

ОПТИМИЗАЦИЯ КОЛИЧЕСТВА АТОМОВ ТУЛИЯ В МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

Хоружий Кирилл

От: 17 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	5
1.6 Структура последующих глав	5
2 Экспериментальная установка	6
2.1 Калибровка температуры печи	7
2.2 Обработка фотографии	7
2.3 Загрузка МОЛ	9
3 Моделирование охлаждения атомов	10
3.1 Печь	10
3.2 Зеемановский замедлитель	11
3.3 Магнито-оптическая ловушка	13
3.4 Двухмерная магнито-оптическая ловушка	15
4 Заключение	17
Список литературы	18

ХАннотация

Обозначения и сокращения

МОЛ	магнито-оптическая ловушка	13
2D-МОЛ	двухмерная магнито-оптическая ловушка	
ЗЗ	зеemanовский замедлитель	
АОМ	акусто-оптический модулятор	
ВВ	высокий вакуум	
СВВ	сверхвысокий вакуум	
α	наиболее вероятная тепловая скорость атомов	10
v_{slow}	характерная скорость замедленных в ЗЗ атомов	11
v_{crit}	максимальная скорость атомов, при которой ЗЗ эффективно работает	11
v_{cap}	скорость захвата МОЛ	12, 15
Φ_{tot}	поток атомов, вылетающих из печки	
Φ_{sol}	поток атомов, влетающих в ЗЗ	10
Φ_{load}	поток загрузки МОЛ	14

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 и Yb получены точности порядка 10^{-18} [1, 3].

Измерение гравитационных эффектов с помощью ультрахолодных атомов находит применение в фундаментальных исследованиях [4] измерение гравитационной постоянной G , исследование гравитации на малых масштабах, измерение параметра Этвёша; развиваются детекторы гравитационных волн на основе атомных интерферометров [5]. Измерение ускорения свободного падения может использоваться для практических задач, например поиска месторождений полезных ископаемых [4].

Основой квантовых симуляторов на ультрахолодных атомах является возможность в широком диапазоне настраивать различные параметры системы, такие как сила взаимодействия атомов [6], структура и глубина потенциала решетки [7–9], в которую помещаются охлажденные атомы, температуру и концентрацию. В зависимости от используемых атомов возможна симуляция ферми или бозе систем, а также их смесей [10]. С использованием объективов с большой числовой апертурой возможно получение разрешения в один узел оптической решетки [11], 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 решетках [12], формально реализующие модель ферми-хаббарда и бозе-хаббарда (с реализацией, например, перехода от сверхтекучести к мотовскому изолятору [13]). Экспериментально наблюдались вихри во вращающемся бозе-конденсате, формирование вихрями решетки [14]. 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 [12].

Особый интерес представляет исследование условий, когда система не термализуется [15], 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 [16] и многочастичная локализация [17].

1.2 ✕Актуальность проблемы

1.3 Цели и задачи работы

Целями данной работы являлись оптимизация количества атомов ^{169}Tm в магнитооптической ловушке, работающей на длине волны 532 нм: увеличение длительности работы источника атомов (печи), повышение эффективности процесса замедления атомов. Проектирование двухмерной магнитооптической ловушки в качестве источника атомов ^{169}Tm .

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 и значения токов в катушках ЗЗ.
3. Определить оптимальную отстройку для 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. Рассчитать ожидаемое значение потока загрузки МОЛ с помощью 2D-МОЛ.

1.4 ✕Обзор существующих решений

1.5 Роль автора

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

1.6 ✕Структура последующих глав

2 Экспериментальная установка

Получение ультрахолодного облака атомов Tm происходит в несколько этапов, принципиальная схема приведена на рис. 1.

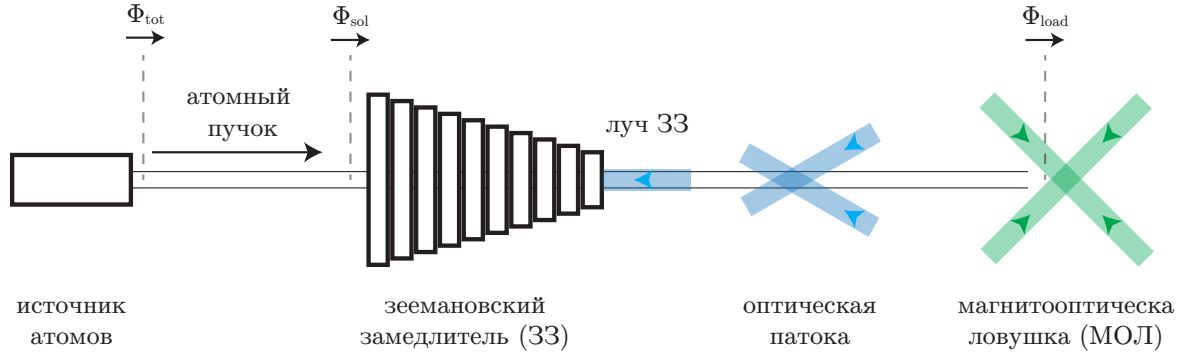


Рис. 1: Принципиальная схема установки

1. Источник атомов (печь). Внутри высокого вакуума (ВВ) расположен тигель печи с кусочком Tm, нагрев 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 зеemanовский 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 так, чтобы вдоль всей длины ЗЗ атомы выходящие из резонанса из-за доплеровского сдвига, оставались бы в резонансе за счёт зеemanовского 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 АОМА добивается отстройка от атомного резонанса порядка Г (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 вязкая среда, вместе с используемыми в антигильмгольцевской конфигурации катушками, в центре мол создаётся минимум потенциала.

2.1 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 $|F = 4\rangle \rightarrow |F = 5\rangle$ [18]. Фотодиодом измерялось интегральное значение флюоресценции V_{PD} атомов в пучке для различных значений отстройки лазера δ , примеры приведены на рис. 8а. 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 (8) видно, что $\Phi_{tot}(T) \propto n_{sat}(T)$ и, соответственно, экспоненциально зависит от температуры (9), что и определяет основной характер зависимости.

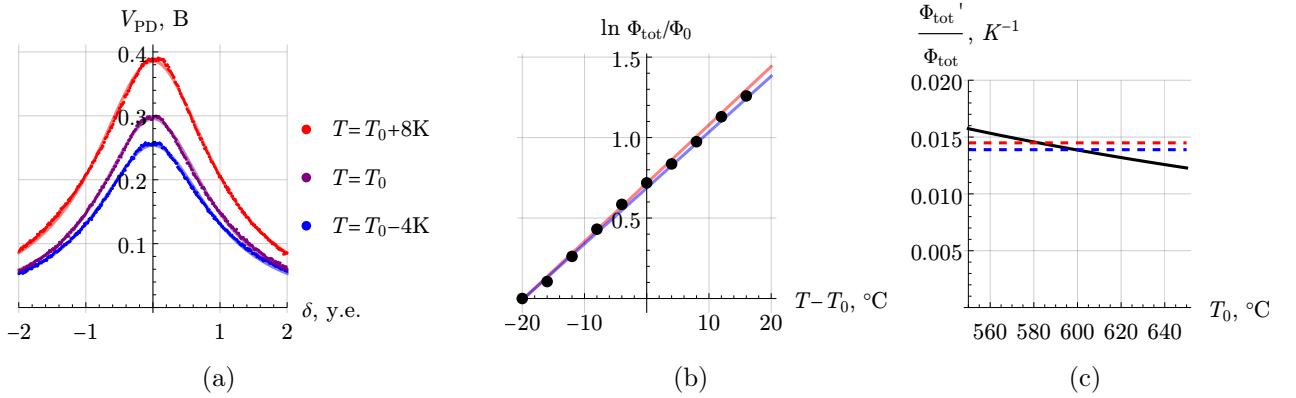


Рис. 2: а) Снятая экспериментальная зависимость мощности флюоресценции атомарного пучка от величины отстройки от резонанса лазерного излучения. Непрерывными линиями показана аппроксимация данных лоренцовым контуром. б) Относительная зависимость потока атомов из печи Φ_{tot} от температуры: черными точками отмечены экспериментально снятые точки, непрерывными линиями отмечены границы линейной аппроксимации в) Восстановление значения T_0 по относительному изменению потока: черным обозначена теоретическая зависимость (9), штрихованными 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. 2б), 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. 2с)

$$T_0 = (590 \pm 10)^\circ\text{C}. \quad (1)$$

(полученное значение согласуется с экспериментом по реперной точке на температуре плавления алюминия, стоит ли эту историю описывать?).

2.2 Обработка фотографии

Для получения информации об атомном облаке в МОЛ использовалась схема изображенная на рис. 3.

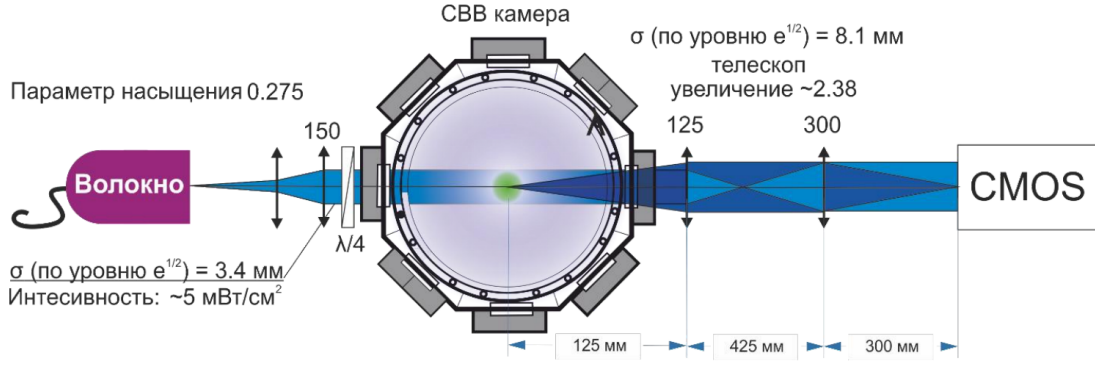


Рис. 3: Схема детектирования из [18]

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

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

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 $f_{\text{exp}}(x, y)$:

$$f_{\text{exp}} = \ln \left(\frac{I_D}{I_0} \right) + \frac{I_D - I_0}{I_s} = \sigma_0 \int n(x, y, z) dz. \quad (3)$$

Пример результата обработки изображения приведен на рис. 4.

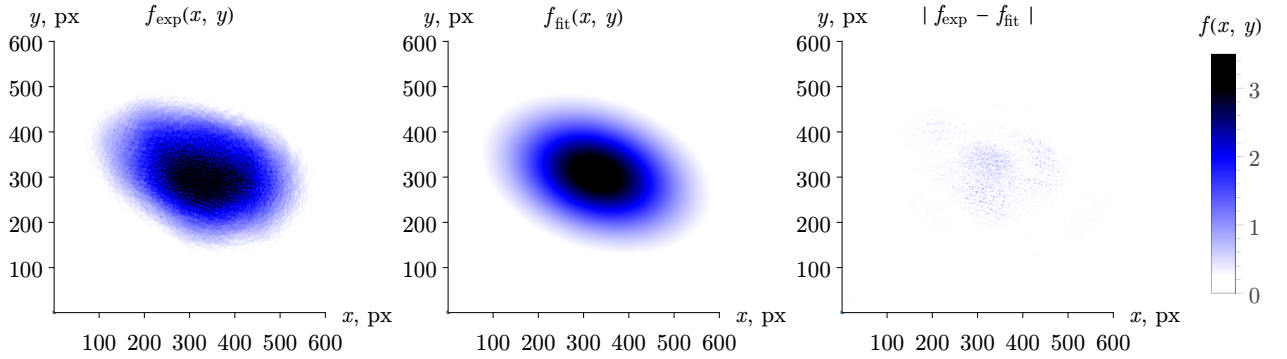


Рис. 4: (добавить описание)

Далее распределение облака атомов аппроксимируется гауссовым распределением [18] (добавить ссылку почему), для нахождения полного числа атомов:

$$f_{\text{fit}}(x, y) = B + A \exp \left(- \left(\frac{\tilde{x}}{\sigma_1} \right)^2 - \left(\frac{\tilde{y}}{\sigma_2} \right)^2 \right), \quad \begin{pmatrix} \tilde{x} \\ \tilde{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x - x_0 \\ y - y_0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Учен поворот облака в плоскости фотографирования на некоторый угол φ . Полное число

атомов тогда может быть найдено, как

$$N = \pi A \sigma_1 \sigma_2. \quad (5)$$

В случае, если лазерный пучок был выбран нерезонансным, то выражение для числа атомов N с учётом (2) изменится к виду

$$N = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{\gamma^2 + \delta^2} \pi A \sigma_1 \sigma_2, \quad (6)$$

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

2.3 Загрузка МОЛ

Для оптимизации количества атомов тулия в МОЛ снятая зависимость $N(t, \delta)$. Величина отстройки контролировалась с помощью напряжения, подаваемого на АОМ, дальше для удобства, δ будет приводиться в Вольтах, $1 \text{ В} \sim 1 \text{ МГц}$ (уточнить!). В соответствии с процедурой, описанной в разделе 2.2, измерялось полное число атомов N в ловушке в различные моменты времени t , для различной отстройки δ .

Полученные данные (рис. 5а) аппроксимировались зависимостью, вида

$$F(t) = N_{\max} (1 - e^{-t_{\text{load}}/\tau}), \quad (7)$$

где τ – характерное время загрузки, N_{\max} – предельное число атомов. Где из (27) видно, что $N_{\max} = \sqrt{\Phi_{\text{load}}/\beta}$, $\tau = 1/\sqrt{\beta\Phi_{\text{load}}}$.

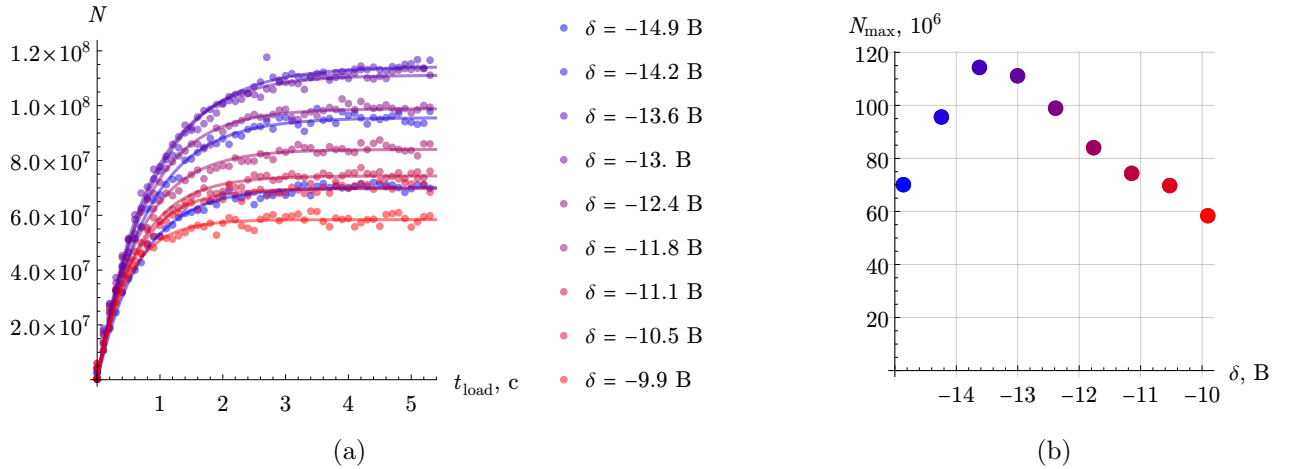


Рис. 5: а) Динамика загрузки МОЛ для различных значений отстройки б) Зависимость максимального числа атомов в МОЛ от величины отстройки $\delta\nu$

По зависимости $N_{\max}(\delta\nu)$ (рис. 5б) было определено оптимальное значение отстройки δ лазерного луча МОЛ: максимальное значение атомов в ловушке N_{\max} составило 114×10^6 атомов. Наблюдаемое значение $\Phi_{\text{load}} = N_{\max}/\tau \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$.

3 Моделирование охлаждения атомов

3.1 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 [19] может быть определён, как

$$\Phi_{\text{tot}} = \frac{1}{4} n_{\text{sat}} \bar{v} S_{\text{ov}}, \quad (8)$$

где $\bar{v} = \sqrt{8k_{\text{B}}T/\pi m} \approx 1.13\alpha$ – средняя тепловая скорость, $n_{\text{sat}} = P_{\text{sat}}/k_{\text{B}}T$ – концентрация атомов в печи, зависимость $n_{\text{sat}}(T)$ для тулия приведена в (9). Время работы печи тогда может найти, как $t_{\text{life}} = N_{\text{tm}}/\Phi_{\text{tot}}$. В установке $D_{\text{ov}} \approx 7$ мм.

Концентрация. Концентрацию n знаем из давления насыщенных паров [20, 21] для атомов Tm:

$$n_{\text{sat}}(T) = \frac{101325 \text{ Па}}{k_{\text{B}}T} \exp(8.882 - 12270 T^{-1} - 0.9564 \ln T) \quad (9)$$

где температура T указана в Кельвинах.

Поток атомов на выходе. В соответствии с [22], вероятность вылететь из печи пропорциональна скорости v , поэтому максвелловское распределение модифицируется. Исходное распределение может быть записано в виде

$$f(v_z, v_r) = \frac{4}{\alpha^4} v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2}, \quad (10)$$

где $\alpha = \sqrt{2k_{\text{B}}T/m}$ – наиболее вероятная скорость. Поток атомов долетающих до ЗЗ может быть найден [19], с учётом того что $v_r/v_z < \varphi$:

$$f(v_z) = \frac{4}{\alpha^4} \int_0^\infty v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2} \theta(\varphi - v_r/v_z) dv_r = \frac{2}{\alpha^4} \varphi^2 v_z^3 e^{-(v_z/\alpha)^2}. \quad (11)$$

Аналогично можем посмотреть на распределение в радиальном направлении

$$f(v_r) = \frac{4}{\alpha^4} \int_0^\infty v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2} \theta(\varphi - v_r/v_z) dv_z = \frac{2}{\alpha^2} v_r e^{-(v_r/\alpha\varphi)^2}. \quad (12)$$

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

$$\Phi_{\text{sol}} = \varphi^2 \cdot \Phi_{\text{tot}}, \quad (13)$$

где для ЗЗ $\varphi \sim 1/40$. Подставляя характерные значения, находим $\Phi_{\text{sol}} \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

3.2 Зеемановский замедлитель

Магнитное поле. Для использующегося зеемановского замедлителя зависимость [18] магнитного поля B_{exp} от координаты z представлена на рис. 6. В соответствие с [23] магнитное поле эффективно замедляет атомы, при $B(z) \propto \sqrt{1 - z/z_0}$, на рисунке 6 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.

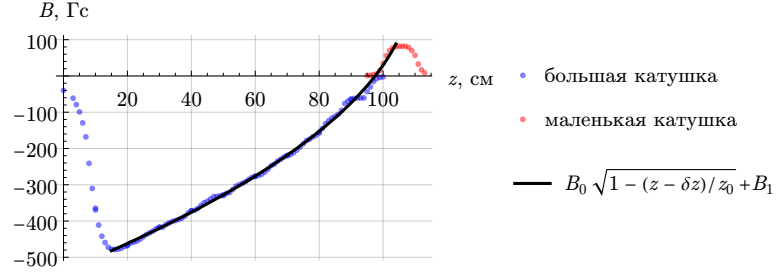


Рис. 6: Зависимость магнитного поля внутри зеемановского замедлителя от координаты

Тормозящая сила. Считая, что мы работаем с циклическим переходом (указать каким), в приближение двухуровневой системы, эффективное сила, действующая со стороны лазерного луча на атом, может быть записана в виде¹ (добавить ссылку)

$$F = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + 4(\delta + kv)^2 / \Gamma^2} \quad (14)$$

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

Уравнение движения запишется в виде

$$\frac{dv}{dt} = \frac{F}{m}, \quad v dt \stackrel{\text{def}}{=} dz \quad \frac{dv(z)}{dz} = \frac{F(v, z)}{m v(z)}, \quad (15)$$

где m – масса атома. Таким образом можем найти зависимость $v(z)$ для различных $v_0 \stackrel{\text{def}}{=} v(z=0)$, характерный вид приведен на рис. 7 для $\delta = -20\Gamma$, $s = 20$, $B(z) \approx B_{\text{exp}}(z)$.

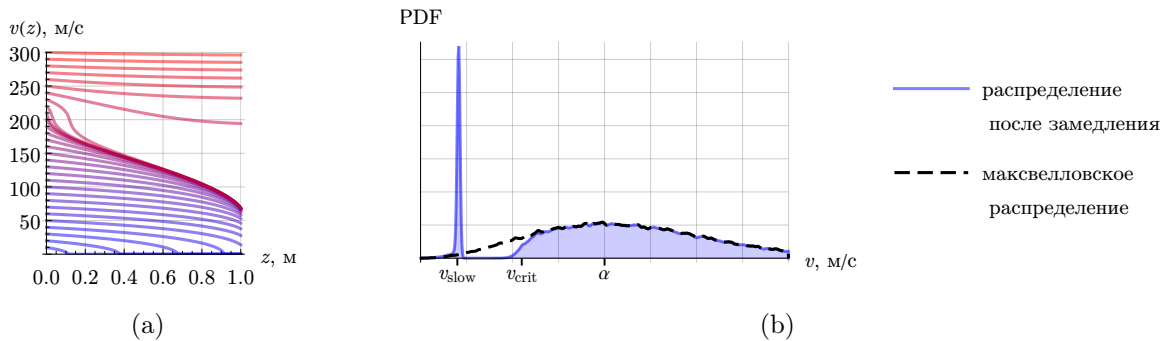


Рис. 7: а) Зависимость скорости атомов от координаты в зеемановском замедлителе. б) Характерное преобразование распределения атомов по скоростям после замедления

¹Нагрев, связанный с изотропным излучением фотона, приводящий во время движения к случайным блужданиям в пространстве поперечных скоростей в данной работе не рассматривается, потери связанные с этим эффектом обычно ограничиваются 10% (добавить ссылку).

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 распределения² атомов по скоростям приведено на рис. 7b, 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)

$$f(v_z, v_r) \propto v_r e^{-(v_r/\alpha)^2} v_z e^{-(v_z/\alpha)^2} \theta(\varphi_{\text{in}} - v_r/v_z). \quad (16)$$

В дальнейшем в моделировании будет использоваться 10^5 частиц из распределения (16) для $\alpha = 300$ м/с.

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

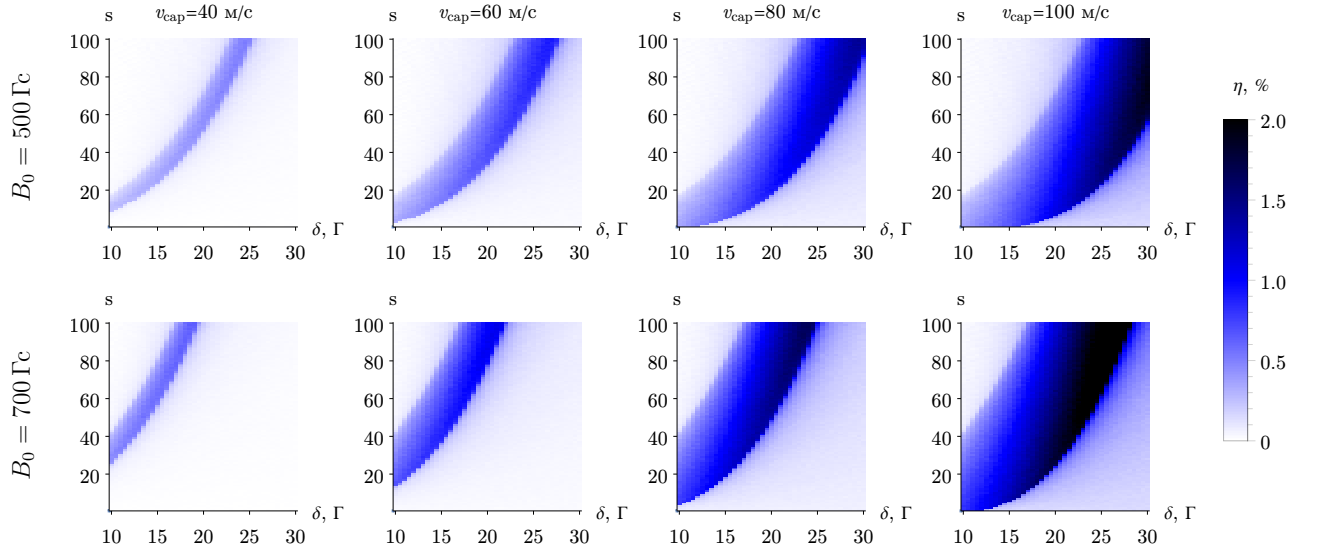


Рис. 8: Эффективность работы замедлителя

Для оценки эффективности системы замедлитель + МОЛ введём интегральный параметр $\eta = \Phi_{\text{load}}/\Phi_{\text{sol}}$, равный отношению количества захваченных в МОЛ к количеству атомов, попадающих в замедлитель. Связь η с наблюдаемым количеством атомов в МОЛ приведена в (26).

Зависимость $\eta(B_0, v_{\text{cap}}, -\delta, s)$ приведена на рисунке 8. 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. Характерное значение $\eta \sim 10^{-2}$, с учётом (13), даёт близкое к экспериментально наблюдаемому значению $\Phi_{\text{load}} = \eta\Phi_{\text{sol}} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Здесь анализ картинки, мне не нравится – переписать. Видно, что есть некоторая оптимальная область параметров (в которой $v_{\text{slow}} < v_{\text{cap}}$), ширина которой увеличивается с

²Забавный факт. Впервые данный способ охлаждения атомов применялся [24] для охлаждения Na до 1.5 К в продольном направлении в 1981 году.

увеличением v_{cap} . Формально отстройкой δ и магнитным полем B_0 мы можем увеличивать v_{crit} (? добавить зависимость $v_{\text{crit}}(B_0, \delta)$, подумать про аналитические оценки), ценой увеличения v_{slow} . Увеличением мощности уменьшаем значение v_{slow} до момента, когда $v_{\text{slow}} < v_{\text{cap}}$. Важно заметить, что зависимость η от настраиваемых параметров носит унимодальный характер, что позволяет подбирать оптимальные значения итеративно находя максимум η отдельно по каждому из параметров.

3.3 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

$$\mathbf{F} = \langle n_e/n_g \rangle \cdot \hbar\mathbf{k}/\tau, \quad (17)$$

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

$$\left\langle \frac{n_e}{n_g} \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{s}{1 + s + 4 \left(\frac{2\pi\delta + \mathbf{k}\mathbf{v}}{\Gamma} \right)^2}. \quad (18)$$

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 $\mathbf{k}\mathbf{v} = \pm kv$

$$\mathbf{F} = \frac{\hbar\mathbf{k}\Gamma}{2} \left(\frac{s}{1 + s + 4 \left(\frac{2\pi\delta - \mathbf{k}\mathbf{v}}{\Gamma} \right)^2} - \frac{s}{1 + s + 4 \left(\frac{2\pi\delta + \mathbf{k}\mathbf{v}}{\Gamma} \right)^2} \right), \quad (19)$$

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

$$\mathbf{F} = \delta \frac{8\hbar k^2 s / \Gamma}{\left(1 + s + 4 \left(\frac{2\pi\delta - \mathbf{k}\mathbf{v}}{\Gamma} \right)^2 \right) \left(1 + s + 4 \left(\frac{2\pi\delta + \mathbf{k}\mathbf{v}}{\Gamma} \right)^2 \right)} \mathbf{v}, \quad (20)$$

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 антигильмгольцевской конфигурации [25]. Для пары колец магнитное поле вблизи центра может быть записано в виде

$$\mathbf{B} = \beta(-x, -y, 2z)^T/2, \quad \beta = \frac{3\mu_0 I a R^2}{2(R^2 + a^2)^{5/2}}, \quad (21)$$

где I – сила тока в катушках, $2a$ – расстояние между катушками, R – радиус катушек, μ_0 – магнитная постоянная [25]. Для катушек достаточно просуммировать магнитное поле от колец, придя к виду аналогичному (21).

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 [18], поэтому возможны переходы только с $\Delta m_F = m_{F_e} - m_{F_g} = \pm 1$. Так как для рабочих переходов тулия $g \approx 1$ (сослаться на его свойства), 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 (19), с учётом малости скоростей $kv < \Gamma$, близости к центру ловушки $\mathbf{r} \ll \sqrt{Ra}$, можем линейаризовать выражение для силы \mathbf{F} :

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = -\alpha \mathbf{v} - D \mathbf{r}, \quad D = \frac{-\delta}{\Gamma/2\pi} \frac{8\mu_B \beta k s}{\left(1 + s + 4\left(\frac{2\pi\delta}{\Gamma}\right)^2\right)^2}, \quad \alpha = \frac{-\delta}{\Gamma} \frac{8\hbar k^2 s}{\left(1 + s + 4\left(\frac{2\pi\delta}{\Gamma}\right)^2\right)^2}, \quad (22)$$

где \mathbf{r} – координаты атома.

Динамика количества атомов в МОЛ. Количество атомов в ловушке N во время загрузки может быть оценено уравнением [18]

$$\frac{dN}{dt} = \Phi_{\text{load}} - \gamma N - \tilde{\beta} \int_V n(\mathbf{r}, t)^2 d^3\mathbf{r}, \quad (23)$$

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:

$$\frac{dN}{dt} = \Phi_{\text{load}} - \gamma N - \beta N^2, \quad \beta = \frac{\tilde{\beta}}{V} = \frac{\tilde{\beta}}{(2\pi)^{3/2} w_x w_y w_z} \frac{1}{w_x w_y w_z}. \quad (24)$$

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

Решая уравнение (24), можем найти зависимость $N(t)$:

$$N(t) = \frac{\Phi_{\text{load}}}{\gamma} \left(\frac{1}{2} + \frac{\mu}{\text{th } \mu \gamma t} \right)^{-1}, \quad \mu \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4 \frac{\beta \Phi_{\text{load}}}{\gamma^2}}. \quad (25)$$

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

$$N = \frac{\gamma}{2\beta} \left(\sqrt{1 + 4 \frac{\beta \eta \Phi}{\gamma^2}} - 1 \right), \quad \eta = \frac{\gamma}{\Phi_{\text{sol}}} N + \frac{\beta^2}{\Phi_{\text{sol}}} N^2. \quad (26)$$

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

В эксперименте характерные значения [18] $\gamma = 0.12 \text{ с}^{-1}$, $\tilde{\beta} = 2 \times 10^{-10} \text{ см}^{-3}/\text{с}$, $V = 40 \times 10^{-5} \text{ см}^{-3}/\text{с}$, $\beta = 5 \times 10^{-7} \text{ с}^{-1}$, $\Phi_{\text{load}} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$. Так как $\beta \Phi \gg \gamma^2$, то с хорошей точностью можно считать $\gamma = 0$, тогда уравнения существенно упрощаются:

$$N(t) = \sqrt{\frac{\Phi_{\text{load}}}{\beta}} \left(1 - e^{-t\sqrt{\beta\Phi}} \right) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{\Phi_{\text{sol}}}{\beta}} \eta. \quad (27)$$

3.4 Двухмерная магнито-оптическая ловушка

Поток загрузки. В соответствии с формулой (8), а также считая, что захватываются все атомы со скоростью $v < v_{\text{cap}}$ [26]

$$\Phi_{2d} \propto \Phi_{\text{tot}} \int_0^{v_{\text{cap}}} v^3 e^{-v^2/\alpha^2} dv, \quad \Phi_0 = n_{\text{sat}} \bar{v} S_{\text{oven}} \frac{\Omega_{2d}}{4\pi}, \quad \Rightarrow \quad \Phi_{2d} \approx \frac{1}{2} \Phi_0 \left(\frac{v_{\text{cap}}}{\alpha} \right)^4, \quad (28)$$

где Ω_{2d} – телесный угол двухмерной магнитооптической ловушки. Таким образом основным параметром, определяющим поток атомов из 2D-МОЛ является скорость захвата.

Скорость захвата. Тормозящая сила в МОЛ [18, (3.1.5)] может быть записана в виде

$$F(v) = \frac{8\hbar\delta k^2}{\Gamma} \frac{s}{\left(1 + s + \left(\frac{\delta - kv}{\Gamma/2}\right)^2\right) \left(1 + s + \left(\frac{\delta + kv}{\Gamma/2}\right)^2\right)} v. \quad (29)$$

Далее полагая $dl = v dt$, можем записать

$$m \frac{dv}{dt} = F(v), \quad \Rightarrow \quad m \int_{v_{\text{cap}}}^0 \frac{v}{F(v)} dv = D, \quad (30)$$

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 (30) неявно задаёт зависимость $v_{\text{cap}}(\delta, s, D)$. Численным решением уравнения (30), найдены зависимости $v_{\text{cap}}(\delta, s, D)$, рис. 9.

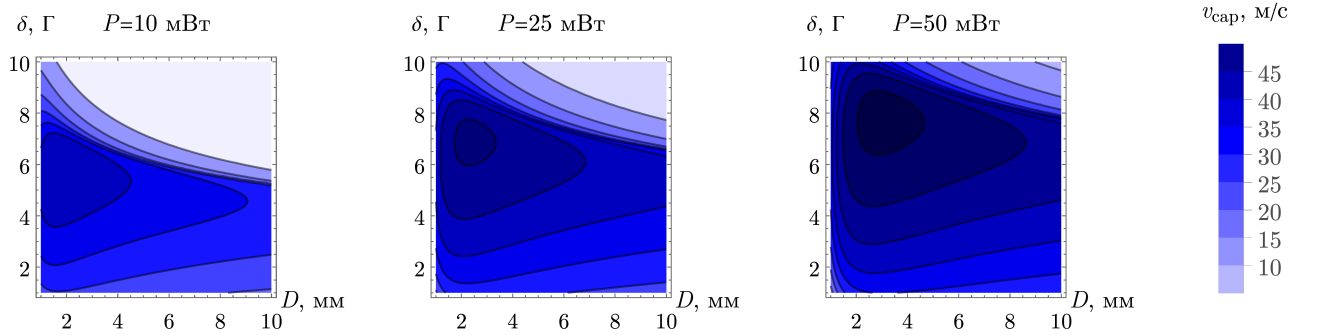


Рис. 9: Зависимость скорости захвата 2D-МОЛ для различных мощностей

Для наглядности представлены зависимости $v_{\text{cap}}(\delta, P, D = 5 \text{ мм})$: рис. 10а, и $v_{\text{cap}}(\delta, P = 25 \text{ мВт}, D)$: рис. 10б.

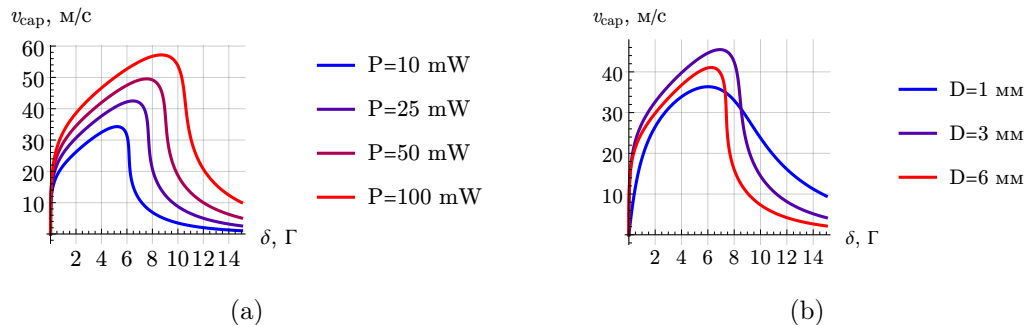


Рис. 10: Зависимость скорости захвата от отстройки

Толкающий луч. Из геометрии системы $v_r/v_z < \theta$ (описать кто есть кто), при этом $v_z < v_{\text{сар}}$, что приводит к $v_r < \theta v_{\text{сар}} \sim 1$ 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

$$a(v) = F(v)/m = \frac{\hbar k \Gamma}{m} \frac{s}{2 \left(1 + s + \frac{(2\pi\delta - kv)^2}{\Gamma^2/4} \right)}, \quad (31)$$

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 :

$$\int_0^{v_{\text{кон}}} \frac{v dv}{a(v)} = \int_0^l dl. \quad (32)$$

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

$$v_{\text{кон}}(l) = \left(\frac{\hbar \Gamma^3}{2km} l s \right)^{1/4}. \quad (33)$$

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

Аналогично можем найти связь

$$\int_0^{v_{\text{кон}}} \frac{dv}{a(v)} = \int_0^t dt, \quad \Rightarrow \quad v_{\text{кон}}(t) = \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{3st\hbar}{km} \right)^{1/3}. \quad (34)$$

Теперь можем записать связь например и на время

$$t = \frac{2^{9/4}}{3} \left(\frac{km}{s\Gamma^3\hbar} \right)^{1/4} l^{3/4} = \frac{4}{3} \frac{l}{v_{\text{кон}}}. \quad (35)$$

Тогда выражение на критическую длину:

$$l_{\text{крит}} \sim \sqrt{\frac{h_{\text{крит}} v_{\text{сар}}^2}{g}}, \quad (36)$$

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, как мы уже делали в секции ???. Подобные конфигурации обычно называются 2D⁺МОЛ.

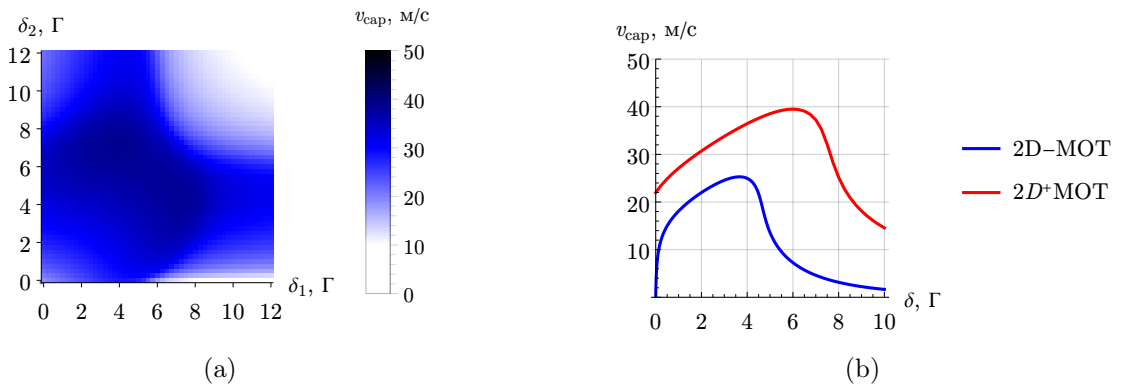


Рис. 11: a) ... b) ...

Написать про оценку Φ_{load} МОЛ с помощью 2D-МОЛ.

4 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] Guglielmo M Tino. Testing gravity with cold atom interferometry: results and prospects. *Quantum Science and Technology*, 6(2):024014, mar 2021.
- [5] 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.
- [6] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, and Sylvain Nascimbene. Quantum simulations with ultracold quantum gases. *Nature Physics*, 8(4):267–276, 2012.
- [7] 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.
- [8] Christian Gross and Immanuel Bloch. Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices. *Science*, 357(6355):995–1001, September 2017.
- [9] 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. Zykova, and A. V. Akimov. Bose-einstein condensate as a diagnostic tool for an optical lattice formed by 1064 nm laser light, 2023.
- [10] Arata Yamamoto. Lattice simulation of ultracold atomic bose-fermi mixtures, 2012.
- [11] 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.
- [12] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, and Wilhelm Zwerger. Many-Body Physics with Ultracold Gases. *Reviews of Modern Physics*, 80(3):885–964, July 2008.
- [13] 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.
- [14] 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.

- [15] 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.
- [16] 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.
- [17] Jae-yoon Choi, Sebastian Hild, Johannes Zeiher, Peter Schauf, 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.
- [18] В. В. Цыганок. *Глубокое лазерное охлаждение атомов тулия в оптической дипольной ловушке*. PhD thesis, МФТИ, 2020.
- [19] 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.
- [20] C B Alcock, V P Itkin, and M K Horrigan. Vapour Pressure Equations for the Metallic Elements: 298–2500K. 1983.
- [21] 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.
- [22] N. Ramsey. *Molecular Beams*. International series of monographs on physics. OUP Oxford, 1985.
- [23] Jacob Oliver Stack. *An Ultra-Cold Lithium Source For Investigating Cold Dipolar Gases*. PhD thesis, University of London, 2010.
- [24] 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.
- [25] T. Bergeman, Gidon Erez, and Harold J. Metcalf. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, 35:1535–1546, Feb 1987.
- [26] 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.