

Спектр флюоресценции ионов в стационарной ультрахолодной плазме

А. А. Бобров, С. А. Саакян, В. А. Саутенков и Б. Б. Зеленер

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

E-mail: abobrov@inbox.ru

Статья поступила в редакцию 12 ноября 2025 г.

Аннотация. В работе обсуждаются спектры флюоресценции ионов, регистрируемые в экспериментах по созданию стационарной ультрахолодной плазмы кальция. Спектры получены при разных значениях начальной кинетической энергии электронов. Наблюдается увеличение ширины спектров при увеличении температуры электронов. Форма спектральных линий при больших температурах электронов не соответствует гауссовому распределению ионов по скоростям, что говорит о вкладе направленного гидродинамического движения ионов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультрахолодная плазма — это плазма, образующаяся при ионизации ультрахолодных атомов, захваченных в магнитооптических ловушках (МОЛ). Впервые ультрахолодная плазма была получена в экспериментах Киллиана с сотрудниками [1]. В этих экспериментах облако атомов охлаждалось в МОЛ до температур порядка 1 мК. Затем облако атомов облучалось коротким импульсом интенсивного лазерного излучения, что приводило к практически полной ионизации атомов. Частота ионизирующего излучения при этом могла быть тонко отстроена так, что кинетическая энергия образующихся электронов, равная превышению частоты над порогом ионизации атомов, составляла от долей градуса до сотен градусов Кельвина. В начальный момент времени после ионизации концентрация полученной ультрахолодной плазмы соответствовала концентрации атомов и составляла от 10^9 до 10^{11} см $^{-3}$, начальная температура ионов соответствовала температуре атомов. После создания ультрахолодной плазмы МОЛ выключается и начинается разлет плазмы, так как плазма ничем не удерживается. Типичное время разлета ультрахолодной плазмы в экспериментах составляет порядка 100–150 мкс.

Точная настройка температуры, высокая степень ионизации, а также возможность создания существенной неидеальности, сделали ультрахолодную плазму удобным инструментом для экспериментального исследования различных свойств двухкомпонентной низкотемпературной плазмы, в частности, кинетики релаксации [2] и столкновительной рекомбинации [3], магнитного удержания [4], распространения ионных колебаний [5], а также проверки гидродинамических [6] и кинетических [7] подходов к описанию расширения плазмы. При этом, как показывают исследования [8, 9], свойства ультрахолодной плазмы подобны свойствам обычной низкотемпературной плазмы при одинаковом значении параметра неидеальности.

Ограничением экспериментальной техники при исследовании ультрахолодной плазмы является конечное время жизни, поскольку плазма создается импульсом ионизирующего лазерного излучения и далее разлетается, так как не удерживается ловушкой. Однако, недавно нам удалось экспериментально получить и исследовать стационарную ультрахолодную плазму [10]. В этой работе для ионизации атомов в МОЛ использовалось непрерывное лазерное излучение, МОЛ при этом не выключается. В результате, в экспериментах наблюдалось обла-

ко ультрахолодной плазмы с неограниченным временем жизни при температуре электронов от 2 до 15 К и плотности порядка 10^6 см $^{-3}$. Постоянный уход заряженных частиц из облака плазмы при этом компенсируется постоянным образованием новых электронов и ионов при ионизации атомов в МОЛ.

В работе [10] исследовалась ультрахолодная плазма ^{40}Ca , что позволило наблюдать ионы в видимом диапазоне, с использованием индуцированной лазером флюоресценции (ИЛФ) на оптическом переходе иона Са. По амплитуде спектра ИЛФ были сделаны оценки плотности ионов. Однако из-за ограниченного интервала температур не удалось сделать каких-либо экспериментальных оценок о распределении ионов по скоростям. Из-за высокой интенсивности лазерных пучков, используемых для ИЛФ, спектр флюоресценции содержит сильное полевое уширение и в исследованном интервале изменения температуры электронов ширина спектра ИЛФ практически не менялась, так как доплеровский вклад движения ионов был неразличим на фоне полевого уширения. В настоящей работе нам удалось расширить диапазон температуры электронов до 64 К и мы наблюдали существенное увеличение ширины спектра флюоресценции ионов, что позволило сделать некоторые выводы об их распределении по скоростям.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка представляла собой МОЛ, в которой создавалось облако из 5×10^7 ультрахолодных атомов ^{40}Ca при температуре 3 мК. Размер облака составлял примерно 1 мм. Охлаждение атомов происходило на переходе $4s^2 - 4s4p$. Ультрахолодная плазма создавалась в работающей МОЛ в стационарном режиме с помощью ионизации атомов, находящихся на верхнем уровне $4s4p$, непрерывным лазерным излучением с длиной волны 390 нм. При этом образующиеся электроны имели начальную кинетическую энергию $T_{e0} = (2/3)(\nu_{390} - E_{4s4p})/k_B$, определяемую превышением частоты ионизирующего лазера ν_{390} над энергией связи E_{4s4p} состояния $4s4p$ (k_B — постоянная Больцмана). В результате образовывалось облако стационарной плазмы с размером, соответствующим размеру облака атомов.

Преимуществом использования Са в экспериментах является возможность визуального наблюдения за ионами Са. Для этого была реализована схема ИЛФ — облако плазмы подсвечивалось излучением непрерывного

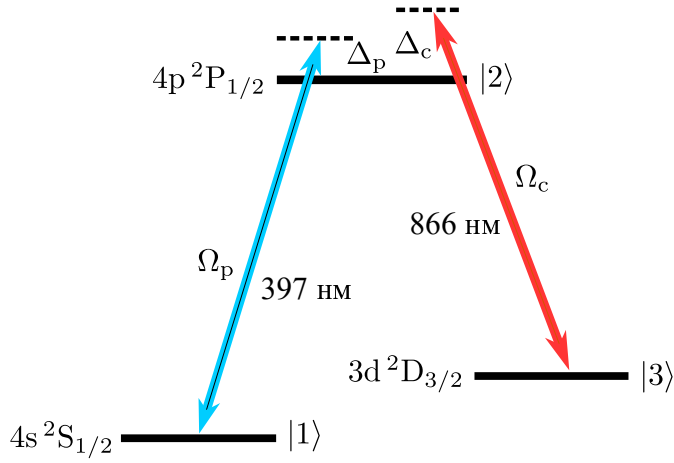


Рисунок 1. Схема уровней иона Ca, задействованных для индуцированной лазером флюоресценции (ИЛФ). На схеме обозначены: Ω_p — частота Раби для излучения лазера 397 нм, Ω_c — частота Раби для излучения лазера 866 нм, Δ_p — отстройка частоты излучения лазера 397 нм, Δ_c — отстройка частоты излучения лазера 866 нм.

лазера с длиной волны 397 нм, резонансным с переходом $4s^2 - 4p^2$ иона Ca, что приводило к непрерывной флюоресценции облака ионов в видимом оптическом диапазоне. Состояние $4p^2$ может распадаться в долгоживущее состояние $3d^2$, темное для излучения лазера 397 нм, вследствие чего через какое-то время все ионы перейдут в это состояние и сигнал ИЛФ пропадет. Для предотвращения ухода ионов в темное состояние, использовалось излучение накачки с длиной волны 866 нм, действующее на переходе иона Ca $3d^2 - 4p^2$ (схема уровней иона Ca, использующихся для подсветки, изображена на рисунке 1).

Для исследования спектральных характеристик ионов плазмы частота излучения лазера подсветки 397 нм сканировалась в окрестности перехода $4s^2 - 4p^2$, излучение лазера накачки 866 нм имело постоянную отстройку частоты 15 МГц. Сигнал флюоресценции ионов регистрировался фотодетектором. Более подробно схема детектирования сигнала и калибровки изложена в работе [10].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 2 сплошными линиями изображены полученные в эксперименте спектры флюоресценции ионов для четырех значений T_{e0} : 0.0064, 20, 32 и 64 К. Видно, что ширина спектра заметно увеличивается при увеличении энергии электронов, что не наблюдалось в наших прошлых экспериментах [10], в которых исследовался меньший интервал начальных энергий электронов от 2 до 15 К.

Наблюдаемое уширение можно объяснить следующими соображениями. Поскольку в ловушке заряженные частицы не удерживаются, в плазме устанавливается стационарный радиальный гидродинамический поток ионов. Ионы при этом ускоряются за счет электронного теплового давления. Уход ионов компенсируется постоянным образованием новых ионов и электронов в ходе ионизации. Ускорение ионов тем больше, чем больше температура электронов. Эта динамика приво-

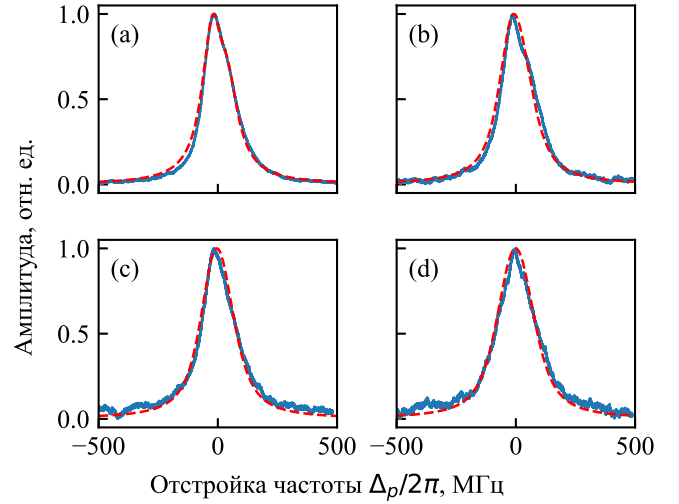


Рисунок 2. Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (штриховые линии) спектры флюоресценции ионов в стационарной ультрахолодной плазме для разных начальных энергий электронов T_{e0} : (a) 0.0064 К; (b) 20 К; (c) 32 К; (d) 64 К.

дит к увеличению доплеровского вклада, что и наблюдается в полученных спектральных зависимостях.

Для описания наблюдаемых спектров нами ранее была разработана теоретическая модель [11]. Модель использует формализм матрицы плотности и полуклассическое приближение для учета действия поля на внешний электрон иона Ca. Уравнение эволюции матрицы плотности ρ имеет вид:

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

где H — это гамильтониан с учетом действия поля, $\mathcal{L}$ — оператор релаксации.

В рассматриваемых экспериментах пучки излучения лазеров подсветки $\lambda_1 = 397$ нм и накачки $\lambda_2 = 866$ нм были направлены навстречу друг другу, ввиду этого доплеровские вклады скоростей ионов в гамильтониане H имеют противоположные знаки:

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

где v — скорость иона, $k_1 = 1/\lambda_1$, $k_2 = 1/\lambda_2$, Δ_c — отстройка частоты излучения лазера 397 нм, Δ_p — отстройка частоты излучения лазера 866 нм, интенсивность излучения лазера 397 нм соответствовала частоте Раби $\Omega_p = 65$ МГц, интенсивность излучения лазера 866 нм соответствовала частоте Раби $\Omega_c = 4$ МГц.

Оператор релаксации имеет вид:

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

где $^+$ — эрмитово сопряжение.

Введем обозначения уровней иона Ca: 1 для $4s^2$, 2 для $4p^2$ и 3 для $3d^2$ (см. рисунок 1). Тогда C_n для

рассматриваемой системы можно записать как:

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

где Γ_{ij} — соответствующие распаду уровней скорости разрушения когерентности, Γ_{coh} — эффективная скорость разрушения когерентности, связанная с другими процессами, такими как уход ионов из области детектирования, столкновения частиц, действие магнитного поля МОЛ.

Наблюдаемый сигнал флюоресценции ионов пропорционален заселенности состояния $4p^2$, которая, в свою очередь, пропорциональна значению диагонального элемента ρ_{22} рассматриваемой матрицы плотности. Для подсветки ионов использовалось непрерывное лазерное излучение, поэтому для получения спектра делался расчет уравнения матрицы плотности в стационарном случае ($\dot{\rho} = 0$). Для учета влияния движения ионов на спектральную зависимость, результат решения усреднялся по гауссову распределению по скоростям:

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

где $v_{\text{th}} = \sqrt{2k_B T/m}$ — характерная тепловая скорость для температуры ионов T , m — масса иона Са.

Численное решение уравнения (1) использовалось для фитирования экспериментальных спектров флюоресценции ионов, при этом в качестве свободного параметра использовалось значение температуры ионов в (5). Результаты численной подгонки показаны на рисунке 2 пунктиром. Для значений начальной энергии электронов T_{e0} : 0.0064, 20, 32 и 64 К в результате подгонки получены значения эффективной температуры ионов T : 0.1, 0.3, 0.5, 1 К, соответственно (см. рисунок 3).

При низкой температуре электронов $T_{e0} = 0.0064$ К движение ионов практически не влияет на спектр, так как основным процессом ухода ионов из системы является трехчастичная рекомбинация [10] и ионы не успевают набрать существенную скорость за счет ускорения тепловым давлением электронов. Скоростное распределение ионов при этом, по-видимому, может определяться более быстрым процессом — нагревом, вызванным их случайным появлением в облаке плазмы, который происходит за время порядка обратной ионной плазменной частоты [12]. В результате этого нагрева ионы получают кинетическую энергию порядка энергии кулоновского взаимодействия на среднем расстоянии.

Из рисунка 2 видно, что, как для экспериментальных, так и для численных результатов, для низкой энергии электронов спектр флюоресценции ионов практически не содержит гауссового вклада и крылья спектральной зависимости имеют характерную форму лоренциана. Вклад скоростей ионов влияет лишь на когерентный процесс в узкой области вблизи частотной

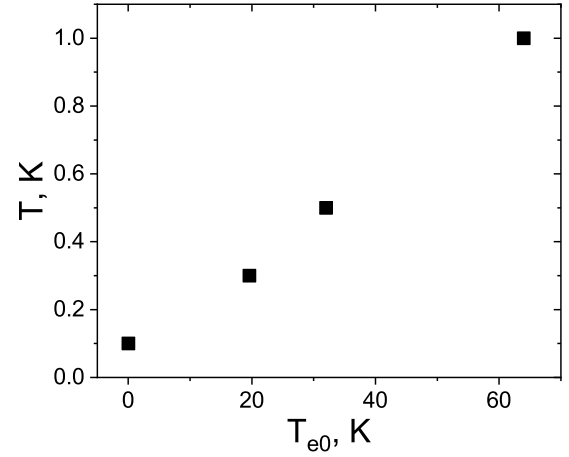


Рисунок 3. Зависимость эффективной температуры ионов T от начальной энергии электронов T_{e0} .

отстройки излучения лазера подсветки равной отстройке излучения лазера накачки [11].

Для высоких начальных энергий электронов, спектры флюоресценции заметно уширены. При этом видно, что при больших энергиях спектры не вполне описываются гауссовым распределением. Это говорит о том, что, по-видимому, характерное время термализации ионов порядка или больше характерного гидродинамического времени, поэтому направленное радиальное движение ионов вносит существенный вклад в распределение ионов по скоростям.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе экспериментально зарегистрировано увеличение ширины спектров флюоресценции ионов при росте начальной энергии электронов в стационарной ультрахолодной плазме. Отмечено, что наблюдаемые спектры не вполне описываются гауссовым распределением ионов по скоростям, что говорит о том, что при росте энергии электронов растет как температура ионов, так и скорость их направленного радиального движения.

В проведенных экспериментах подсвечивался весь объем облака ионов, что приводило к интегральному вкладу скоростей всех ионов в наблюдаемые спектральные зависимости. Представляется интересным провести дальнейшее исследование с подсветкой разных частей облака узкими лучами подсветки для дифференциации вкладов ионов с разными гидродинамическими скоростями. Это могло бы позволить выделить вклады теплового и направленного движения ионов.

БЛАГОДАРНОСТИ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Killian T, Kulin S, Bergeson S, Orozco L A, Orzel C and Rolston S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4776
2. Castro J, McQuillen P, Gao H and Killian T 2009 *Journal of Physics: Conference Series* **194** 012065
3. Ткачев А Н и Яковленко С И 2001 *Квантовая электроника* **31** 1084
4. Gorman G M, Warrens M K, Bradshaw S J and Killian T C 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 085002
5. Castro J, McQuillen P and Killian T C 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 065004
6. Warrens M, Gorman G M, Bradshaw S J and Killian T C 2021 *Physics of Plasmas* **28** 022110
7. Laha S, Gupta P, Simien C E, Gao H, Castro J, Pohl T and Killian T C 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 155001
8. 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
9. Bobrov A, Bunkov A, Bronin S Y, Klyarfeld A, Zelener B and Zelener B 2019 *Physics of Plasmas* **26** 082102
10. Zelener B B, Vilshanskaya E V, Morozov N V, Saakyan S A, Bobrov A A, Sautenkov V A and Zelener B V 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 115301
11. Зеленер Б Б, Бобров А А, Вильшанская Е В, Галстян К П, Саакян С А и Саутенков В А 2023 *Вестник ОИВТ РАН* **11** 10–13
12. Murphy D and Sparkes B M 2016 *Phys. Rev. E* **94** 021201