

Эффект когерентного пленения населенности в спектре флюоресценции ионов стационарной ультрахолодной плазмы

Б. Б. Зеленер^{1,2}, А. А. Бобров¹, Е. В. Вильшанская¹, К. П. Галстян^{1,3},
С. А. Саакян¹ и В. А. Саутенков¹

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

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

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-кт, 53, Москва 119333, Россия

E-mail: bobozel@mail.ru

Статья поступила в редакцию 26 ноября 2023 г.

Аннотация. В настоящей работе предложен метод диагностики параметров стационарной ультрахолодной плазмы Ca-40 с учетом эффекта когерентного пленения населенности. Получены экспериментальные спектры флюоресценции ионов, а также проведен теоретический анализ полученных резонансов на основе численного решения квантового кинетического уравнения для матрицы плотности. Получено хорошее согласие теории и эксперимента. <https://doi.org/10.33849/2023302>

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультрахолодная плазма (УХП), впервые полученная в 1999 году [1], является отличным инструментом для экспериментального моделирования различных явлений, связанных с физикой низкотемпературной плазмы. Динамика обычной низкотемпературной плазмы высокой плотности имеет масштаб времени в диапазоне от аттосекунд до фемтосекунд. Это серьезно усложняет диагностику плазмы. Напротив, динамика УХП развивается во временном масштабе от пикосекунд до микросекунд. Анализ такого рода экспериментов позволил верифицировать многие теоретические модели. В том числе: теоретическое описание низкотемпературной плазмы с помощью уравнений Власова, теорию трехчастичной рекомбинации, численные расчеты с различными потенциалами взаимодействия и др. Более подробно об этих исследованиях можно прочитать в обзорах [2–4].

Важной особенностью УХП является большой параметр неидеальности, который определяется отношением средней потенциальной энергии частиц плазмы к их средней кинетической энергии. Аналитические оценки и численные расчеты показывают, что ионная компонента может иметь параметр неидеальности больше 2. Большой параметр неидеальности в УХП может приводить к формированию ближнего или даже дальнего порядка [5, 6]. Численное моделирование показывает, что эксперименты с ультрахолодной плазмой могут симулировать более горячую плазму с тем же параметром неидеальности [2, 7]. Кроме того, ультрахолодную плазму можно использовать в качестве источника ультрахолодных ионов для сканирующей ионной микроскопии [8]. Большинство исследований сосредоточено на УХП высокой плотности с относительно коротким временем жизни, которое обычно не превышает 100 мкс [1, 2]. Недавние эксперименты, связанные с лазерным охлаждением ионов [9] и магнитным удержанием УХП [10], позволили увеличить время жизни и параметр неидеальности ультрахолодной плазмы, однако время жизни такой плазмы оставалось ограниченным. Существуют также некоторые приложе-

ния, требующие изучения свойств сильнонеидеальной плазмы, время жизни которой неограниченно. Такая плазма образуется, например, в случае непрерывного введения в реальное время аэрозоля лития на границе плазмы в токамаках, приводящего к стабилизации термоядерной реакции [11]. Такая плазма существует и в астрофизических процессах, при переносе плазмы в магнитосфере Юпитера от своего спутника Ио [12], и в процессе формирования нейтральных атомов на ранних стадиях возникновения Вселенной.

В нашей недавней работе [13] впервые была получена стационарная ультрахолодная плазма (СУХП) при помощи непрерывного лазера и магнитооптической ловушки на основе атомов Ca-40. Появилась возможность использовать СУХП для симуляции различных процессов в более горячей неидеальной плазме. В результате стала актуальной проблема поиска и анализа методов диагностики этого нового физического объекта. Преимуществом плазмы, получаемой из атомов щелочноземельных металлов, является возможность детектирования ионов СУХП в оптическом диапазоне при помощи метода лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ). Анализ частотной характеристики спектра ЛИФ этого оптического перехода позволяет оценить многие параметры эксперимента, включая интенсивность лазерного излучения и скоростное распределение ионов СУХП, которое включает в себя температуру и скорость гидродинамического разлета.

Схема уровней иона Ca-40 имеет одно верхнее возбужденное состояние и два основных состояния (так называемая Λ -схема). В этой структуре уровень $3d^2D_{3/2}$ является метастабильным (см. рисунок 1). Естественная ширина перехода $3d^2D_{3/2}-4s^2S_{1/2}$ составляет $\Gamma_{31} = 16$ кГц, в то время как для оптических переходов $4s^2S_{1/2}-4p^2P_{1/2}$ и $3d^2D_{3/2}-4p^2P_{1/2}$ естественная ширина составляет $\Gamma_{21} = 21.5$ МГц и $\Gamma_{23} = 1.5$ МГц соответственно.

Данная трехуровневая структура может проявлять эффект когерентного пленения населенности (КПН) [14, 15]. При резонансном взаимодействии двух лазерных излучений с трехуровневыми квантовыми система-

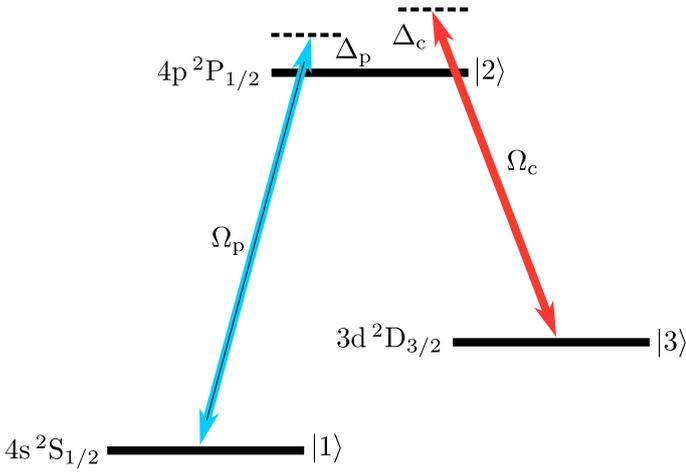


Рисунок 1. Энергетические уровни иона Ca-40, используемые для диагностики СУХП. Ω_p , Ω_c и Δ_p , Δ_c — частоты Раби и отстройки частоты лазеров для соответствующих переходов.

ми эффект КПП проявляется в захвате в когерентную суперпозицию основного и конечного состояний, в то время как промежуточное состояние остается незаселенным. В этих условиях поглощающая среда становится прозрачной для резонансного излучения и появляется провал в спектре флуоресценции резонансных частиц. В нашем случае глубина провала зависит от распределения скоростей ионов, а также от скорости ухода ионов из области детектирования. В настоящей работе были экспериментально получены спектры излучения СУХП для различных отстроек лазера накачки с длиной волны 866 нм. Далее был проведен теоретический анализ спектров излучения ионов Ca-40. Для этого было осуществлено моделирование спектров излучения ионов на основе численного решения квантового кинетического уравнения для матрицы плотности и получены оценки параметров СУХП по спектру флуоресценции ионов Ca-40.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Первоначально мы получаем газ холодных атомов Ca-40 при помощи магнитооптической ловушки и лазерного излучения с длиной волны 423 нм и 672 нм. Температура атомов в ловушке составляет около 3 мК. Далее мы создаем плазму при помощи непрерывного линейно-поляризованного лазера с длиной волны 390 нм, настроенного на порог ионизации атомов Ca-40. Более подробно с устройством установки по созданию СУХП можно ознакомиться в [13]. Для детектирования ионов плазмы Ca-40 в оптическом диапазоне методом ЛИФ мы используем два сонаправленных линейно-поляризованных лазера с длиной волны 397 нм и 866 нм и частотами Раби $\Omega_p = 52.8$ МГц и $\Omega_c = 26.4$ МГц для соответствующих переходов. Для разделения сигналов флуоресценции от ионов и атомов Ca-40 использовалась дифракционная решетка. После разделения сигналов каждый из них идет на свой фотоэлектронный умножитель.

На рисунке 2 представлены экспериментальные спектры ЛИФ-ионов Ca-40 при сканировании Δ_p около точного резонанса при четырех фиксированных

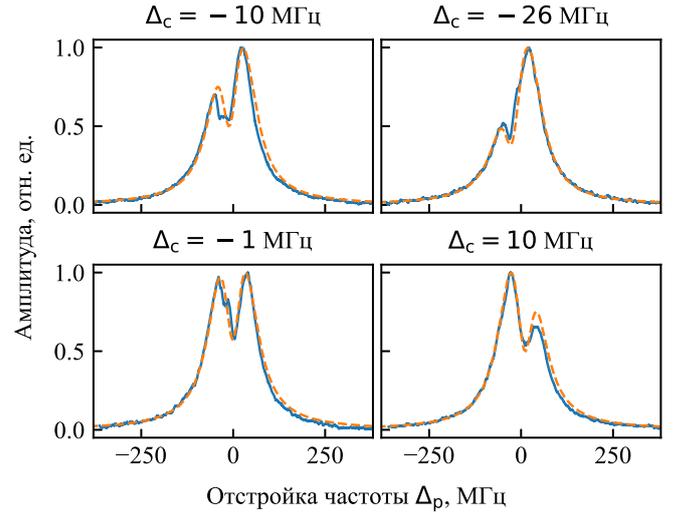


Рисунок 2. Спектр ЛИФ-ионов Ca-40 при сканировании Δ_p вблизи точного резонанса при различных отстройках Δ_c . Сплошная линия — экспериментальная кривая, пунктирная линия — результаты расчета.

отстройках Δ_c . Во всех спектрах наблюдается провал, вызванный эффектом КПП.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для теоретического анализа спектров излучения ионов Ca-40 воспользуемся формализмом матрицы плотности [16]. Учтем релаксацию с помощью уравнения Линдблада для эволюции матрицы плотности, которое имеет вид:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \mathcal{L}, \quad (1)$$

где ρ — матрица плотности, H — гамильтониан системы, в нашем случае:

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 2\Delta_p - k_1 v & \Omega_c & 0 \\ \Omega_c & 0 & \Omega_p \\ 0 & \Omega_p & 2\Delta_c - k_2 v \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где для учета смещения спектра из-за эффекта Доплера мы вводим в гамильтониан скорость иона v с помощью членов $k_1 v$ и $k_2 v$, где $k_1 = 1/\lambda_1 = 2.52 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ и $k_2 = 1/\lambda_2 = 1.15 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ — модули волновых векторов с $\lambda_1 = 397$ нм и $\lambda_2 = 866$ нм. Одинаковый знак перед модулями волновых векторов в гамильтониане соответствует сонаправленным лазерным лучам.

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \sum_n [C_n^+ C_n \rho + \rho C_n^+ C_n - 2C_n \rho C_n^+], \quad (3)$$

где для оператора C_n в нашем случае:

$$\begin{aligned} C_{21} &= \sqrt{\Gamma_{21} + \Gamma_{\text{coh}}}|1\rangle\langle 2|, \\ C_{23} &= \sqrt{\Gamma_{23} + \Gamma_{\text{coh}}}|3\rangle\langle 2|, \\ C_{31} &= \sqrt{\Gamma_{31} + \Gamma_{\text{coh}}}|1\rangle\langle 3|, \\ C_{11} &= \sqrt{2\Gamma_{\text{coh}}}|1\rangle\langle 1|, \\ C_{22} &= \sqrt{2\Gamma_{\text{coh}}}|2\rangle\langle 2|, \\ C_{33} &= \sqrt{2\Gamma_{\text{coh}}}|3\rangle\langle 3|, \end{aligned} \quad (4)$$

где Γ_{coh} — время распада когерентности состояний, связанное с уходом ионов из области детектирования, а также с влиянием магнитного поля и взаимодействия частиц.

С помощью данной теоретической модели возможно оценить скоростное распределение ионов СУХП. Наблюдаемый сигнал флюоресценции ионов пропорционален заселенности возбужденного состояния $4p^2P_{1/2}$. В нашей модели вероятность нахождения иона в этом состоянии определяется величиной диагонального элемента ρ_{22} . Для учета влияния движения ионов необходимо усреднить решения уравнения на матрицу плотности по скоростному распределению ионов. Поскольку мы не знаем точную форму скоростного распределения ионов, для оценки мы выбираем распределение скоростей по Гауссу:

$$\rho_{22}(\Delta_p) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{22}(\Delta_p, v) \frac{1}{\sqrt{\pi}v_{\text{th}}} e^{-v^2/v_{\text{th}}^2} dv, \quad (5)$$

где характерная тепловая скорость v_{th} выражается через эффективную температуру ионов T следующим образом:

$$v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}, \quad (6)$$

где k_B — постоянная Больцмана, а m — масса иона Са-40.

Для расчета использовалась библиотека Quantum Toolbox in Python (QuTiP) [17]. Поскольку в нашем случае мы исследовали СУХП, т.е. стационарный случай, и, следовательно $\dot{\rho} = 0$, для расчета используется встроенная функция QuTiP—steadystate. На рисунке 2 представлены результаты теоретического моделирования спектров ЛИФ-ионов Са-40 (пунктирные кривые). Для лучшего соответствия теории и эксперимента в расчете были использованы $T = 0.2$ К и $\Gamma_{\text{coh}} = 0.15$ МГц. Надо отметить, что в эксперименте распределение ионов по скоростям не соответствует гауссову распределению, поскольку это распределение помимо температуры включает в себя еще гидродинамический разлет ионов. Для более детального анализа экспериментальных данных требуется провести расчет СУХП методом молекулярной динамики для получения реального распределения ионов по скоростям. Однако проведенный в данной работе расчет очень хорошо совпадает с экспериментом, что говорит о хорошем качественном анализе распределения скоростей. Еще одним подтверждением справедливости наших оценок скоростей ионов и времени декогерентизации системы может служить сравнение расчета для сонаправленных и встречных лазерных лучей с длиной волны 397 нм и 866 нм. Для встречных лазерных лучей в гамильтониане нужно заменить знак перед $k_2 v$ на противоположный при $T = 0.2$ К. Результаты сравнения этих двух расчетов представлены на рисунке 3. Также на рисунке представлены результаты расчета в случае сонаправленных лучей при $T = 0.1$ К и $T = 1$ К.

Из рисунка видно отсутствие провала в спектре ЛИФ за счет эффекта КПН в случае встречных лазерных лучей, этот результат также подтверждается экспериментальными данными (см. спектр на рисунке 1(с) в работе [13]). На рисунке 3 также видно, что при малых

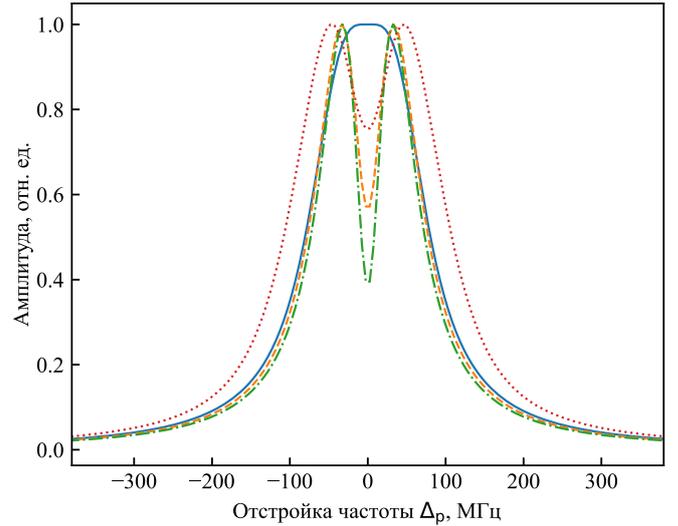


Рисунок 3. Расчет спектра ЛИФ-ионов Са-40 при сканировании Δ_p вблизи точного резонанса при отстройке $\Delta_c = 0$. Сплошная линия — встречные пучки лазеров при $T = 0.2$ К, штрих-пунктирная, штриховая и пунктирная линия — сонаправленные пучки лазеров при $T = 0.1$ К, $T = 0.2$ К и $T = 1$ К соответственно.

температурах ширина всего резонанса практически не меняется, в то время как глубина провала в центре спектра меняется резко. В таком случае крылья спектра имеют форму распределения Лоренца, а ширина спектра зависит только от интенсивности лазерного излучения. При $T = 1$ К спектр начинает уширяться в основном за счет скоростного распределения ионов и крылья спектра меняют свою форму на распределение Фойгта.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен метод диагностики параметров СУХП Са-40 с учетом эффекта КПН. Получены экспериментальные спектры ЛИФ-ионов СУХП при разных отстройках Δ_c , а также проведен теоретический расчет полученных резонансов на основе численного решения квантового кинетического уравнения для матрицы плотности. Получено хорошее согласие теории и эксперимента. На основе расчетов проведен качественный анализ скоростного распределения ионов и скорости декогерентизации СУХП. Главным результатом работы является отсутствие влияния скоростного распределения ионов на ширину спектра ЛИФ. Основной вклад в уширение спектра ЛИФ-ионов СУХП дает интенсивность лазерного излучения. Скоростное распределение ионов влияет только на глубину провала в спектре ЛИФ, связанного с эффектом КПН. Для более детального анализа экспериментальных данных требуется расчет скоростного распределения ионов СУХП методом молекулярной динамики с учетом квадрупольного магнитного поля, присутствующего в нашем эксперименте.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-01129-23-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Killian T C, Kulin S, Bergeson S D, Orozco L A, Orzel C and Rolston S L 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4776–79
2. 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 *Physics of Plasmas* **26** 100501
3. Killian T C 2007 *Science* **316** 705–08
4. Lyon M and Rolston S L 2017 *Rep. Prog. Phys.* **80** 017001
5. Bonitz M, Zelener B B, Zelener B V, Manykin E A, Filinov V S and Fortov V E 2004 *J. Exp. Theor. Phys.* **98** 719–27
6. Pohl T, Pattard T and Rost J M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 155003
7. Bobrov A A, Bunkov A M, Bronin S Y, Klyarfeld A B, Zelener B B and Zelener B V 2019 *Physics of Plasmas* **26** 082102
8. Jacob G, Groot-Berning K, Wolf S, Ulm S, Couturier L, Dawkins S T, Poschinger U G, Schmidt-Kaler F and Singer K 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 043001
9. Langin T K, Gorman G M and Killian T C 2019 *Science* **363** 61–4
10. Gorman G, Warrens M, Bradshaw S and Killian T 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 085002
11. Hu J *et al* 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 055001
12. Pontius D H, Hill T W and Rassbach M E 1986 *Geophys. Res. Lett.* **13** 1097–100
13. Zelener B B, Vilshanskaya E V, Morozov N V, Saakyan S A, Bobrov A A and Zelener B V 2022 Steady-State Ultracold Plasma arXiv:2212.04389 [physics.plasm-ph]
14. Gray H, Whitley R and Stroud C 1978 *Optics letters* **3** 218–20
15. Dubost B, Dubessy R, Szymanski B, Guibal S, Likforman J P and Guidoni L 2014 *Phys. Rev. A* **89** 032504
16. Stenholm S 2012 *Foundations of laser spectroscopy* (Courier Corporation)
17. Johansson J R, Nation P D and Nori F 2012 *Computer Physics Communications* **183** 1760–72