{\text{load}}}} \right) \stackrel{t \rightarrow \infty}{=} \sqrt{\frac{\Phi_{\text{sol}}}{\beta}} \eta. \quad (21)$$

4.4 Основные результаты главы

Вычислен вид распределений на входе ЗЗ, сделана оценка потока атомов на входе ЗЗ Φ_{sol} . Построена модель работы ЗЗ, моделированием процесса охлаждения в ЗЗ методом

Монте-Карло определена зависимость эффективности работы замедлителя от параметра насыщения луча ЗЗ, величины отстройки луча ЗЗ и магнитного поля. Описан механизм работы МОЛ и динамика загрузки МОЛ.

5 Измерения

5.1 Калибровка температуры печи

Для определения температуры печи используется термопара, позволяющая находить относительное изменение температуры, однако абсолютное значение T_0 было не откалибровано. Для калибровки термопары использовался следующий метод. Атомарный пучок, выходящий из печи, подсвечивался резонансным лазерным излучением на длине волны 410 нм, соответствующей переходу $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$ [32]. Фотодиодом измерялось интегральное значение флюоресценции V_{PD} атомов в пучке для различных значений отстройки лазера δ (рис. 6а), примеры приведены на рис. 1а. Верно, что в резонансе максимум интенсивности пропорционален потоку атомов Φ_{tot} . Действительно, нелинейные эффекты связанные с изменением геометрии системы можно связать с изменением наиболее вероятной тепловой скорости $\alpha \propto \sqrt{T}$, но из зависимости (1) видно, что $\Phi_{tot}(T) \propto n_{sat}(T)$ и, соответственно, экспоненциально зависит от температуры (2), что и определяет основной характер зависимости.

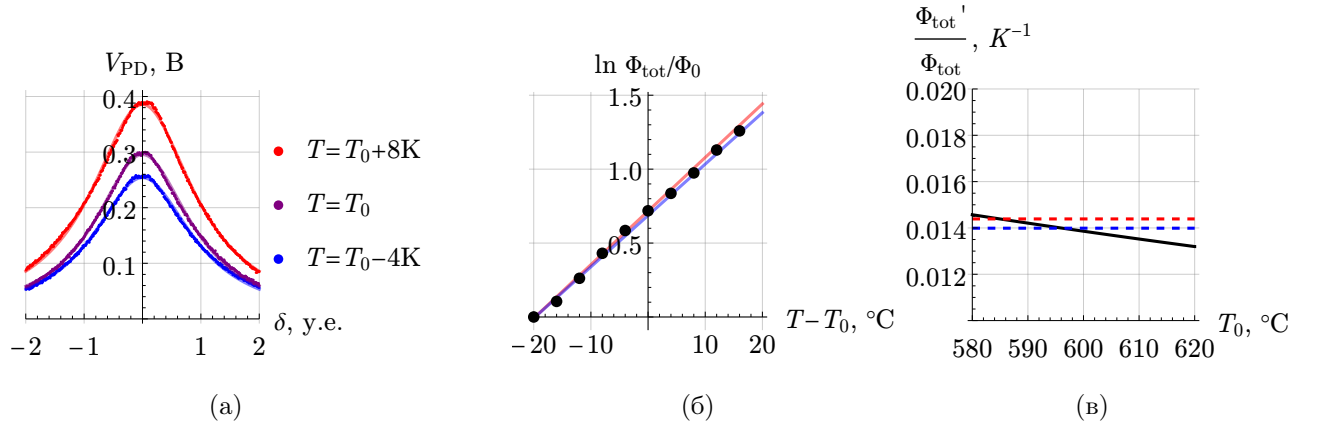


Рис. 6: а) Снятая экспериментальная зависимость мощности флюоресценции атомарного пучка от величины отстройки от резонанса лазерного излучения. Непрерывными линиями показана аппроксимация данных лоренцовым контуром. б) Относительная зависимость потока атомов из печи Φ_{tot} от температуры: черными точками отмечены экспериментально снятые точки, непрерывными линиями отмечены границы линейной аппроксимации в) Восстановление значения T_0 по относительному изменению потока: черным обозначена теоретическая зависимость (2), штрихованным линиями обозначены границы аппроксимации экспериментальных данных уровня

Итак, найдём логарифмическую производную Φ'_{tot}/Φ_{tot} , с помощью линейной аппроксимации зависимости $\ln \Phi_{tot}/\Phi_0$ (рис. 6б), где $\Phi_0 = \Phi_{tot}(T = T_0 - 20^\circ\text{C})$. Решая уравнение $n'_{sat}/n_{sat} = \Phi'_{tot}/\Phi_{tot} = V'_{PD}/V_{PD}$, находим (рис. 6в)

$$T_0 = (590 \pm 10)^\circ\text{C}. \quad (22)$$

5.2 Обработка фотографии

Для получения информации об атомном облаке в МОЛ использовалась схема изображенная на рис. 7.

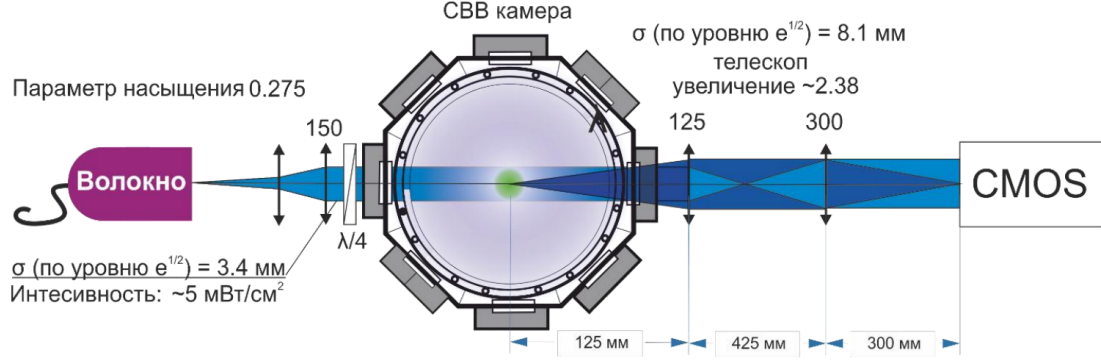


Рис. 7: Схема детектирования из [32]

В соответствии с законом Бугера-Ламберта-Бера интенсивность резонансного лазерного пучка после прохождения через облако может быть найдена в виде

$$\frac{dI}{dz} = -\sigma n I, \quad \sigma = \frac{\sigma_0}{1 + I/I_s + 4(\delta/\Gamma)^2}, \quad (23)$$

где I_s – интенсивность насыщения, δ – отстройка от резонанса, n – концентрация атомов в ловушке, $\sigma_0 = 3\lambda^2/2\pi$ – резонансное сечение поглощения атомом одиночного фотона, λ – длина волны света. Для измерения параметров атомного облака с помощью CMOS камеры делается фотография лазерного пучка без атомов, что даёт распределение интенсивности I_D , затем делается фотография тени от атомов I_0 , и по ним вычисляется распределение атомов $f_{\text{exp}}(x, y)$:

$$f_{\text{exp}} = \ln \left(\frac{I_D}{I_0} \right) + \frac{I_D - I_0}{I_s} = \sigma_0 \int n(x, y, z) dz. \quad (24)$$

Пример результата обработки изображения приведен на рис. 8.

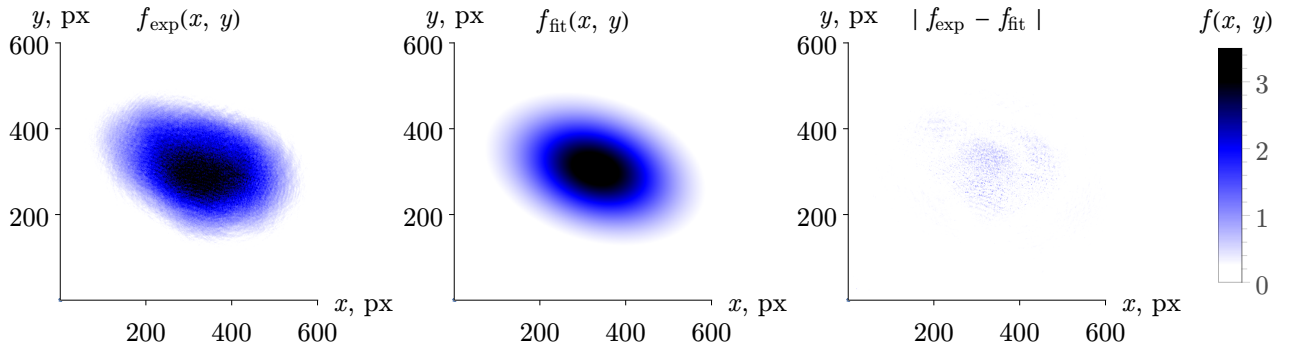


Рис. 8: Экспериментально сфотографированное распределение атомов f_{exp} , аппроксимация распределения атомов гауссовой функцией f_{fit} (25) и остатки аппроксимации $|f_{\text{exp}} - f_{\text{fit}}|$

Далее распределение облака атомов аппроксимируется гауссовым распределением [32]

(добавить ссылку почему), для нахождения полного числа атомов:

$$f_{\text{fit}}(x, y) = B + A \exp \left(- \left(\frac{\tilde{x}}{\sigma_1} \right)^2 - \left(\frac{\tilde{y}}{\sigma_2} \right)^2 \right), \quad \begin{pmatrix} \tilde{x} \\ \tilde{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x - x_0 \\ y - y_0 \end{pmatrix}. \quad (25)$$

Учтен поворот облака в плоскости фотографирования на некоторый угол φ .

Измерение количества атомов в МОЛ. Полное число атомов тогда может быть найдено, как

$$N = \pi A \sigma_1 \sigma_2. \quad (26)$$

В случае, если лазерный пучок был выбран нерезонансным, то выражение для числа атомов N с учётом (23) изменится к виду

$$N = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{\gamma^2 + \delta^2} \pi A \sigma_1 \sigma_2, \quad (27)$$

Основным влияющим фактором здесь является уширение резонанса по мощности $\gamma \rightarrow \gamma \sqrt{1+s}$, однако $s_{\text{max}} = \max(I/I_{\text{sat}}) \sim 0.2 \ll 1$, так что можем считать что γ практически совпадает с шириной спектральной линии перехода 410.6 нм.

Измерение температуры атомов в МОЛ. Наблюдение облака атомов, приведенного на рис. 8, происходит после выключения ловушки и разлёта атомов в течение некоторого времени (указать время). Остановимся подробнее на физике разлёта атомов. В начальный момент времени распределение атомов по скоростям соответствует максвелловскому распределению, в координатном пространстве атомы можно считать нормально распределенными [32]:

$$f(\mathbf{r}, t) \propto \prod_{j=x,y,z} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left(- \frac{(r_j - v_j t)^2}{2\sigma_j^2(0)} - \frac{mv_j^2}{2k_B T} \right) dv_j, \quad (28)$$

где $\sigma_j(t)$ соответствует ширине облака атомов, t – время свободного разлёта, после выключения ловушки. Так как происходит свободное падение, то изменив систему отсчёта на свободно падающую вместе с облаком атомов, можем пренебречь влиянием гравитации. Интегрируя по скоростям (28), находим искомую зависимость $\sigma_j(t)$:

$$f(\mathbf{r}, t) \propto \prod_{j=x,y,z} \exp \left(- \frac{r_j^2}{2\sigma_j^2(t)} \right), \quad \sigma_j(t)^2 = \sigma_j^2(0) + \frac{k_B T}{m} t^2,$$

что позволяет по определенным из аппроксимации (рис. 8) фотографии данных нормальным распределением (25), определять температуру облака атомов в МОЛ.

5.3 Загрузка МОЛ

Оптимизация отстройки лучей МОЛ. Для оптимизации количества атомов тулия в МОЛ была измерена зависимость $N(t, \delta)$ и определен её оптимум. Величина отстройки δ луча МОЛ контролировалась с помощью напряжения, подаваемого на АОМ. В соответствии с процедурой, описанной в разделе 5.2, измерялось полное число атомов N в ловушке в различные моменты времени t , для различной отстройки δ .

Полученные данные (рис. 9а) аппроксимировались зависимостью, вида

$$F(t) = N_{\text{max}} (1 - e^{-t_{\text{load}}/\tau}), \quad (29)$$

где τ – характерное время загрузки, N_{max} – предельное число атомов. Из (21) видно, что $N_{\text{max}} = \sqrt{\Phi_{\text{load}}/\beta}$, $\tau = 1/\sqrt{\beta\Phi_{\text{load}}}$.

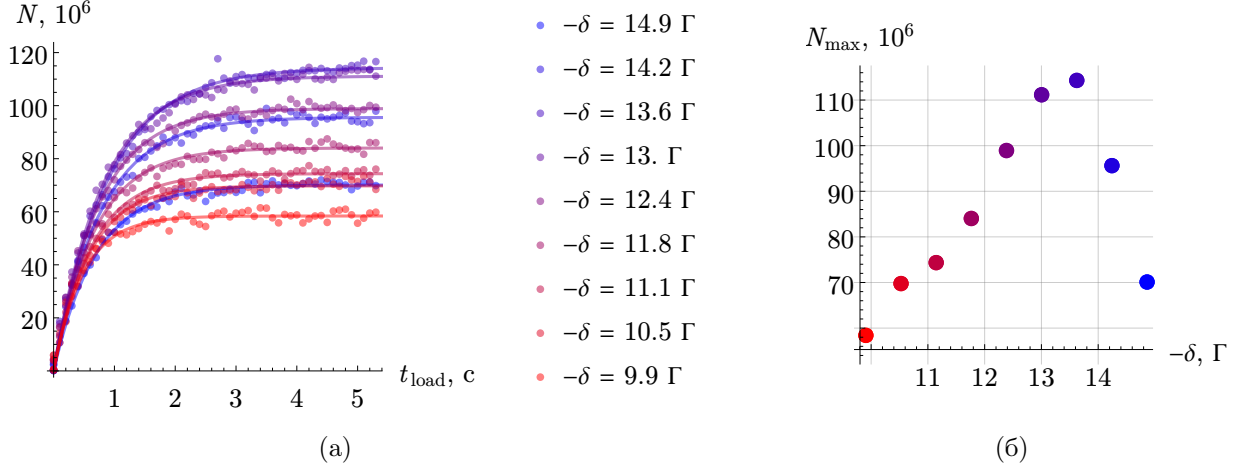


Рис. 9: а) Динамика загрузки МОЛ для различных значений отстройки б) Зависимость максимального числа атомов в МОЛ от величины отстройки δ

По зависимости $N_{\text{max}}(\delta\nu)$ (рис. 9b) было определено оптимальное значение отстройки δ лазерного луча МОЛ: максимальное значение атомов в ловушке N_{max} составило 114×10^6 атомов. Наблюдаемое значение $\Phi_{\text{load}} = N_{\text{max}}/\tau \sim 10^8 \text{ c}^{-1}$.

Оптимизация токов ЗЗ. Магнитное поле в ЗЗ контролируется с помощью токов, подаваемых на большую и маленькую катушку (рис. 3). Аналогично оптимизации отстройки лучей МОЛ на времени загрузки 5 с измерялось количество атомов в МОЛ N для различных значений тока маленькой катушки I_{small} и большой катушки I_{big} (рис. 10). Оптимум находится в районе $I_{\text{big}} = 35 \text{ A}$ и $I_{\text{small}} = 18 \text{ A}$.

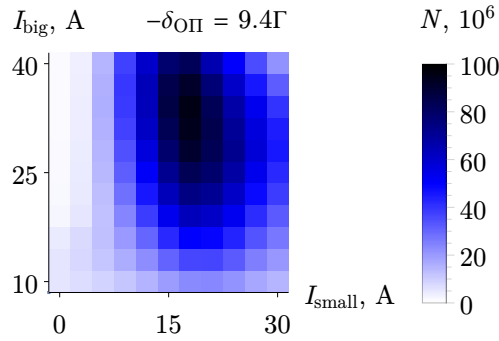


Рис. 10: Зависимость количества загруженных за 5с в МОЛ атомов от величины токов малой и большой катушки ЗЗ. Зависимость снята при оптимальной отстройке лучей ОП $\delta_{\text{ОП}}$.

Аналогичные измерения проделаны для других отсроек лучей ОП (рис. 11), определено, что исходное значение $\delta_{\text{ОП}} = 9.4 \text{ GHz}$ является локально оптимальным.

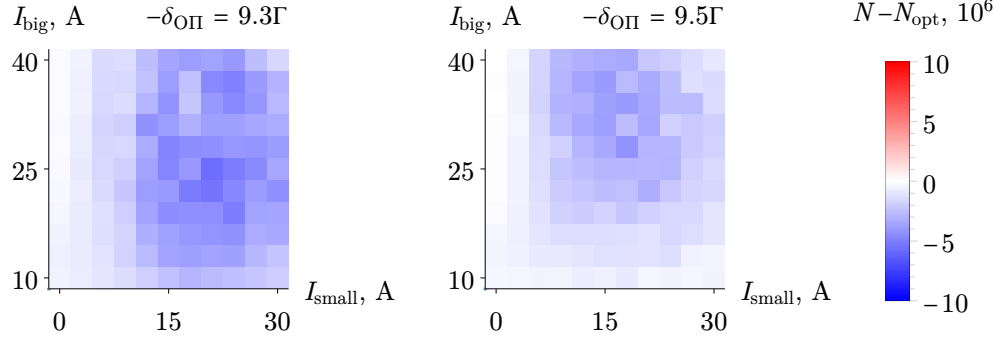


Рис. 11: Зависимость количества загруженных за 5с при оптимальной отстройке лучей ОП в МОЛ атомов от величины токов малой и большой катушки ЗЗ. Зависимость снята при $\delta_{\text{оп}}$ большей и меньшей оптимального значения в $\delta_{\text{оп}} = 9.4\text{Г}$.

5.4 Основные результаты главы

Откалибровано абсолютное значение температуры используемой печи. Описана схема детектирования атомов в МОЛ, описан алгоритм обработки фотографии и определения температуры облака атомов T и полного количества атомов N . Снята зависимость N от отстройки лучей МОЛ, токов ЗЗ и отстройки лучей ОП. Определены оптимальные значения, соответствующие $\delta_{\text{оп}} = -9.4\text{Г}$, $\delta_{\text{МОЛ}} = -13.5\text{Г}$ и $I_{\text{small}} = 18\text{ А}$, $I_{\text{big}} = 35\text{ А}$. Найденные значения соответствуют температуре печи $T_2 = 680^\circ\text{С}$ и $\Phi_{\text{sol}}(T_2) \sim 1 \times 10^{11}\text{ с}^{-1}$. Ранее наша установка работала при температуре $T_1 = 730^\circ\text{С}$, что соответствует потоку атомов $\Phi_{\text{sol}}(T_1) \sim 5 \times 10^{11}\text{ с}^{-1}$. Таким образом время работы установки было увеличено в 5 раз до 5 месяцев непрерывной работы, при этом поток загрузки МОЛ $\Phi_{\text{load}} \sim 10^8$ остался на том же уровне.

6 Моделирование загрузки МОЛ с помощью 2D-МОЛ

Альтернативным решением проблемы напыления атомов Тм на зеркало, находящееся перед пучком, было проектирование источника атомов, не использующего для охлаждения атомарного пучка встречный лазерный луч. Одним из вариантов реализации такого источника является конфигурация 2D-МОЛ. В данной главе делаются оценки на возможный поток загрузки МОЛ Φ_{load} , который можно получить с помощью 2D-МОЛ. Конструкция подразумевает, что из печи атомы попадают сразу в 2D-МОЛ, где плоскость 2D-МОЛ содержит и источник атомов (добавить рисунок). Затем в поперечном к 2D-МОЛ направлении атомы выталкиваются с помощью лазера и так долетают до основной МОЛ.

6.1 Двухмерная магнито-оптическая ловушка

Поток загрузки. В соответствии с формулой (1), а также считая, что захватываются все атомы со скоростью $v < v_{\text{cap}}$ [38]

$$\Phi_{2d} \propto \Phi_{\text{tot}} \int_0^{v_{\text{cap}}} v^3 e^{-v^2/\alpha^2} dv, \quad \Phi_{\text{sol}} = n_{\text{sat}} \bar{v} S_{\text{ov}} \frac{\Omega_{2d}}{4\pi}, \quad \Rightarrow \quad \Phi_{2d} \approx \frac{1}{2} \Phi_{\text{sol}} \left(\frac{v_{\text{cap}}}{\alpha} \right)^4, \quad (30)$$

где Ω_{2d} – телесный угол двухмерной магнитооптической ловушки. Таким образом основным параметром, определяющим поток атомов из 2D-МОЛ является скорость захвата. Если сравнивать 2D-МОЛ с 3З, то из (10) и (30), считая что почти все атомы из 2D-МОЛ попадают в МОЛ [29]: $\eta_{2d} \sim \frac{1}{2}(v_{\text{cap}}/\alpha)^4$. Ожидаемая величина для нашей установки

Скорость захвата. Тормозящая сила в МОЛ [32, (3.1.5)] может быть записана в виде

$$F(v) = \frac{8\hbar\delta k^2}{\Gamma} \frac{s}{\left(1 + s + \left(\frac{\delta - kv}{\Gamma/2}\right)^2\right) \left(1 + s + \left(\frac{\delta + kv}{\Gamma/2}\right)^2\right)} v. \quad (31)$$

Далее полагая $dl = v dt$, можем записать

$$m \frac{dv}{dt} = F(v), \quad \Rightarrow \quad m \int_{v_{\text{cap}}}^0 \frac{v}{F(v)} dv = D, \quad (32)$$

где D – диаметр лазерного пучка. В левой части получается полином пятой степени по v_{cap} . Полагая мощность лазера фиксированной $P \sim 0.1$ Вт, можем выразить $s(D) = \frac{1}{I_{\text{sat}}} \frac{P}{\pi D^2/4}$. Уравнение (32) неявно задаёт зависимость $v_{\text{cap}}(\delta, s, D)$. Численным решением уравнения (32), найдены зависимости $v_{\text{cap}}(\delta, s, D)$, рис. 12.

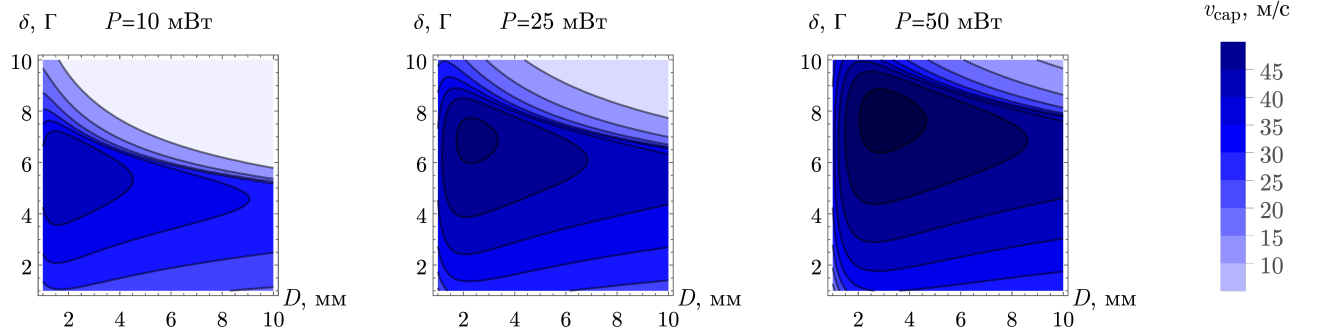


Рис. 12: Зависимость скорости захвата 2D-МОЛ для различных мощностей

Для наглядности представлены зависимости $v_{\text{cap}}(\delta, P, D = 5 \text{ мм})$: рис. 13а, и $v_{\text{cap}}(\delta, P = 25 \text{ мВт}, D)$: рис. 13б.

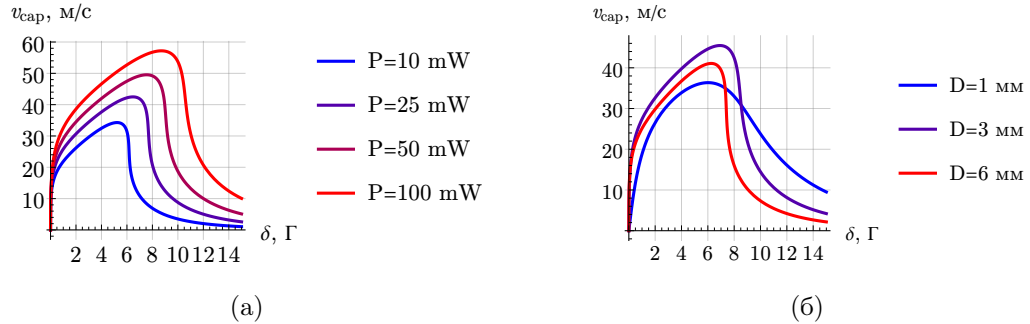


Рис. 13: Зависимость скорости захвата от отстройки и а) мощности при $D = 5 \text{ мм}$; б) размеров луча при $P = 25 \text{ мВт}$.

Толкающий луч. Из геометрии системы $v_r/v_z < \theta$ (описать кто есть кто), при этом $v_z < v_{\text{cap}}$, что приводит к $v_r < \theta v_{\text{cap}} \sim 1 \text{ м/с}$. Под действием гравитации атомы могут просто не долетать до основной МОЛ, поэтому добавляется толкающий луч.

Силу от одного толкающего луча можем найти в виде

$$a(v) = F(v)/m = \frac{\hbar k \Gamma}{m} \frac{s}{2 \left(1 + s + \frac{(2\pi\delta - kv)^2}{\Gamma^2/4} \right)}, \quad (33)$$

где для простоты считали $\delta = 0$. Также будем считать, что $v_{\text{нач}} = 0$, интересно найти зависимость $v_{\text{кон}}(s)$ при фиксированной величине длины разгона l :

$$\int_0^{v_{\text{кон}}} \frac{v dv}{a(v)} = \int_0^l dl. \quad (34)$$

Считая $s \gg \frac{\Gamma m}{8k^3 l \hbar} \sim 10^{-4}$, можем написать

$$v_{\text{кон}}(l) = \left(\frac{\hbar \Gamma^3}{2km} l s \right)^{1/4}. \quad (35)$$

Для $l \sim 20$ см можем считать $v_{\text{кон}} \sim s^{1/4} \cdot 30$ м/с.

Аналогично можем найти связь

$$\int_0^{v_{\text{кон}}} \frac{dv}{a(v)} = \int_0^t dt, \quad \Rightarrow \quad v_{\text{кон}}(t) = \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{3st\hbar}{km} \right)^{1/3}. \quad (36)$$

Теперь можем записать связь например и на время

$$t = \frac{2^{9/4}}{3} \left(\frac{km}{s\Gamma^3\hbar} \right)^{1/4} l^{3/4} = \frac{4}{3} \frac{l}{v_{\text{кон}}}. \quad (37)$$

Тогда выражение на критическую длину:

$$l_{\text{крит}} \sim \sqrt{\frac{h_{\text{крит}} v_{\text{сар}}^2}{g}}, \quad (38)$$

где $h_{\text{крит}}$ определяется геометрией вакуумной установки.

Усиленные встречные пучки. Так как основные требования к $v_{\text{сар}}$ возникают в торможение летящих из печки атомов, то имеет смысл перераспределить мощность в пучках 2D-МОЛ так, чтобы во встречных пучках было больше мощности. Данный приём аналогичен расположению двухмерной оптической патоки перед МОЛ. Подобные конфигурации обычно называются 2D⁺МОЛ. На рис. 14 приведена оценка $v_{\text{сар}}$ для фиксированной мощности $P = 25$ мВт.

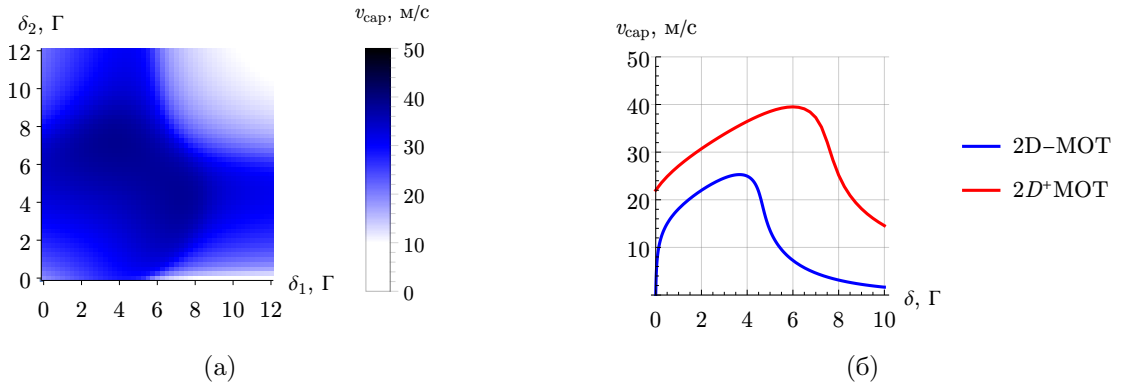


Рис. 14: а) Зависимость скорости захвата $v_{\text{сар}}$ для 2D-МОЛ от величины отстройки основной 2D-МОЛ δ_1 и добавочных к встречным пучкам δ_2 . Видно, что можно использовать в качестве добавки лучи той же частоты, что и основной 2D-МОЛ. б) Зависимость скорости захвата 2D-МОЛ от отстройки лучей 2D-МОЛ при $\delta = \delta_1 = \delta_2$

6.2 Основные результаты главы

Сделана оценка потока загрузки 2D-МОЛ Φ_{2d} и загрузки МОЛ с помощью 2D-МОЛ Φ_{load} . Для 2D-МОЛ с учётом планируемой геометрии системы $\Phi_{sol}(T_2) \sim 4 \times 10^{11}$. При $v_{cap} = 40$ м/с ожидаемая загрузка МОЛ составляет $\Phi_{load} \sim 10^8$ с⁻¹. Таким образом, с учётом конструкции 2D⁺МОЛ мощности 25 мВт на пучок должно быть достаточно для достижения требуемой величины $\Phi_{load} \sim 10^8$ с⁻¹. Это делает 2D-МОЛ перспективной компактной заменой ЗЗ.

7 Заключение

Список литературы

- [1] Bonnie L. Schmittberger and David R. Scherer. A review of contemporary atomic frequency standards, 2020.
- [2] Thomas Heavner, Tom Parker, Jon Shirley, and Steven Jefferts. Nist f1 and f2. Proc. 2008 Symposium on Frequency Standards and Metrology, Pacific Grove, CA, US, 2008-10-05 00:10:00 2008.
- [3] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley, and J. Ye. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10⁻¹⁸ level. *Nature*, 506(7486):71–75, jan 2014.
- [4] A. Golovizin, E. Fedorova, D. Tregubov, D. Sukachev, K. Khabarova, V. Sorokin, and N. Kolachevsky. Inner-shell clock transition in atomic thulium with a small blackbody radiation shift. *Nature Communications*, 10(1), apr 2019.
- [5] Guglielmo M Tino. Testing gravity with cold atom interferometry: results and prospects. *Quantum Science and Technology*, 6(2):024014, mar 2021.
- [6] Savas Dimopoulos, Peter W. Graham, Jason M. Hogan, Mark A. Kasevich, and Surjeet Rajendran. Gravitational wave detection with atom interferometry. *Physics Letters B*, 678(1):37–40, jul 2009.
- [7] Michael Holynski, Ben Stray, Andrew Lamb, Aisha Kaushik, Jamie Vovrosh, Anthony Rodgers, Jonathan Winch, Farzad Hayati, Daniel Boddice, Artur Stabrawa, Alexander Niggebaum, Mehdi Langlois, Y.-H Lien, Samuel Lellouch, Sanaz Roshanmanesh, Kevin Ridley, Geoffrey Villiers, Gareth Brown, Trevor Cross, and Kai Bongs. Quantum sensing for gravitational cartography. 09 2021.
- [8] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, and Sylvain Nascimbene. Quantum simulations with ultracold quantum gases. *Nature Physics*, 8(4):267–276, 2012.
- [9] Maciej Lewenstein, Anna Sanpera, Veronica Ahufinger, Bogdan Damski, Aditi Sen(De), and Ujjwal Sen. Ultracold atomic gases in optical lattices: mimicking condensed matter physics and beyond. *Advances in Physics*, 56(2):243–379, March 2007.
- [10] Christian Gross and Immanuel Bloch. Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices. *Science*, 357(6355):995–1001, September 2017.
- [11] V. V. Tsyganok, D. A. Pershin, V. A. Khlebnikov, D. A. Kumpilov, I. A. Pyrkh, A. E. Rudnev, E. A. Fedotova, D. V. Gaifudinov, I. S. Cojocar, K. A. Khoruzhii, P. A. Aksentsev, A. K. Zykhova, and A. V. Akimov. Bose-einstein condensate as a diagnostic tool for an optical lattice formed by 1064 nm laser light, 2023.
- [12] Arata Yamamoto. Lattice simulation of ultracold atomic bose-fermi mixtures, 2012.
- [13] Jacob F. Sherson, Christof Weitenberg, Manuel Endres, Marc Cheneau, Immanuel Bloch, and Stefan Kuhr. Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic mott insulator. *Nature*, 467(7311):68–72, aug 2010.

- [14] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, and Wilhelm Zwerger. Many-Body Physics with Ultracold Gases. *Reviews of Modern Physics*, 80(3):885–964, July 2008.
- [15] Markus Greiner, Olaf Mandel, Tilman Esslinger, Theodor Haensch, and Immanuel Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, 415:39–44, 02 2002.
- [16] Lauritz Klaus, Thomas Bland, Elena Poli, Claudia Politi, Giacomo Lamporesi, Eva Casotti, Russell N. Bisset, Manfred J. Mark, and Francesca Ferlaino. Observation of vortices and vortex stripes in a dipolar condensate. *Nature Physics*, 18(12):1453–1458, oct 2022.
- [17] Dmitry A. Abanin, Ehud Altman, Immanuel Bloch, and Maksym Serbyn. *Colloquium* : Many-body localization, thermalization, and entanglement. *Reviews of Modern Physics*, 91(2):021001, May 2019.
- [18] Giacomo Roati, Chiara D’Errico, Leonardo Fallani, Marco Fattori, Chiara Fort, Matteo Zaccanti, Giovanni Modugno, Michele Modugno, and Massimo Inguscio. Anderson localization of a non-interacting Bose–Einstein condensate. *Nature*, 453(7197):895–898, June 2008. 1D Bose exp.
- [19] Jae-yoon Choi, Sebastian Hild, Johannes Zeiher, Peter Schauß, Antonio Rubio-Abadal, Tarik Yefsah, Vedika Khemani, David A. Huse, Immanuel Bloch, and Christian Gross. Exploring the many-body localization transition in two dimensions. *Science*, 352(6293):1547–1552, June 2016. Bloch, 2D bosons exp.
- [20] Jacob Oliver Stack. *An Ultra-Cold Lithium Source For Investigating Cold Dipolar Gases*. 2010. Zeeman (Li).
- [21] Ye-Ryoung Lee, Peter Zarth, Martin Weitz, and Wolfgang Ketterle. Zeeman slower for fermionic potassium atoms with natural abundance sample. 06 2007.
- [22] L. Zhao, J. Jiang, and Y. Liu. Optimizing a spin-flip zeeman slower, 2014.
- [23] С. В. Андреев, В. И. Балыкин, В. С. Летохов, and В. Г. Миногин. Радиационное замедление и монохроматизация пучка атомов натрия до 1,5 К во встречном лазерном луче. 34(8):463–467, 1981. Первое наблюдение охлаждения в продольном направлении.
- [24] William D. Phillips and Harold Metcalf. Laser deceleration of an atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 48:596–599, Mar 1982.
- [25] N. Kolachevsky, A. Akimov, I. Tolstikhina, K. Chebakov, A. Sokolov, P. Rodionov, S. Kanorski, and V. Sorokin. Blue laser cooling transitions in thulium. *Applied Physics B*, 89(4):589–594, nov 2007.
- [26] K. Chebakov, A. Sokolov, A. Akimov, D. Sukachev, S. Kanorsky, N. Kolachevsky, and V. Sorokin. Zeeman slowing of thulium atoms. *Optics Letters*, 34(19):2955, sep 2009.
- [27] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A*, 58:3891–3895, Nov 1998.

- [28] T. G. Tiecke, S. D. Gensemer, A. Ludewig, and J. T. M. Walraven. High-flux two-dimensional magneto-optical-trap source for cold lithium atoms. *Physical Review A*, 80(1), 2009.
- [29] Sean Ravenhall, Benjamin Yuen, and Chris Foot. A high-flux, adjustable, compact cold-atom source. *Optics Express*, 29(14):21143, July 2021. 2DMOT tab (Rb).
- [30] G. Lamporesi, S. Donadello, S. Serafini, and G. Ferrari. Compact high-flux source of cold sodium atoms. *Review of Scientific Instruments*, 84(6):063102, jun 2013.
- [31] A. Golovizin, D. Tregubov, D. Mishin, D. Provorchenko, and N. Kolachevsky. Compact magneto-optical trap of thulium atoms for a transportable optical clock. *Optics Express*, 29(22):36734, October 2021. 2DMOT (Tm).
- [32] В. В. Цыганок. *Глубокое лазерное охлаждение атомов тулия в оптической дипольной ловушке*. PhD thesis, МФТИ, 2020.
- [33] C B Alcock, V P Itkin, and M K Horrigan. Vapour Pressure Equations for the Metallic Elements: 298–2500K. 1983.
- [34] C. B. Alcock, V. P. Itkin, and M. K. Horrigan. Vapour pressure equations for the metallic elements: 298–2500k. *Canadian Metallurgical Quarterly*, 23(3):309–313, 1984.
- [35] N. Ramsey. *Molecular Beams*. International series of monographs on physics. OUP Oxford, 1985.
- [36] Jacob Oliver Stack. *An Ultra-Cold Lithium Source For Investigating Cold Dipolar Gases*. PhD thesis, University of London, 2010.
- [37] T. Bergeman, Gidon Erez, and Harold J. Metcalf. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, 35:1535–1546, Feb 1987.
- [38] T. G. Tiecke, S. D. Gensemer, A. Ludewig, and J. T. M. Walraven. High-flux two-dimensional magneto-optical-trap source for cold lithium atoms. *Phys. Rev. A*, 80:013409, Jul 2009.