

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЛОВУШКИ ДЛЯ КАЛИЯ-39 И КАЛИЯ-40

В. В. Батуро ^a, В. А. Виноградов ^{a,b,c}, М. В. Платонова ^{a,b,d}, И. В. Южновец ^{a,c},
А. В. Турлапов ^{a,b,c*}

^a ООО «Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий»
121205, Москва, Россия

^b Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук
603155, Нижний Новгород, Россия

^c Московский физико-технический институт
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия

^d Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603022, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 3 апреля 2024 г.,
после переработки 31 мая 2024 г.
Принята к публикации 31 мая 2024 г.

Созданы магнитооптические ловушки для ³⁹K и ⁴⁰K. Одна и та же установка настраивается на пленение либо одного изотопа, либо другого. Захвачено $7 \cdot 10^9$ атомов ³⁹K и $1.5 \cdot 10^8$ атомов ⁴⁰K. Среди ловушек, наполняемых из зеемановского замедлителя, эти значения являются наибольшими для каждого изотопа. Для ⁴⁰K впервые исследовано влияние столкновений с атомами теплового пучка на время накопления. Термометрия, выполненная при меньшем числе атомов, для ³⁹K показала 4.5 мК и значительно меньше для ⁴⁰K, 130 мК, что ниже предела Летохова–Миногина–Павлика.

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.

DOI: 10.31857/S0044451024100079

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерное охлаждение и пленение газа атомов [1] создает условия для последующего более глубокого охлаждения до квантового вырождения [2]. Наиболее просто лазерное охлаждение работает в отношении щелочных металлов, к которым относится калий. У него два стабильных бозонных изотопа ³⁹K и ⁴¹K и фермионный изотоп ⁴⁰K с долгим полураспадом 10^9 лет.

Бозон ³⁹K обладает широкими s -волновыми резонансами Фано–Фешбаха в меньших, чем другие щелочные металлы, магнитных полях [3]. Это открывает возможность более быстрого управления s -взаимодействиями, что интересно для интерферо-

метрии на сжатых состояниях бозе-конденсата [4] и для изучения динамических эффектов.

⁴⁰K наряду с ⁶Li — один из двух долгоживущих фермионных изотопов щелочных металлов, а его s -волновые резонансы Фешбаха лежат при существенно меньших, чем у ⁶Li, магнитных полях. Из-за меньшего, чем у лития, центробежного барьера p -резонансы для ⁴⁰K шире, что интересно в контексте получения сверхтекучих фаз с p -симметрией [5]. В природном калии содержится лишь 0.012% ⁴⁰K, что осложняет эксперименты.

Интересны бозе- и ферми-газы с большим числом частиц N . В измерениях это позволяет улучшить соотношение сигнал/шум. Для коллективных эффектов важна температура в естественных энергетических единицах, например единицах химического потенциала μ . Минимально достижимая температура для однородных бозе- и ферми-

* E-mail: turlapov@appl.sci-nnov.ru

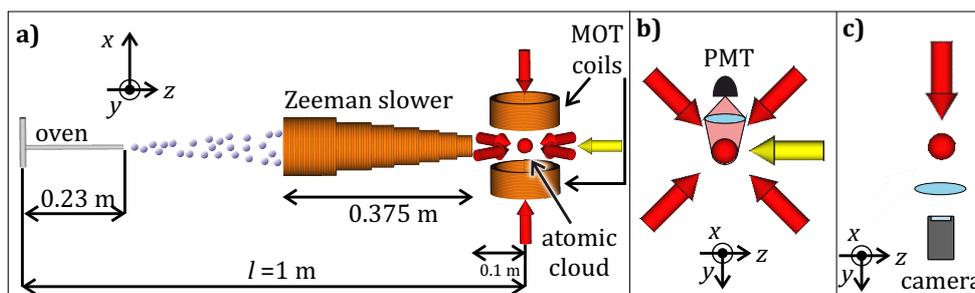


Рис. 1. *a* — Общий вид экспериментальной установки для создания магнитооптических ловушек для ^{39}K и для ^{40}K . Здесь «oven» — тепловой источник атомов, состоящий из вертикального стакана и горизонтального сопла; «MOT coils» — электромагниты МОЛ; 6 красных стрелок — лучи МОЛ; желтая стрелка — луч замедлителя. *b* — Схема наблюдения за флуоресценцией в ходе накопления МОЛ, «PMT» — фотоэлектронный умножитель, синим показана линза. *c* — схема для теневой съемки атомов, красной стрелкой показан луч подсвета

газов соответственно масштабируется как $\mu N^{-7/15}$ и $\mu N^{-1/3}$ [6].

Магнитооптическая ловушка (МОЛ) может наполняться атомами из замедленного теплового пучка [7], окружающих паров [8] или 2-мерной МОЛ [9]. При наполнении из окружающих паров число атомов выгодно зависит от диаметра лучей МОЛ d как $N \propto d^{5.82}$, что позволяет получать вплоть до $N = 1.4 \cdot 10^{11}$, как было показано для ^{87}Rb [10]. Для столь выгодного масштабирования нужны давления паров много большие, чем давление других газов в вакуумной камере. Применение пучка медленных атомов, полученного при помощи зеemanовского замедлителя или 2-мерной МОЛ, позволяет использовать вакуумные камеры с малым давлением и, таким образом, долго накапливать газ атомов в ловушке, избегая потерь, вызванных столкновением с фоновым газом. Низкое давление позволяет проводить последующие действия, например испарительное охлаждение [2], в той же вакуумной камере, без переноса в камеру с меньшим давлением. Для Na проведено сравнение 2 способов загрузки, через замедлитель и из 2-мерной МОЛ, и показано, что замедлитель дает несколько больше атомов [11].

Воплощение всех трех способов наполнения МОЛ для ^{39}K описано соответственно в публикациях [12–14], и для ^{40}K — в работах [15–17]. Для обоих изотопов наибольшее число атомов получено загрузкой из 2-мерной МОЛ, $(2-3) \cdot 10^{10}$ [18, 19] и $8.9 \cdot 10^9$ [20] соответственно. Такой способ упоминается в литературе наиболее часто. Наполнение из окружающих паров для ^{39}K дало $3 \cdot 10^9$ атомов [21], а для ^{40}K — $2 \cdot 10^8$ с источником паров, обогащенным до 4.5% по ^{40}K [22].

Замедлитель использован для загрузки ^{39}K в двух работах, где получено $3 \cdot 10^7$ [12] и 10^8 ато-

мов [23] в МОЛ. В последнем случае пучок атомов создается импульсным источником, в котором пары ^{39}K предохлаждаются буферным холодным газом гелия, а загрузка МОЛ происходит быстро, за 10 мс. Для ^{40}K также известно два эксперимента по загрузке МОЛ из замедлителя. В работе [15] захвачено более 10^6 атомов из обогащенной смеси с содержанием ^{40}K 7%, при этом пучок ^{40}K был совмещен с пучком атомов ^6Li . В работе [24] загружено в МОЛ $5 \cdot 10^7$ атомов из естественной смеси калия. Замедлитель таким образом не является часто используемым способом загрузки МОЛ ни для ^{39}K , ни для ^{40}K .

В настоящей работе сообщается о получении магнито-оптических ловушек для ^{39}K и для ^{40}K , загружаемых из зеemanовского замедлителя. Число атомов ^{39}K в ловушке, $7 \cdot 10^9$, больше, чем в других экспериментах с ^{39}K , использующих замедлитель. В ловушку для ^{40}K захвачено $1.5 \cdot 10^8$ частиц, что также больше, чем в других ловушках для ^{40}K , загружаемых из замедлителя. Для ^{40}K впервые исследовано влияние столкновений с атомами пучка на время накопления. Статья построена следующим образом. В разд. 2 описана экспериментальная установка, в разд. 3 приведены и обсуждаются измерения числа атомов, температуры, времени накопления.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1. Общее описание установки

Для пленения и охлаждения ^{39}K и ^{40}K использовалась одна и та же установка, схема которой показана на рис. 1.

Источником газа атомов служит тепловой пучок. Часть атомов тормозится в зеemanовском замедли-

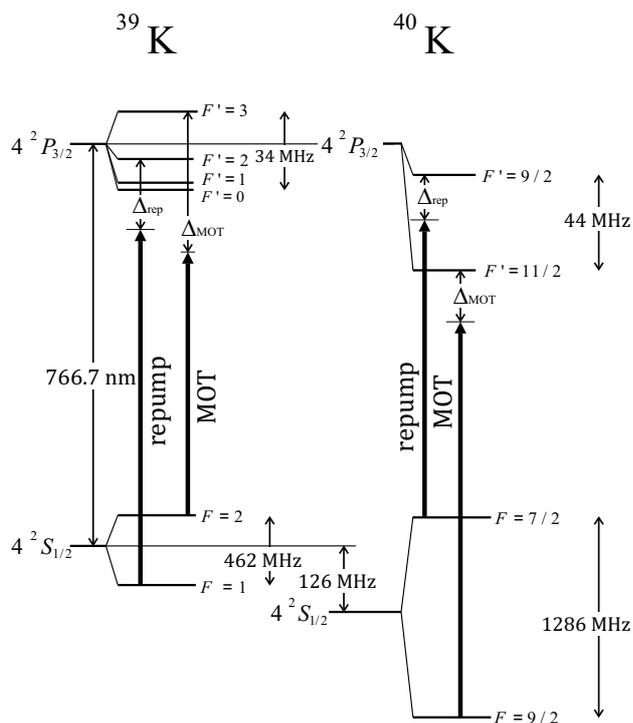


Рис. 2. Энергетические уровни ^{39}K и ^{40}K , близкие к резонансу с излучением. Адаптировано из работы [25]

теле, после чего попадает в МОЛ. Далее в разд. 2.2–2.6 установка описана более подробно. Используется лазерное излучение с частотами вблизи линии D2 калия с длиной волны $\lambda = 766.7$ нм. Уровни энергии близкие к резонансу с излучением показаны на рис. 2. Вакуум внутри установки поддерживается двумя магниторазрядными насосами между источником атомов и замедлителем, а также гетерным и магниторазрядным насосами, подсоединенными со стороны МОЛ. Переход с ^{39}K на ^{40}K требует небольшого изменения в оптической схеме, которое описано в разд. 2.6.

2.2. Тепловой пучок атомов

Источником теплового пучка атомов служит печь из нержавеющей стали, состоящая из вертикального стакана и горизонтального сопла внутренним диаметром $2r_{\text{oven}} = 6.4$ мм и длиной 230 мм, показанная на рис. 1 а. В стакан заложен металлический калий. Для экспериментов с ^{39}K закладываются две стеклянные ампулы, содержащие каждая по 10 мг природной смеси изотопов калия, в которой ^{39}K составляет 93.2%. Ампулы разбиваются в атмосфере аргона, затем стакан сверху закрывается, и газ откачивается. Для экспериментов с ^{40}K ана-

логичным образом разбивается ампула, содержащая 2.5 мг металлического калия, обогащенного до 12.8% по ^{40}K .

Для создания теплового пучка ^{39}K стакан нагрет до 140°C , что дает атомы с наиболее вероятной скоростью 510 м/с. Температура сопла на большей части длины близка к комнатной. Оседание атомов на стенки не приводило к сколь-нибудь заметному сужению сопла — при вскрытии вакуумной камеры наблюдался лишь небольшой налет.

Атомы вылетают из сопла в полный угол 3.5° . Их поток можно оценить на основе давления насыщенных паров калия в стакане при 140°C [26], что дает $2.6 \cdot 10^{15}$ атомов/с. Область захвата МОЛ видна из стакана под углом 2° , а выходная апертура замедлителя отсекает атомы, летящие в угол свыше 1.7° .

Давление в области вблизи печи $6 \cdot 10^{-8}$ торр при температуре печи 140°C измерено магниторазрядным насосом в предположении, что основной газ H_2 . Фактический состав газа неизвестен. Вклад калия вероятно не основной, поскольку давление паров калия при комнатной температуре, при которой находятся стенки в этой области, на порядок меньше и составляет $9 \cdot 10^{-9}$ торр. Давление, измеренное при выключенном нагреве печи, — $8 \cdot 10^{-9}$ торр в предположении основного вклада водорода.

В экспериментах с ^{40}K стакан разогревался до $88\text{--}120^\circ\text{C}$.

2.3. Зеемановский замедлитель

Зеемановский замедлитель [27] позволяет замедлить часть атомов в тепловом пучке и, таким образом, увеличить скорость заполнения МОЛ. Замедлитель состоит из луча встречного атомному пучку и электромагнита с конусообразной намоткой, показанных на рис. 1.

Для ^{39}K луч настроен на торможение атомов на переходе

$$4S_{1/2}(F = 2, F_z = F) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 3, F'_z = F'),$$

поляризация луча σ^+ . В области ловушки диаметр луча по уровню интенсивности $1/e$ равен 19 мм, а интенсивность в центре — 20 мВт/см², что много больше интенсивности насыщения циркулярного перехода 1.75 мВт/см². У края сопла диаметр луча примерно равен диаметру сопла. Отстройка от частоты перехода подобрана максимизацией числа атомов в МОЛ и составляет в нулевом магнитном поле $\Delta_0 = -11.5\text{Г}$, где $\Gamma = 2\pi(6.035\text{ МГц})$ — обратное время жизни возбужденного состояния [28].

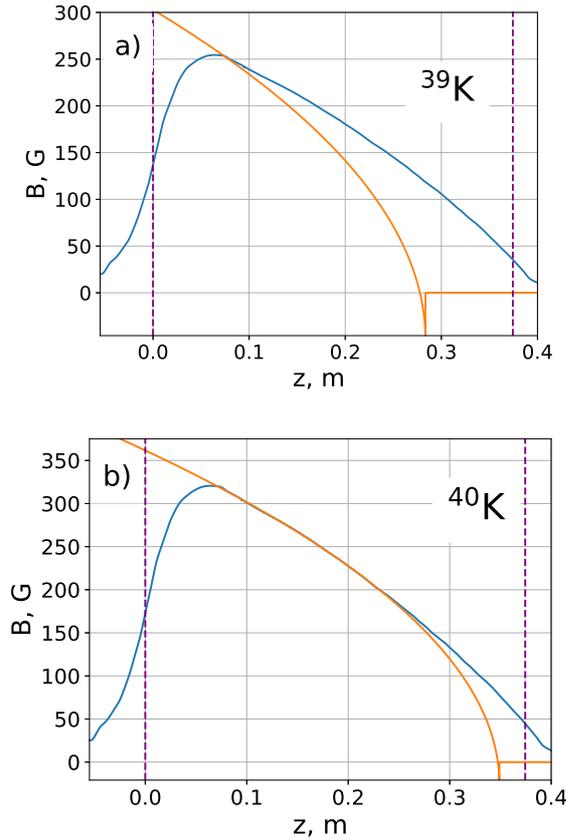


Рис. 3. Профиль магнитного поля на оси зеemanовского замедлителя для ^{39}K (a) и ^{40}K (b). Синим — измеренное поле при 7.7 А (a, для ^{39}K) и 9.7 А (b, для ^{40}K), оранжевым — поле идеального замедлителя (1) для заданных отстроек Δ_0 . Вертикальными штриховыми линиями показаны границы электромагнита

Электромагнит исходно разработан для замедления ^6Li . Величина тока подбирается так, чтобы максимизировать число атомов в ловушке, и для ^{39}K составила 7.7 А. Это значение было использовано для ловушки с наибольшими значениями $N \simeq 7 \cdot 10^9$. Кроме того, выполнялись измерения с меньшим числом атомов в ловушке $N \simeq 5 \cdot 10^8$ при токе 6.3 А.

Профиль поля на оси замедлителя при токе 7.7 А показан на рис. 3 a. Также показано поле идеального замедлителя

$$B(z) = \frac{\hbar}{\mu_{\text{Bohr}}} \left(\Delta_0 + \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{2a_{\text{max}}(z_0 - z)} \right), \quad (1)$$

которое отвечает равнозамедленному движению с ускорением $a_{\text{max}} = \pi\hbar\Gamma/(m\lambda)$, где m — масса атома, μ_{Bohr} — магнетон Бора. Фактическое поле спадает медленнее, чем идеальное, что делает процесс торможения более устойчивым по отношению к рез-

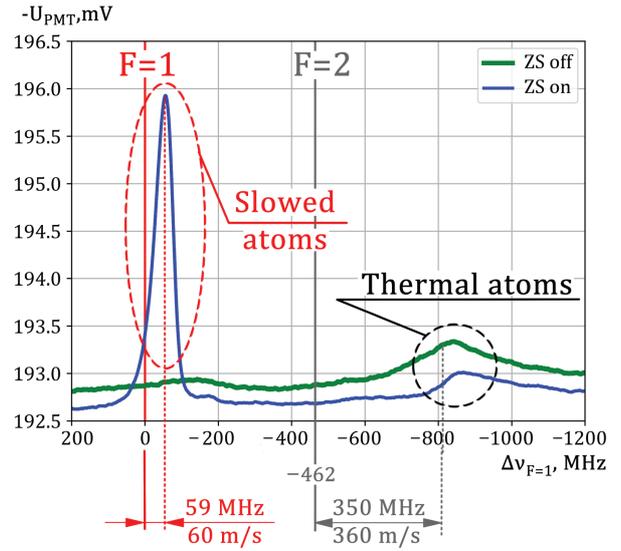


Рис. 4. Флюоресценция пучка атомов, прошедших через зеemanовский замедлитель, в зависимости от $\Delta\nu_{F=1}$, отстройки диагностического луча от частоты перехода $4S_{1/2}(F=1) \rightarrow 4P_{3/2}(F'=2)$. Резонанс с этим переходом и с $4S_{1/2}(F=2) \rightarrow 4P_{3/2}(F'=3)$ отмечен вертикальными линиями « $F=1$ » и « $F=2$ » соответственно. « ZS on/off» — замедлитель включен/выключен. Флюоресценция измерена в единицах выходного напряжения ФЭУ $U_{\text{PMТ}}$ и видна на фоне засветки ФЭУ переотражениями

ким перепадам магнитного поля и к снижению интенсивности света. Пересечение идеального профиля с фактическим на рис. 3 a отвечает начальной скорости

$$v_{\text{ini}} = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{\mu_{\text{Bohr}}B(z=9 \text{ см})}{\hbar} - \Delta_0 \right) = 330 \text{ м/с}, \quad (2)$$

которая в свою очередь соответствует вовлечению 14% теплового распределения атомов в замедление.

В области МОЛ замедлитель создает небольшое поле, около 2 Гс. Во всех экспериментах с МОЛ это поле скомпенсировано соосным электромагнитом, который находится по другую сторону от МОЛ и на рис. 1 не показан.

Воздействие замедлителя можно видеть на рис. 4, где показана флюоресценция пучка в диагностическом луче в области, где в дальнейшем наблюдается МОЛ. Диагностический луч направлен под углом 42° к оси пучка в плоскости yz , против движения атомов. В этом измерении отсутствуют создающие МОЛ поля. Диаметр диагностического луча 5.5 мм по уровню интенсивности $1/e$, интенсивность в центре 0.5 мВт/см^2 , поляризация линейная в плоскости yz . Флюоресценция наблю-

дается на фотоэлектронном умножителе (ФЭУ) при различных отстройках диагностического луча $\Delta\nu_{F=1}$ от частоты перехода

$$4S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 2).$$

На рисунке показана зависимость при включенном и выключенном замедлителе. Выключение достигается сменой поляризации замедляющего луча на σ^- , что сохраняет почти неизменной засветку ФЭУ переотражениями, свет от которых доминирует над флюоресценцией, что видно на рис. 4.

Замедленные атомы на рис. 4 проявляются вблизи $\Delta\nu_{F=1} = 0$, поскольку процесс замедления для большинства атомов заканчивается накачкой в состояние $4S_{1/2}(F = 1)$ из-за существенной радиальной компоненты магнитного поля на выходе замедлителя. По отстройке пика замедленных атомов, можно определить их продольную скорость 60 м/с, которая близка к оценке $-\lambda\Delta_0/(2\pi) = 54$ м/с. Незамедленные атомы находятся в основном в состоянии $4S_{1/2}(F = 2)$. Спадание в их распределении отстоит на 350 МГц от резонанса

$$4S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 3),$$

что отмечено на рис. 4. Этот частотный сдвиг соответствует доплеровскому сдвигу для атомов со скоростью 360 м/с, что близко к оценке (2).

Для ^{40}K использовано торможение атомов на переходе

$$4S_{1/2}(F = 9/2, F_z = F) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 11/2, F'_z = F').$$

Для того, чтобы луч не мешал формированию МОЛ, расположенной по центру луча, в экспериментах с ^{40}K в центре затемнена область диаметром 6 мм. В отсутствие затемнения интенсивность в центре в области МОЛ была бы 35 мВт/см². Отстройка от резонанса $\Delta_0 = -5.8\text{Г}$, что соответствует скорости 27 м/с. Ток электромагнита 9.7 А. При токах менее 8 А число атомов в МОЛ было меньше минимум на порядок.

Фактический профиль поля при 9.7 А и близкий профиль идеального замедлителя показаны на рис. 3 б. Видно, что фактический и идеальный профиль поля почти совпадают на широком отрезке $9\text{ см} < z < 25\text{ см}$, отклонения в этой области не превышают 2 Гс. Если атомы срываются на этом участке из процесса замедления, то замедлитель полноценно работает лишь при $z > 25\text{ см}$, где поле спадает более плавно, чем в идеальном замедлителе. Граница $z = 25\text{ см}$ соответствует замедлению со скоростями

$v_{\text{ini}} = 220\text{ м/с}$, то есть вовлечению лишь 3.6% теплового распределения атомов в замедление.

Для ^{40}K ни замедленные, ни тепловые атомы не наблюдались. Возможность эффективного замедления при профиле поля близком к идеальному подтверждена на примере ^{39}K . Обнаружено, что при токе 10 А количество замедленных атомов примерно на 30% больше, чем при 7.7 А.

2.4. Магнитооптическая ловушка

Магнитооптическая ловушка формируется вблизи выхода зеemanовского замедлителя. Положение облака плененных атомов показано на рис. 1. Центр ловушки совпадает с осью пучка атомов. Ловушка создается тремя парами встречных лучей и парой электромагнитов со встречными токами, следуя традиционной схеме [7]. Давление вблизи МОЛ составляет $3 \cdot 10^{-10}$ торр в предположении основного газа H_2 . Диаметр лучей 18 мм по уровню интенсивности $1/e$, поляризации круговые. Каждый из лучей содержит две частоты — основную и частоту перенакачки.

Для ^{39}K основная частотная компонента взаимодействует с переходом

$$4S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 3),$$

показанным на рис. 2 а. Отстройка от перехода $\Delta_{\text{МОТ}} = -10\text{Г}$, интенсивность компоненты в центре каждого горизонтального луча составляет 12.5 мВт/см², а в центре каждого вертикального — 10 мВт/см². Частота перенакачки близка к переходу

$$4S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 2)$$

и отстроена на $\Delta_{\text{гер}} = -5\text{Г}$. Ввиду близости возбужденных уровней $4P_{3/2}(F' = 3)$ и $4P_{3/2}(F' = 2)$ основная частота приводит к частым переходам на последний и распадам на $4S_{1/2}(F = 1)$, для опустошения которого требуется достаточно сильное поле перенакачки, интенсивность которого по центру каждого горизонтального луча составляет 4 мВт/см², а по центру вертикального — 20 мВт/см². Электромагниты создают градиент магнитного поля, величина которого в вертикальном направлении x равна -9.5 Гс/см . Это значение было использовано для ловушки с наибольшим $N \simeq 7 \cdot 10^9$.

Кроме того, измерения температуры ^{39}K выполнялись с меньшим числом атомов $N \simeq 5 \cdot 10^8$. В этих экспериментах $\Delta_{\text{МОТ}} = -6\text{Г}$, $\Delta_{\text{гер}} = -3\text{Г}$, градиент магнитного поля -3.5 Гс/см .

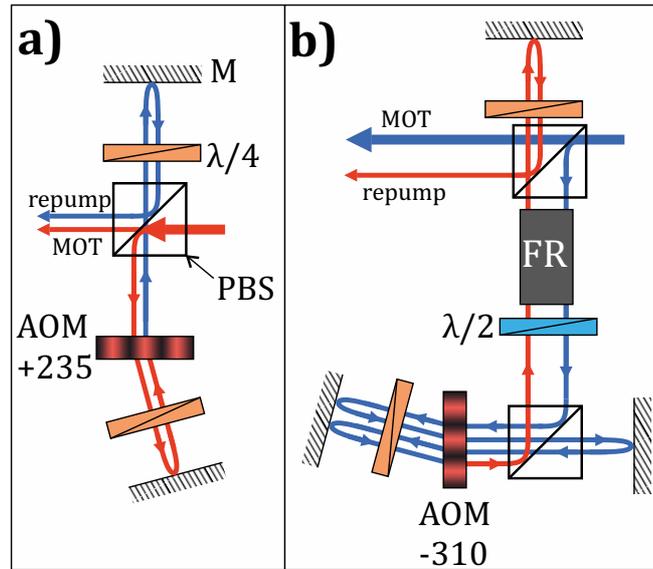


Рис. 5. Оптическая схема добавления частоты перенакачки («герупм») к основной частоте магнитооптического пленения («МОТ»): *a* — для ^{39}K ; *b* — для ^{40}K . Лучи, нарисованные близко и параллельно, находятся в одной пространственной моде, в том числе лучи «МОТ» и «герупм». «АОМ+235» и «АОМ-310» — АОМы, сдвигающие частоту света на +235 и -310 МГц соответственно. «PBS» — поляризирующая делительная пластина; « $\lambda/2$ » и « $\lambda/4$ » — полу- и четвертьволновой фазовращатель соответственно; «FR» — фарадеевский вращатель поляризации на 45° ; «M» — зеркало

Для пленения ^{40}K основная частота лучей МОЛ близка к переходу

$$4S_{1/2}(F = 9/2) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 11/2)$$

и отстроена от него вниз, $\Delta_{\text{МОТ}} = -4\text{Г}$. Интенсивность этой частотной компоненты по центру каждого горизонтального и вертикального луча — 5 и 10 мВт/см² соответственно. Частотная компонента перенакачки отстроена от перехода

$$4S_{1/2}(F = 7/2) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 9/2)$$

на $\Delta_{\text{гер}} = -3.5\text{Г}$. Сверхтонкое расщепление уровня $4P_{3/2}$ достаточно велико, поэтому высокая интенсивность перенакачки не требуется. В каждом горизонтальном и вертикальном луче интенсивность равна 1.3 и 2.5 мВт/см² соответственно. Вертикальный градиент магнитного поля -7.5 Гс/см .

2.5. Камера и фотоэлектронный умножитель

Источником данных являются фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) и КМОП-камера, расположение которых схематично показано на рис. 1 *b* и рис. 1 *c* соответственно. ФЭУ использовался для измерения времени накопления атомов в МОЛ. На камеру получены изображения облака атомов при помощи теневой съемки в свете с близкой к резонансу частоте.

ФЭУ и камера не могут использоваться одновременно. Устанавливается либо одно, либо другое устройство.

2.6. Переделка установки при смене изотопа

Переход с одного изотопа на другой требует изменения оптической схемы, в которой частота перенакачки добавляется к основной частоте МОЛ. Схемы для ^{39}K и ^{40}K показаны на рис. 5 *a* и рис. 5 *b* соответственно.

В случае ^{39}K частота перенакачки добавляется к основной частоте при помощи акустооптического модулятора (АОМа) в двухпроходном режиме. Для ^{40}K — добавление АОМом в четырехпроходном режиме.

Добавление происходит до разделения луча на 3 пары лучей МОЛ, показанных на рис. 1.

3. ЧИСЛО И ТЕМПЕРАТУРА АТОМОВ В МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ

3.1. ^{39}K

3.1.1. Флюоресценция ^{39}K

Снимок атомов, флюоресцирующих в лучах МОЛ, приведен на рис. 6 *a*. Снимок сделан на

бытовой цифровой фотоаппарат, желтый оттенок облака — ошибка цветопередачи.

3.1.2. Число атомов ^{39}K

Число атомов измерено при помощи теневой съемки в поле монохроматического излучения с частотой сдвинутой на Δ_{photo} от перехода $4S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 2)$. Перед съемкой атомы накапливаются в ловушке в течение 40 с, уровень $1/e$ достигается примерно за 10 с. За 500 мс до съемки луч замедлителя перекрывается механическим затвором. За 200 мкс при помощи АОМа в течение 100 нс выключаются лучи перенакачки МОЛ, что приводит к переводу большинства атомов в состояние $4S_{1/2}(F = 1)$. Лучи МОЛ перекрываются механическим затвором в течение 20 мкс. Съемка происходит в момент закрытия затвора или с контролируемой задержкой. Магнитные поля МОЛ и замедлителя во время съемки остаются включенными.

Съемка состоит во включении на 2 мкс луча под света, показанного на рис. 1 с и распространяющегося в направлении оси y . Диаметр луча существенно превышает размеры облака, интенсивность в центре $0.24 \text{ мВт/см}^2 \ll$ интенсивности насыщения. Атомы создают тень в луче. Прошедший свет проецируется на камеру. Сравнивая снимки с облаком атомов и без, можно найти распределение коэффициента прохождения $T(x, z)$, по которому вычисляется столбцовая концентрация газа

$$n_2(x, z) = -\frac{1}{\sigma} \ln T(x, z), \quad (3)$$

где σ — сечение рассеяния света одиночным атомом, и число атомов

$$N = \int n_2(x, z) dx dz. \quad (4)$$

Снимок облака тотчас же после выключения лучей МОЛ показан на рис. 6 *b*. Облако вытянуто по вертикали в отличие от облака на фотографии 6 *a* из-за небольшого отличия в юстировке лучей МОЛ. Снимок 6 *b* сделан на резонансе, что приводит к почти полному рассеянию света вблизи центра облака и не позволяет достоверно рассчитать $n_2(x, z)$ и N . Поэтому для количественного анализа использованы снимки с отстройками $|\Delta_{\text{photo}}| = (2.5\text{--}5.5)\Gamma$, пример показан на рис. 6 *c*. Для таких отстроек вычислить σ можно, суммируя вероятности переходов из состояний $4S_{1/2}(F = 1, F_z)$ на все доступные уровни $4P_{3/2}(F' = 0, 1, 2)$ и усредняя по равной населенности исходных магнитных состояний F_z . Расщепле-

нием возбужденных уровней можно пренебречь, что дает

$$\sigma(\Delta_{\text{photo}}) = \frac{\lambda^2/\pi}{1 + (2\Delta_{\text{photo}}/\Gamma)^2}. \quad (5)$$

Расчет σ не зависит от поляризации.

Число частиц N , измеренное при разных Δ_{photo} , показано на рис. 7. В качестве приближения истинной величины возьмем среднее. Таким образом в ловушку для ^{39}K захвачено $(6.9 \pm 1.3) \cdot 10^9$ атомов.

В разд. 3.2.2 на примере ^{40}K показано, что при температуре печи $> 120^\circ\text{C}$ основным ограничителем в числе атомов являются столкновения с атомным пучком. В результате сдвиг центра МОЛ за пределы атомного пучка может привести к увеличению N в 2 и более раз.

Число атомов может быть также измерено по флюоресценции атомов в лучах МОЛ. Сравним два метода. При теневой съемке известно, что почти все атомы находятся на конкретном сверхтонком уровне. Для интерпретации данных нужна модель, которая выдавала бы населенность магнитных подуровней. Здесь модель заменена предположением о равной населенности, на основе которого вычислена σ (5). Интерпретация данных зависит от отстройки Δ_{photo} . Проведены измерения при различных Δ_{photo} — близость результатов указывает на верный учет отстройки. Кроме того, теневая съемка также позволяет определить температуру, как показано в разд. 3.1.3

Пересчет числа фотонов флюоресценции в число атомов зависит от большего числа параметров. Нужна модель, которая указывала бы населенности основных и возбужденных сверхтонких уровней и их магнитных состояний. Населенности зависят от локального магнитного поля, от интенсивностей и отстроек бихроматического поля МОЛ и от спонтанного излучения окружающих атомов. Коллективные эффекты, связанные с ослаблением полей МОЛ и перерассеянием фотонов, заметны уже при $N = 10^5$ [29]. Метод, таким образом, зависит от расчетов и предположений в гораздо большей степени, чем теневая съемка, и по этой причине здесь не использован.

3.1.3. Термометрия ^{39}K

Температура измерена по разлету газа после выключения оптических полей МОЛ. На рис. 8 *a-c* в качестве примера показаны снимки концентрации атомов через $t = 0, 2, 4$ мс после начала разлета. Измерения температуры выполнены с меньшим числом атомов $N \simeq 5 \cdot 10^8$. Из-за меньшей оптической

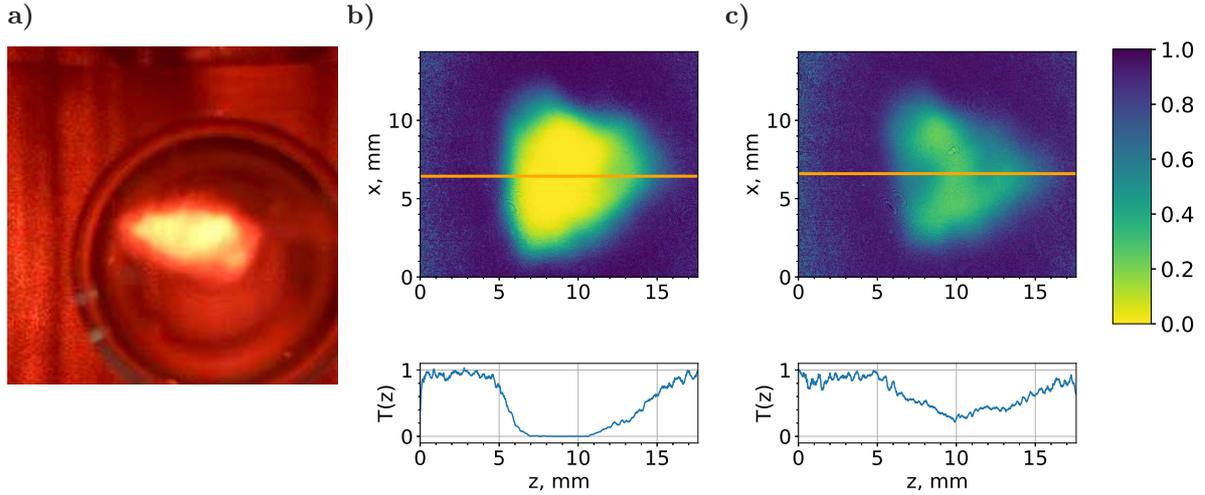


Рис. 6. *a* — Флуоресценция нескольких миллиардов атомов ^{39}K в МОЛ. *b, c* — Теневые снимки для облака ^{39}K без разлета при отстройке подсвечивающего луча $\Delta_{\text{photo}} = -0.2\Gamma$ (*b*) и $\Delta_{\text{photo}} = 2.5\Gamma$ (*c*). Показано распределение коэффициента пропускания $T(x, z)$, величина которого отражена в цвете. Под каждым снимком показано распределение $T(x = \text{const}, z)$ вдоль оранжевой линии, сглаженное по соседним точкам вдоль линии. На панели (*c*) видимое число атомов $N = 8.7 \cdot 10^9$

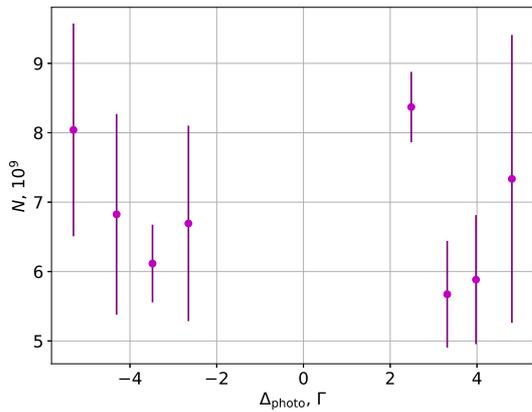


Рис. 7. Число атомов ^{39}K в МОЛ, измеренное при помощи луча подсвета с различной отстройкой от резонанса Δ_{photo} . Показаны средние и среднеквадратичные отклонения по 2 повторениям

глубины облака использовано излучение на резонансе $\Delta_{\text{photo}} = 0$. При вычислении сечения рассеяния учитывается только один возбужденный уровень $4P_{3/2}(F' = 2)$, усреднение по магнитным подуровням дает

$$\sigma = \frac{5\lambda^2}{12\pi}. \quad (6)$$

Облако на всех снимках имеет вытянутую форму. Также разлет в длинном направлении происходит быстрее. Возможная причина — разбалансировка ловушки после выключения лучей перенакачки, которые вносят существенный вклад в удержание.

Для каждого снимка среднеквадратичные полуширины в двух направлениях найдены подгонкой двумерным гауссовым профилем. Размеры вдоль длинного («long») и короткого («short») направлений соответственно отложены на рис. 9 *a b*. Зависимости подогнаны формулами свободного разлета

$$\sigma_{\text{long(short)}}(t) = \sqrt{\sigma_{0 \text{ long(short)}}^2 + t^2 \frac{T_{\text{long(short)}}}{m}}, \quad (7)$$

что дает два значения температуры $T_{\text{long}}, T_{\text{short}}$. В качестве оценки температуры возьмем среднее, а полуразность в качестве систематической ошибки и получим $T = 4.5 \pm 1.5$ мК.

Полученная температура заметно выше, чем значение $T = 870$ мК, предсказанное теорией охлаждения 2-уровневого атома в слабом поле [30] при $\Delta_{\text{МОТ}} = -6\Gamma$. В экспериментах [19, 31] измерены температуры от 2 до 6 мК. Охлаждение ^{39}K отличается от охлаждения 2-уровневого атома и от охлаждения градиентом поляризации [32]. Различие связано с малым сверхтонким расщеплением возбужденного состояния и возросшей в связи с этим ролью перенакачки. Для изотопов лития, у которых сверхтонкое расщепление возбужденного состояния также мало, сообщалось о температурах от 1 до 4 мК [6, 33]. Кроме того, есть общий эффект увеличения T с ростом N как $(T - T_0) \sim N^{1/3}$, где T_0 — температура при малых N [34].

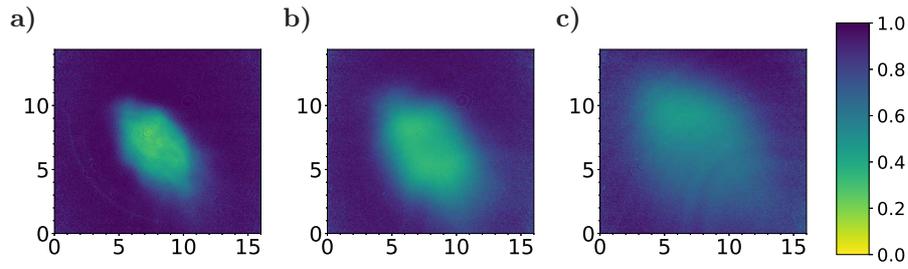


Рис. 8. Теневые снимки облака ^{39}K через 0 (a), 2 (b) и 4 (c) мс после отключения оптических полей МОЛ. Координаты отложены в мм, цвет указывает величину коэффициента пропускания $T(x, z)$

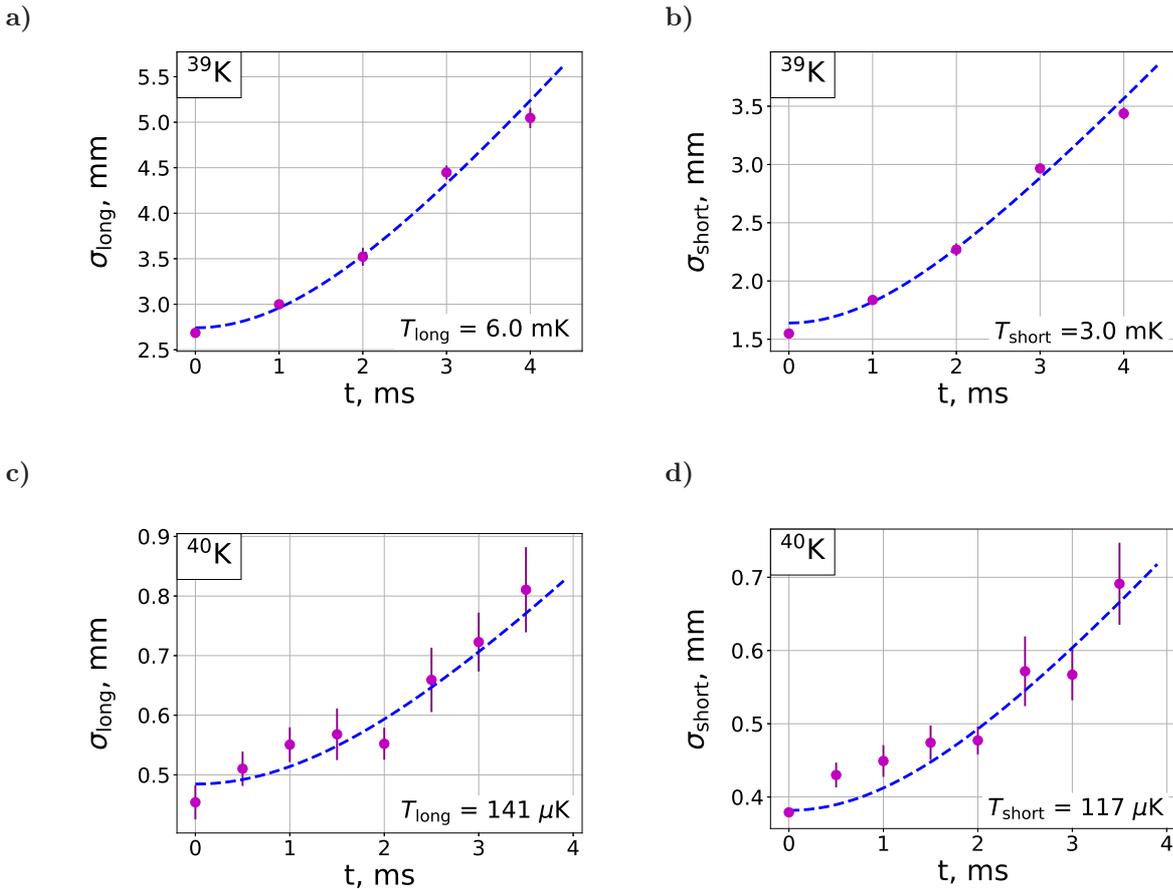


Рис. 9. Среднеквадратичный размер облака атомов в зависимости от времени разлета t для ^{39}K (a, b) и ^{40}K (c, d). Показаны размеры вдоль длинного и короткого направлений, σ_{long} и σ_{short} соответственно. Сиреневые точки — данные, кривые — подгонка (7), указаны температуры, полученные подгонкой

3.2. ^{40}K

3.2.1. Число атомов ^{40}K

Число и температура атомов определены по теневым снимкам, примеры которых показаны на рис.10. В отличие от измерений с ^{39}K , частота перенакачки отключается одновременно с основной, а не заранее, поэтому в момент съем-

ки подавляющее большинство атомов находятся в состоянии $4S_{1/2}(F = 9/2)$. Для съемки используется луч подсвета в резонансе с переходом $4S_{1/2}(F = 9/2) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 11/2)$. Сечение рассеяния получается усреднением по равной населенности магнитных подуровней исходного уровня:

$$\sigma = \frac{3\lambda^2}{5\pi}. \quad (8)$$

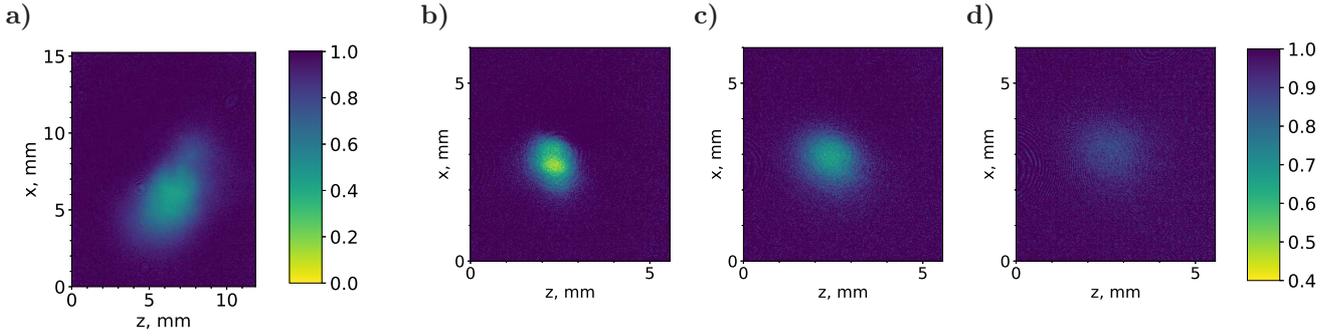


Рис. 10. Теневые снимки облака ^{40}K после разлета в течение $t = 0$ (a), 0 (b), 1.5 (c), 3.5 (d) мс. Координаты в мм. Цвет показывает величину $T(x, z)$, причем цветовая шкала для (b–d) отлична от шкалы для (a). Число атомов $N = 1.5 \cdot 10^8$ (a), $6.3 \cdot 10^6$ (b), $7.7 \cdot 10^6$ (c), $5.5 \cdot 10^6$ (d), погрешность измерения для (b–d) составляет $\pm 10^6$

Теневой снимок облака атомов сразу после отключения оптических полей замедлителя и МОЛ показан на рис. 10 a. Число атомов на снимке $N = (1.46 \pm 0.09) \cdot 10^8$. Ошибка измерения связана с тем, что мощность луча подсвета слегка изменяется от снимка к снимку, включая близкие по времени фотографии с атомами и без.

Число атомов $N = 1.5 \cdot 10^8$ на два порядка меньше, чем число атомов ^{39}K , хотя для пленения ^{40}K использована смесь с обогащением до 12% по ^{40}K . Такое обогащение предполагает $\sim 10^9$ атомов ^{40}K в ловушке, поскольку остальные условия эксперимента близки. Причина различия фактического и прогнозного числа атомов ^{40}K не ясна.

3.2.2. Влияние теплового пучка на число атомов ^{40}K в ловушке

МОЛ находится на пути теплового атомного пучка, диаметр которого в плоскости МОЛ равен 20 мм, а поток почти однороден. Для понимания того, как пучок влияет на МОЛ, измерено время накопления атомов по уровню $1/e$ в зависимости от потока атомов в пучке. Поток регулируется температурой стакана печи T_{oven} . На рис. 11 показана зависимость времени накопления τ от температуры.

Время τ очевидно падает с ростом потока. Сравним измерения с моделью. Динамика числа атомов в ловушке примерно определяется уравнением

$$\frac{dN}{dt} = -\Gamma_{\text{vacuum}}N - \Gamma_{\text{beam}}N + F, \quad (9)$$

где F — число атомов, захватываемых в ловушку в единицу времени, Γ_{vacuum} — частота столкновений плененного атома с окружающим газом вакуумной камеры, Γ_{beam} — частота столкновений с атомами из пучка. Время накопления $\tau = 1/(\Gamma_{\text{vacuum}} + \Gamma_{\text{beam}})$.

Обе частоты столкновений могут быть рассчитаны. Окружающий газ — в основном H_2 , что связано с выделением атомарного водорода из стенок вакуумной камеры, выполненных из нержавеющей стали [35–37]. Сечение столкновений найдем по формуле Ландау–Лифшица–Шиффа [38]

$$\sigma_{\text{K-H}_2(\text{K-K})} = 8.08 \left(\frac{C_{6,\text{K-H}_2(\text{K-K})}}{\hbar v} \right)^{2/5}, \quad (10)$$

где $C_{6,\text{K-H}_2(\text{K-K})}$ — коэффициенты Ван-дер-Ваальса для столкновений калий-водород (калий-калий), v — скорость налетающей частицы.

$$\Gamma_{\text{vacuum}} = n_{\text{H}_2} \langle v \sigma_{\text{K-H}_2} \rangle_{T_{\text{vacuum}}}, \quad (11)$$

где усреднение $\langle \dots \rangle_{T_{\text{vacuum}}}$ выполнено по тепловому распределению окружающего газа, а концентрация n_{H_2} известна из давления $3 \cdot 10^{-10}$ торр, измеренного магниторазрядным насосом и не зависящего от температуры печи.

$$\Gamma_{\text{beam}} = \frac{n_{\text{K}} \bar{v} \pi r_{\text{oven}}^2}{4\pi l^2} \sigma_{\text{K-K}}, \quad (12)$$

где l — расстояние от стакана до МОЛ (рис. 1 a), суммарная концентрация всех изотопов калия $n_{\text{K}}(T_{\text{oven}})$ известна из зависимости давления насыщенных паров от температуры [26], \bar{v} — тепловая скорость.

Время накопления $\tau = 1/(\Gamma_{\text{vacuum}} + \Gamma_{\text{beam}})$, вычисленное без подгоночных параметров, показано на рис. 11 оранжевой кривой. Эта кривая близко воспроизводит данные. Отдельно штриховыми кривыми показан вклад Γ_{vacuum} и Γ_{beam} во время накопления.

Стационарное решение уравнения (9) дает число атомов в ловушке $N = F\tau$. При температуре $T_{\text{oven}} = 120^\circ\text{C}$ около половины потерь происходит из-за выбивания атомов тепловым пучком. Сдвиг

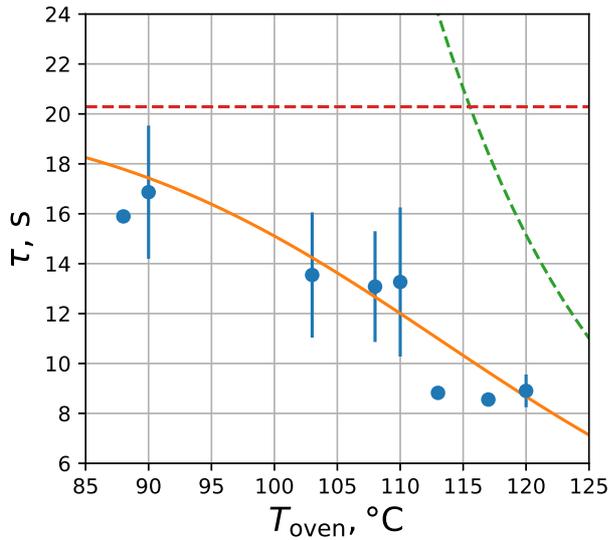


Рис. 11. Время накопления атомов в МОЛ в зависимости от температуры стакана печи. Точки — данные, сплошная кривая — расчетная зависимость $\tau = 1/(\Gamma_{\text{vacuum}} + \Gamma_{\text{beam}})$. Красный и зеленый штрих — по-отдельности вклад от $1/\Gamma_{\text{vacuum}}$ и $1/\Gamma_{\text{beam}}$ соответственно

ловушки за пределы атомного пучка позволил бы увеличить N в два раза. Тем же способом можно увеличить и число атомов ^{39}K . С увеличением температуры печи возрастает поток и, следовательно, возможный выигрыш от сдвига ловушки.

3.2.3. Термометрия ^{40}K

Температура атомов в МОЛ измерена по разлету газа, аналогично измерению для ^{39}K . На рис. 10 *b–d* показаны снимки концентрации атомов ^{40}K через $t = 0, 1.5, 3.5$ мс после начала разлета. Можно заметить, что облако на рис. 10 *b* существенно меньше, чем на 10а. Измерения температуры выполнены на истощенном источнике, который позволял загружать в ловушку $N = (1-8) \cdot 10^6$ атомов, в среднем $4.4 \cdot 10^6$.

Потребовалась дополнительная обработка снимков 10*b–d*, поскольку из-за меньшего числа атомов снимки менее контрастны. Кольцевые дефекты, возникающие в плоскости изображения из-за пылинок на оптических поверхностях, могут быть точно исключены только если их положение идентично на снимках с атомами и без. Дефекты однако смещаются от снимка к снимку из-за воздушных потоков и вибраций, в результате чего число атомов на снимках малой контрастности может быть завышено, а размеры облака искажены. Искажение препятствует определению размера для половины снимков при

$t \geq 3$ мс. Для подавления таких ошибок все использованные для термометрии теневые снимки ^{40}K обработаны методом главных компонент [39–41]. На основании 7 снимков без атомов создан базис из 4 главных компонент, комбинация которых использована для подавления дефектов. На рис. 10 *b–d* показаны снимки после обработки.

Эволюция размеров облака в ходе разлета представлена на рис. 9 *c, d*. В отличие от ^{39}K анизотропия разлета почти отсутствует. Температуры для большой и малой оси составили 141 мкК и 117 мкК, соответственно. На основании среднего и разброса этих значений получаем температуру $T = 129 \pm 12$ мкК, что в 35 раз меньше температуры ^{39}K .

Температура ^{40}K оказалась ниже предела Летохова–Миногина–Павлика $\hbar\Gamma/2 = 144$ мкК [30]. Более того, при отстройке $\Delta_{\text{МОТ}} = -4\Gamma$ теория охлаждения 2-уровневого атома в слабом свете [30] предсказывает температуру 590 мкК. Магнитное поле МОЛ, остающееся включенным во время разлета, не оказывает заметного влияния на разлет и не может объяснить различие с теорией 2-уровневого атома. Подобный отход от 2-уровневой модели ранее наблюдался для ^{40}K в работе [16], где температура оценивалась в 50 мкК при отстройке $\Delta_{\text{МОТ}} = -3\Gamma$.

Низкая температура связана с охлаждением в градиенте поляризации [42]. Эффективность такого механизма зависит от положения сверхтонких уровней, ближайших к возбужденному уровню с угловым моментом F' , задействованному в основном переходе МОЛ [32]. Для Cs уровень $F' - 1$ лежит ниже F' на 251 МГц, а для ^{87}Rb — на 266 МГц, что много больше обычных отстроек $\Delta_{\text{МОТ}}$. В результате для Cs и ^{87}Rb в МОЛ получены температуры около 50 мкК [43, 44], втрое ниже предела $\hbar\Gamma/2$. Для ^{40}K расщепление меньше, 44 МГц, однако уровень $F' - 1$ лежит выше F' и следовательно дальше от резонанса с основной частотой МОЛ, что вновь благоприятствует охлаждению в градиенте поляризации.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданы магнитооптические ловушки для ^{39}K и для ^{40}K , загружаемые из зеemanовского замедлителя. Переход между изотопами осуществляется небольшой модификацией установки. Число плененных атомов, $7 \cdot 10^9$ и $1.5 \cdot 10^8$, является наибольшим среди ловушек, в которые соответственно ^{39}K и ^{40}K загружаются из замедлителя. Для ^{40}K впервые исследовано влияние столкновений с атомами пучка

на время накопления. Предложен способ увеличения числа атомов. Измеренная температура газа ^{39}K равна 4.5 мК. Температура газа ^{40}K оказалась гораздо ниже, около 130 мК, что ниже предела Летохова–Миногина–Павлика.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Госкорпорации «Росатом» в рамках ДК «Квантовые вычисления».

ЛИТЕРАТУРА

1. V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, Rep. Progr. Phys. **63**, 1429 (2000).
2. Р. Онофррио, УФН **186**, 1229 (2016).
3. C. D'Errico, M. Zaccanti, M. Fattori, G. Roati, M. Inguscio, G. Modugno, and A. Simoni, New J. Phys. **9**, 223 (2007).
4. T. Berrada, S. van Frank, R. Bucker, T. Schumm, J.-F. Schaff, and J. Schmiedmayer, Nat. Commun. **4**, 2077 (2013).
5. A. K. Fedorov, V. I. Yudson, and G. V. Shlyapnikov, Phys. Rev. A **95**, 043615 (2017).
6. В. А. Виноградов, К. А. Карпов, С. С. Лукашов, А. В. Турлапов, КЭ **50**, 520 (2020).
7. E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
8. C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).
9. S. Weyers, E. Aucouturier, C. Valentin, and N. Dimarcq, Opt. Commun. **143**, 30 (1997).
10. A. Camara, R. Kaiser, and G. Labeyrie, Phys. Rev. A **90**, 063404 (2014).
11. E. Pedrozo-Pena, F. Vivanco, P. Castilho, R. R. Paiva, K. M. Farias, and V. S. Bagnato, Laser Phys. Lett. **13**, 065501 (2016).
12. B. S. Marangoni, C. R. Menegatti, and L. G. Marcassa, J. Phys. B: Atom. Molec. Opt. Phys. **45**, 175301 (2012).
13. R. S. Williamson and T. Walker, J. Opt. Soc. Amer. B **12**, 1393 (1995).
14. L. De Sarlo, P. Maioli, G. Barontini, J. Catani, F. Minardi, and M. Inguscio, Phys. Rev. A **75**, 022715 (2007).
15. E. Wille, *Preparation of an Optically Trapped Fermi–Fermi Mixture of ^6Li and ^{40}K Atoms and Characterization of the Interspecies Interactions by Feshbach Spectroscopy*, PhD thesis, University of Innsbruck, Innsbruck (2009).
16. F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, C. Fort, M. Inguscio, F. Marin, M. Prevedelli, L. Ricci, and G. M. Tino, Phys. Rev. A **57**, 1136 (1998).
17. C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, K. Sengstock, and K. Bongs, Phys. Rev. Lett. **96**, 020401 (2006).
18. M. Landini, S. Roy, L. Carcagní, D. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio, and G. Modugno, Phys. Rev. A **84**, 043432 (2011).
19. M. Landini, *A tunable Bose–Einstein condensate for quantum interferometry*, PhD thesis, Università di Trento, Trento (2011).
20. A. Ridinger, S. Chaudhuri, T. Salez, U. Eismann, D. R. Fernandes, K. Magalhães, D. Wilkowski, C. Salomon, and F. Chevy, Eur. Phys. J. D **65**, 223 (2011).
21. M. Prevedelli, F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, J. R. Ensher, C. Fort, L. Ricci, G. M. Tino, and M. Inguscio, Phys. Rev. A **59**, 886 (1999).
22. B. DeMarco, H. Rohner, and D. S. Jin, Rev. Sci. Instrum. **70**, 1967 (1999).
23. Z. Lasner, D. Mitra, M. Hiradfar, B. Augenbraun, L. Cheuk, E. Lee, S. Prabhu, and J. Doyle, Phys. Rev. A **104**, 063305 (2021).
24. C.-H. Wu, I. Santiago, J. W. Park, P. Ahmadi, and M. W. Zwierlein, Phys. Rev. A **84**, 011601 (2011).
25. M. Allegrini, E. Arimondo, and L. A. Orozco, J. Phys. Chem. Reference Data, **51**, 043102 (2022).
26. C. B. Alcock, V. P. Itkin, and M. K. Horrigan, Canadian Metallurgical Quarterly, **23**, 309 (1984).
27. W. D. Phillips and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
28. H. Wang, P. L. Gould, and W. C. Stwalley, J. Chem. Phys. **106**, 7899 (1997).
29. C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard, Phys. Rev. A **52**, 1423 (1995).
30. В.С. Летохов, В.Г. Миногин, Б.Д. Павлик, ЖЭТФ **72**, 1328 (1977).

31. V. Gokhroo, G. Rajalakshmi, R. K. Easwaran, and C. S. Unnikrishnan, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **44**, 115307 (2011).
32. A. Vambini and A. Agresti, *Phys. Rev. A* **56**, 3040 (1997).
33. С. А. Саакян, *Дисс. Экспериментальные исследования свойств газа ультрахолодных высоко-возбужденных и частично ионизованных атомов лития-7*, Канд. физ.-матем. наук, ОИВТ РАН, Москва (2016).
34. C. J. Cooper, G. Hillenbrand, J. Rink, C. G. Townsend, K. Zetie, and C. J. Foot, *Europhys. Lett.* **28**, 397 (1994).
35. S.-S. Hong, Y.-H. Shin, and I. Arakawa, *Meas. Sci. Technol.* **15**, 359 (2004).
36. J. R. J. Bennett, S. Hughes, R. J. Elsey, and T. P. Parry, *Vacuum* **73**, 149 (2004).
37. S. S. Hong, Y. H. Shin, and J. T. Kim, *Measurement* **41**, 1026 (2008).
38. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика (нерелятивистская теория)*, Наука, Москва (1989), §127, с. 608.
39. K. Pearson, *London Edinburgh Philos. Mag. and J. Sci.* **2**, 559 (1901).
40. X. Li, M. Ke, B. Yan, and Y. Wang, *Chin. Opt. Lett.* **5**, 128 (2007).
41. L. Krinner, *Exploring Spontaneous Emission Phenomena using Ultracold Atomic Matter Waves*, PhD thesis, Stony Brook University, Stony Brook (2018).
42. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Amer. B* **6**, 2023 (1989).
43. M. Drewsen, Ph. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, and C. Salomon, *Appl. Phys. B* **59**, 283 (1994).
44. H. Crepaz, *Trapping and Cooling Rubidium Atoms for Quantum Information*, PhD thesis, University of Innsbruck, Innsbruck (2006).