Исследование облака нейтральных атомов кальция-40 в магнитооптической ловушке с большим градиентом магнитного поля методом визуализации поглощения

А. А. Назаров[1,2], **С. А. Саакян**[1], **Е. В. Вильшанская**[1], **Л. А. Халуторных**[1,3] и **Б. Б. Зеленер**[1,2]

[1] Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр. 2, Москва, Россия

[2] Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), Каширское шоссе, 31, Москва 115409, Россия

[3] Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный 141701, Россия

E-mail: aanazarov@jiht.ru

Статья поступила в редакцию 16 ноября 2025 г.

Аннотация. В работе проведено экспериментальное исследование зависимости параметров облака захваченных в магнитооптическую ловушку нейтральных атомов кальция-40 от величины градиента магнитного поля в ее центре. Оценки производились по поперечному распределению плотности, полученному методом визуализации резонансного поглощения. Получены зависимости пиковой плотности, числа частиц и диаметра облака от отстройки частоты охлаждающего лазера при различных значениях градиента магнитного поля. Подтверждено предположение, что пиковая плотность и число частиц зависят от величины градиента магнитного поля, выходя на свои максимумы при оптимальных значениях градиента. Также показано отсутствие ощутимой зависимости оптимальной отстройки охлаждающего лазера от градиента магнитного поля. Результаты работы полезны для оптимизации параметров плазмы, получаемой фотоионизацией облака нейтральных атомов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультрахолодная неидеальная плазма (УХП) представляет большой интерес в качестве физического симулятора для изучения различных явлений, связанных с горячей плазмой высокой плотности энергии [1]. В числе таких явлений присутствуют детонационные эффекты, воздействие на вещество интенсивного лазерного излучения, магнитогазодинамические эффекты, приэлектродные и контактные явления [2] и пр. Особенный интерес представляют исследования распространения в неидеальной плазме неустойчивостей [3], поскольку они определяют пределы устойчивого удержания высокотемпературной плазмы в токамаках [4].

Основным способом получения УХП является импульсная фотоионизация облака нейтральных частиц, предварительно захваченных в магнитооптическую ловушку. Параметры такой плазмы, очевидно, зависят от параметров облака нейтральных частиц, существовавшего до ионизации. Основными параметрами неидеальной плазмы являются параметр экранирования $\varkappa$ и коэффициент неидеальности Г. Оба они зависят от плотности плазмы, а следовательно и от плотности облака нейтральных атомов до ионизации. В связи с этим большой интерес представляет разработка методов, позволяющих максимизировать плотность получаемой УХП.

Магнитооптическая ловушка (МОЛ) — это инструмент для охлаждения и захвата частиц. Принцип действия МОЛ заключается в создании сил, удерживающих частицы в небольшой области пространства. Это достигается за счет резонансного светового давления шести встречных лазерных пучков, которые выполняют функцию трехмерной “оптической патоки”; и квадрупольного магнитного поля в конфигурации анти-Гельмгольца, которое за счет эффекта Зеемана делает положение атома в центре ловушки положением устойчивого механического равновесия. Такой способ позволяет захватывать электрически нейтральные частицы, что было бы невозможно при использовании ловушек Пеннинга и Паули.

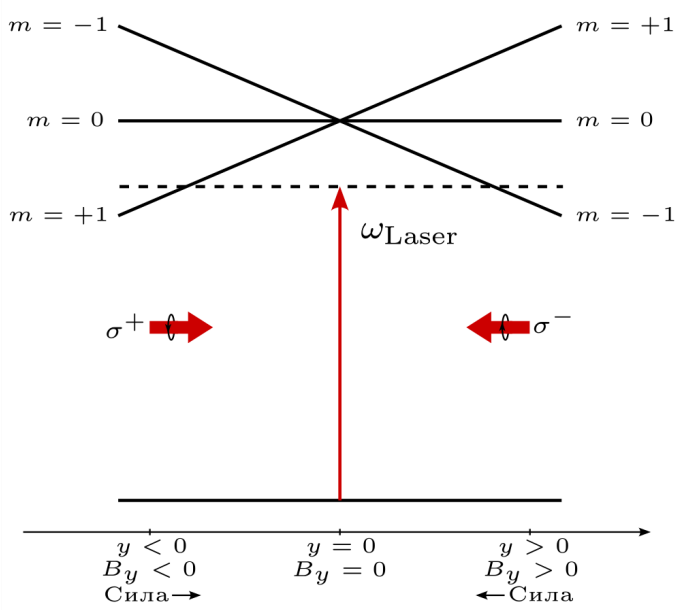

Рисунок 1. Зеемановский сдвиг магнитных подуровней в градиентном магнитном поле [5]. Здесь ω_{Laser} — частота лазера, используемого для охлаждения частиц в МОЛ. Ось Oy направлена вертикально, по оси симметрии поля (см. рисунок 3). Для горизонтальных осей аналогичная картина отличается только наклоном линий, который зависит от градиента магнитного поля вдоль соответствующей оси.

Магнитное поле играет критическую роль в функционировании МОЛ. Антигельмгольцевская конфигурация поля приводит к тому, что в центре МОЛ магнитное поле отсутствует; а в малой окрестности центра линейно зависит от расстояния до центра. Это позволяет ввести линейный коэффициент b, который в литературе обычно называют градиентом магнитного поля:

$$\vec{B} = by\vec{e_y}. \quad (1)$$

Так как зеемановский сдвиг подуровней зависит от магнитного поля линейно, то в этой окрестности центра МОЛ подуровни захваченных частиц сдвигаются в линейной зависимости от расстояния до центра МОЛ (рисунок 1). Это приводит к возникновению возвращающей силы, зависящей от расстояния до центра, которая и стабилизирует положение частиц в центре МОЛ [6, 7].

Предварительный расчет [8] показал, что увеличение градиента магнитного поля в центре МОЛ приводит к усилению захвата ловушкой плазмы за счет удержания части быстрых электронов квадрупольным магнитным полем. Также для УХП стронция, полученной импульсной фотоионизацией, существует экспериментальное подтверждение этого эффекта [9].

В связи с этим возникает интерес к изучению поведения облака нейтральных частиц при различных значениях градиента магнитного поля. По рисунку 1 можно увидеть, что при фиксированной частоте лазера увеличение градиента магнитного поля приводит к сужению области захвата вокруг центра МОЛ. Таким образом существует значение градиента магнитного поля, при котором облако не собирается из-за слишком сильного сужения области захвата. Также возникает предположение, что изменение отстройки лазеров, формирующих МОЛ, может нивелировать этот эффект.

2. УСТАНОВКА

Щелочноземельные металлы представляют большой интерес для научного сообщества из-за своего атомного строения. Два электрона на внешней оболочке приводят к тому, что в основном состоянии полный магнитный момент F атома равен нулю. Это открывает возможности для спектроскопии, свободной от сверхтонкой структуры, что позволяет точнее исследовать процессы холодных столкновений [10]. Узкие интеркомбинационные переходы щелочноземельных металлов приводят к появлению долгоживущих метастабильных состояний, что находит применение в сверхточных оптических часах [11, 12]. Прочие уникальные атомные свойства щелочноземельных металлов скрывают огромный потенциал для использования в квантовых симуляторах [13] и моделирования фундаментальных физических процессов [14].

В качестве рабочего вещества в данном эксперименте используется ^{40}Ca. Этот изотоп является стабильным и составляет 97% природной смеси. Спин ядра атома ^{40}Ca равен нулю, и, как следствие, основное состояние $[Ar]4s^2$ ($^1S_0$) не имеет тонкой структуры. В качестве источника атомного пучка используется стальная печка, внутри которой кусок природного металлического кальция разогревается до температуры порядка 500 °C, существенно ниже температуры его плавления (838.85 °C [15]).

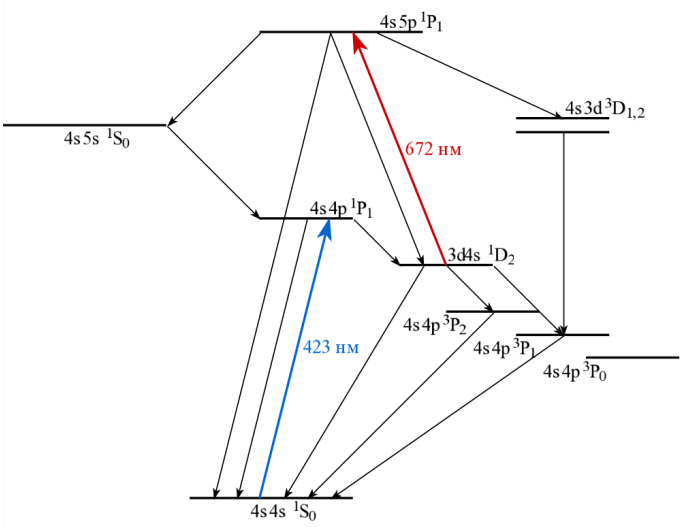

Рисунок 2. Схема энергетических уровней ^{40}Ca. Черными стрелками показаны каналы распада соответствующих состояний. Охлаждающий лазер (423 нм) и лазер оптической накачки (672 нм) отображены синей и красной стрелкой соответственно.

Испаряясь с поверхности металлического куска, атомы кальция попадают в канал зеемановского замедлителя, обмотки которого подобраны специально при помощи моделирования методом Монте-Карло. В качестве охлаждающего луча используется лазер с длиной волны 423 нм, частота которого стабилизируется на частоте перехода $^1S_0 - ^1P_1$ (см. рисунок 2), которая составляет 709.07837301(35) ТГц [16].

Существует вероятность того, что состояние $^1P_1$ распадется в $^1D_2$, а из него — в состояния $^3P_1$ и $^3P_2$. Последнее является метастабильным, с временем жизни в 118 минут [17]. Из-за этого значительная часть атомов выводится из цикла охлаждения, что приводит к заметному уменьшению плотности облака. Чтобы предотвратить этот процесс, используется лазерный луч оптической накачки с длиной волны 672 нм, частота которого стабилизируется на частоте перехода $^1D_2 - ^1P_1$, которая составляет 446.150837(13) ТГц [18]. Существуют также и другие варианты [18] реализации оптической накачки для кальция, которые в данном эксперименте не используются. Время жизни состояния $^1P_1$ составляет 4.59 нс [19], чему соответствует естественная ширина $\Gamma/2\pi = 34.7$ МГц. Интенсивность насыщения охлаждающего перехода составляет $I_{\text{sat}} = 60$ мВт/см^2.

3. МЕТОД

В качестве метода исследования плотности облака выбрана визуализация резонансного поглощения. Он реализуем только при достаточно большой плотности облака в МОЛ, но имеет ряд преимуществ перед методом визуализации резонансной флуоресценции. В числе таковых гораздо большее пространственное разрешение и отсутствие необходимости калибровки сигнала по плотности и числу атомов (однако, калибровка по пространственным размерам необходима).

Суть метода заключается в том, что через облако атомов пропускается зондирующий лазерный пучок, частота которого настроена в резонанс с атомным

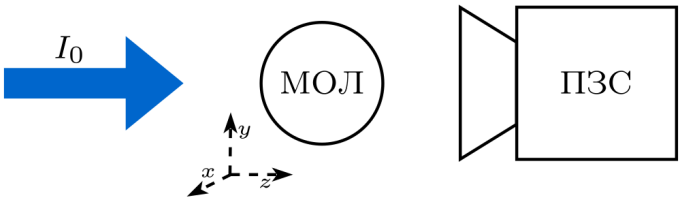

Рисунок 3. Принципиальная схема измерения методом визуализации резонансного поглощения. На атомы, захваченные в МОЛ, направляется зондирующий пучок интенсивностью I_0. После прохождения сквозь облако пучок с образовавшейся из-за поглощения частицами МОЛ фотонов тенью регистрируется на матрице ПЗС-камеры.

переходом (в данном эксперименте зондирующий пучок поляризован линейно). Атомы облака поглощают фотоны в зависимости от их двумерной плотности n_2 в данной точке поперечного сечения:

$$n_2(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty} n(x,y,z)dz, \tag{2}$$

и на ПЗС-камеру попадает лазерный пучок с тенью, по которой можно восстановить эту двумерную плотность. Интенсивность света, зарегистрированная камерой, подчиняется закону Бугера–Ламберта–Бера:

$$I(x,y) = I_0(x,y)\exp\left(-\sigma n_2(x,y)\right), \tag{3}$$

где I_0 — интенсивность зондирующего пучка (до поглощения), а σ — сечение поглощения ^{40}Ca на охлаждающем переходе.

Так как в данном эксперименте интенсивность зондирующего пучка I_0 много меньше интенсивности насыщения перехода I_{sat}, в качестве сечения σ используется резонансное сечение поглощения атомом одиночного фотона с длиной волны λ: $\sigma = 3\lambda^2/2\pi$. Для случаев же, когда интенсивность пучков становится сравнима с интенсивностью насыщения, вообще говоря, требуется вводить поправку на нее.

Распределение плотности облака по пространству является гауссовым [20]:

$$n(x,y,z) = n_0 \exp(-\frac{x^2}{2w_x^2})\exp(-\frac{y^2}{2w_y^2})\exp(-\frac{z^2}{2w_z^2}). \tag{4}$$

Таким образом трехмерная плотность n оказывается связана с двумерной n_2 соотношением:

$$n(x,y,z) = \frac{n_2(x,y)}{\sqrt{2\pi}w_z}\exp(-\frac{z^2}{2w_z^2}). \tag{5}$$

Учитывая аксиальную симметрию ловушки (вокруг оси Oy) можно считать $w_z = w_x$, тогда для пиковой плотности имеем:

$$n_0 = \frac{n_2(0,0)}{\sqrt{2\pi}w_x}. \tag{6}$$

Число частиц вычисляется по определению:

$$N = \iiint_{\mathbb{R}^3} n(x,y,z)dxdydz = (2\pi)^{3/2} n_0 w_x^2 w_y. \tag{7}$$

Таким образом по распределению двумерной плотности вдоль поперечного сечения облака можно рассчитать количественно как пиковую (трехмерную) плотность облака, так и число частиц в нем. Чтобы получить размеры облака в физических величинах, необходимо откалибровать систему по какому-либо пространственному размеру. В данном эксперименте использовалась калибровка, полученная сравнением значения диаметра облака, полученного методом визуализации поглощения, с значением, полученным по фотографии резонансной флуоресценции того же облака на камеру, откалиброванную по миллиметровой бумаге.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Серии измерений проводились при фиксированном значении градиента магнитного поля от 35 до 115 Гс/см с шагом в 20 Гс/см. При каждом значении градиента двигалась отстройка частоты (далее по тексту — отстройка) охлаждающего лазера, и снимались фотографии облака, соответствующие каждому значению отстройки. Отстройка зеемановского замедлителя при этом оставалась постоянной. Обработка результатов эксперимента проводилась по методу Стьюдента, погрешности на графиках представлены для доверительного интервала в одно стандартное отклонение.

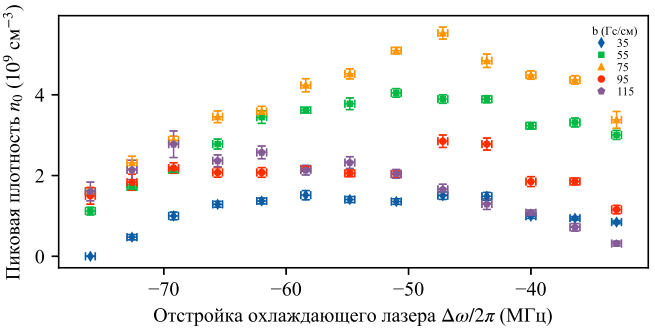

Рисунок 4. Зависимость пиковой плотности облака нейтральных атомов от отстройки охлаждающего лазера.

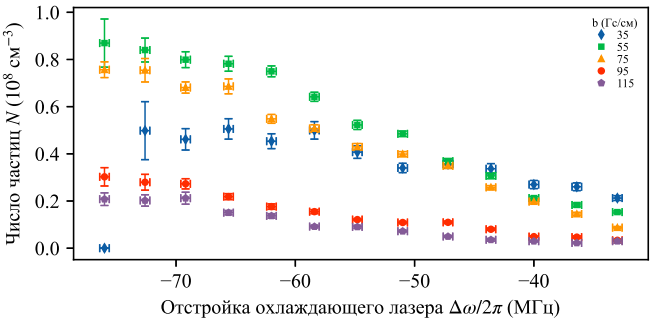

Рисунок 5. Зависимость числа частиц в облаке нейтральных атомов от отстройки охлаждающего лазера.

На рисунках 4 и 5 изображены, соответственно, графики зависимости пиковой плотности и числа частиц в облаке атомов от отстройки охлаждающего лазера. По ним отчетливо видно, как пиковая плотность растет до выхода на максимум при некотором оптимальном

значении отстройки, а затем монотонно убывает. При этом число частиц с увеличением отстройки растет до тех пор, пока облако остается видимым.

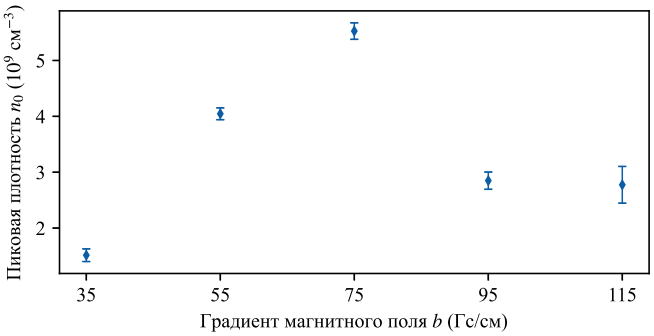

Рисунок 6. Зависимость пиковой плотности облака нейтральных атомов от градиента магнитного поля в центре МОЛ.

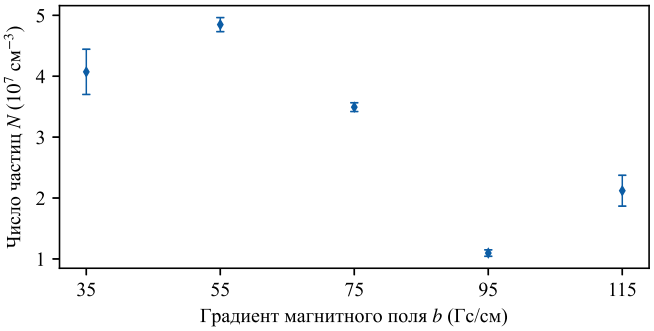

Рисунок 7. Зависимость числа частиц в облаке нейтральных атомов от градиента магнитного поля в центре МОЛ.

Графики зависимости пиковой плотности и числа частиц от градиента магнитного поля, изображенные на рисунках 6 и 7 соответственно, получены выбором максимального значения пиковой плотности при данном значении градиента магнитного поля, и соответствующего ему значения числа частиц (при той же отстройке) по графикам, изображенным на рисунках 4 и 5. Полученные зависимости показывают, что при увеличении градиента магнитного поля пиковая плотность и число частиц при определенном значении градиента выходят на свои максимумы, а затем убывают. Оптимальные значения градиента для пиковой плотности и числа частиц составили 75 и 55 Гс/см соответственно.

В качестве диаметра облака выбирается величина $FWHM_x$ (ширина на уровне половины высоты), полученная фитированием плотности облака нормальным распределением вдоль горизонтальной оси, проходящей через его центр. Графики полученной зависимости диаметра облака от отстройки охлаждающего лазера изображены на рисунке 8. По ним можно увидеть, что увеличение отстройки при фиксированном поле приводит к уширению облака; а усиление градиента при фиксированной отстройке приводит к его сужению. Это поведение совпадает с ожиданиями.

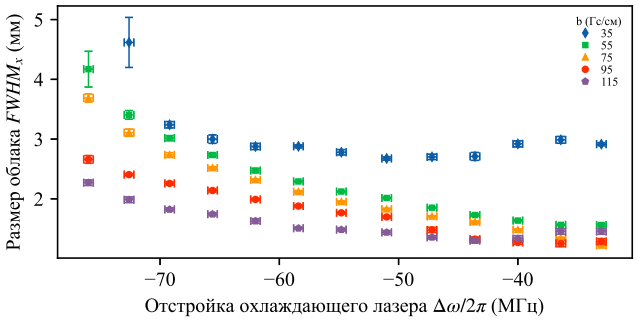

Рисунок 8. Зависимость диаметра облака нейтральных атомов от отстройки охлаждающего лазера.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате измерений методом визуализации резонансного поглощения были получены зависимости пиковой плотности, числа частиц и диаметра облака от отстройки охлаждающего лазера при различных значениях градиента магнитного поля. Ранее выдвинутое предположение о существовании зависимости пиковой плотности и числа частиц от величины градиента магнитного поля в центре МОЛ оказалось подтверждено. Найдены оптимальные значения градиента магнитного поля, при которых пиковая плотность и число частиц выходят на свои максимальные значения. Исследована зависимость этих величин от отстройки охлаждающего лазера и найдена оптимальная отстройка для каждого значения градиента. Оказалось, что эта оптимальная отстройка от значений градиента существенно не зависит. В дальнейшем планируется проведение экспериментов по непрерывной фотоионизации [21] облака атомов, захваченного в МОЛ. Результаты данной работы позволят оптимизировать параметры получаемой плазмы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00269-25-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bergeson S D, Baalrud S D, Ellison C L, Grant E, Graziani F R, Killian T C, Murillo M S, Roberts J L and Stanton L G 2019 *Phys. Plasmas* **26** 100501
2. Фортов В Е, Якубов И Т и Храпак А Г 2009 *Физика неидеальной плазмы* (Москва: Физматлит)
3. Mikhailovskii A B 2017 *Instabilities in a confined plasma* (London, UK: CRC Press)
4. Toi K e a 2004 *Nucl. Fusion* **44** 217
5. Raab E L, Prentiss M, Cable A, Chu S and Pritchard D E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631–2634
6. Demtröder W 2008 *Laser Spectroscopy: Vol. 2 Experimental Techniques* (Berlin, Heidelberg: Springer)
7. Riehle F 2006 *Frequency standards: basics and applications* (Weinheim, Germany: John Wiley & Sons)
8. Bronin S Y, Vikhrov E V, Zelener B B and Zelener B V 2023 *JETP Lett.* **117** 116–121
9. Gorman G M, Warrens M, Bradshaw S and Killian T 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 085002
10. Julienne P S and Vigué J 1991 *Phys. Rev. A* **44** 4464

11. Tobias W G, Hemingway B and Peil S 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 043401
12. Zhang J, Shi T, Miao J and Chen J 2023 *AAPPS Bull.* **33** 10
13. Zhang R, Cheng Y, Zhang P and Zhai H 2020 *Nat. Rev. Phys.* **2** 213–220
14. Laflamme C, Evans W, Dalmonte M, Gerber U, Mejía-Díaz H, Bietenholz W, Wiese U J and Zoller P 2016 *Ann. Phys.* **370** 117–127
15. Hartmann H and Schneider R 1929 *Z. Anorg. Allg. Chem.* **180** 275–283
16. Salumbides E, Maslinskas V, Dildar I, Wolf A, van Duijn E J, Eikema K and Ubachs W 2011 *Phys. Rev. A* **83** 012502
17. Derevianko A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 023002
18. Mills M, Puri P, Yu Y, Derevianko A, Schneider C and Hudson E R 2017 *Phys. Rev. A* **96** 033402
19. Machholm M, Julienne P S and Suominen K A 2001 *Phys. Rev. A* **64** 033425
20. Dinneen T P, Vogel K R, Arimondo E, Hall J L and Gallagher A 1999 *Phys. Rev. A* **59** 1216
21. Zelener B, Vilshanskaya E, Morozov N, Saakyan S, Bobrov A, Sautenkov V and Zelener B 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 115301