



УДК 535.8

Б.Б. Зеленер¹, Б.В. Зеленер¹ Э.А. Маныкин²

¹ Учреждение Российской Академии Наук Объединенный институт высоких температур
РАН, Россия, 127412, г. Москва, ул. Ижорская д.13, стр.2, E-mail: bobozel@mail.ru

² Национальный Исследовательский Ядерный Университет “Московский инженерно-
физический институт”, Россия, 115409, г. Москва, Каширское ш., 31, E-mail:
edman17@mail.ru

УЛЬТРАХОЛОДНАЯ ПЛАЗМА: СОЗДАНИЕ ПРИ ПОМОЩИ ЛАЗЕРОВ И ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Ультрахолодная плазма, интенсивно изучаемая в последние годы, это неравновесная плазма, полученная при помощи методов лазерного охлаждения и лазерной ионизации. Температура электронов в этой плазме составляет $T_e = 0,1 \div 100\text{K}$, плотность $n_e = 10^8 - 10^{10}\text{см}^{-3}$. Время ее существования сотни микросекунд. В этой плазме существенно замедляются процессы рекомбинации и при определенных параметрах возможно образование структур с ближним и дальним порядком. Рассматриваются способы получения ультрахолодной плазмы и методы диагностики.

УЛЬТРАХОЛОДНАЯ ПЛАЗМА, ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ, ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы большое внимание уделяется изучению конденсированных состояний, возникающих в достаточно разреженных газовых системах. К ним, например, относятся многочисленные эксперименты и теоретические работы по охлаждению лазерным излучением разреженных газов с последующим захватом в магнитные ловушки. Это так называемая проблема Бозе - Эйнштейновской конденсации (БЭК) в газах [1 – 3].

С другой стороны, по-прежнему, остается актуальной проблема образования кластеров в газах. Это касается атомов и молекул, находящихся как в основном состоянии, так и в возбужденных состояниях, в том числе ридберговских состояниях, когда главное квантовое число $k \gg 1$ [4 – 11]. Иногда такую систему называют ридберговским веществом.

Также интенсивно изучается неидеальная неравновесная плазма, полученная при сверхнизких температурах. Эксперименты в этой области проводятся на тех же установках, что и при исследовании БЭК. Неупорядоченные равновесные системы многих частиц, в которых потенциальная энергия взаимодействия сравнима или больше кинетической, относятся к сильнонеидеальным системам.

РИДБЕРГОВСКОЕ ВЕЩЕСТВО

Понятие ридберговского вещества и возможность фазового перехода в системе возбужденных центров с образованием конденсированных возбужденных состояний было впервые предложено в работах [4, 5], где рассматривался газ электронов и ионов такой плотности, когда электроны вырождены, а температура равна или очень близка к нулю.

Конденсированные возбужденные состояния представляют собой качественно другое состояние в системе возбужденных центров, отличающиеся от исходной системы

возбужденных центров настолько, насколько отличается конденсированное состояние вещества от системы атомов или молекул. Как и в случае привычного конденсированного вещества, взаимодействие между центрами при увеличении их плотности приводит, в конечном счете, к изменению фазового состояния системы и качественного изменения всех характеристик.

Эксперименты с лазерным охлаждением в магнито-оптических ловушках. В 1999 году группой американских исследователей [12] была получена сильнонеидеальная плазма Хе в уникальных условиях – при ультранизкой температуре, достигнутой с помощью лазерного охлаждения атомов.

Для создания ультрахолодной плазмы несколько миллионов атомов Хе возбуждались в разряде до метастабильного состояния $6s[3/2]_2$. Это состояние использовалось как основное для первичного охлаждения лазером на переходе с длиной волны 882 нм до состояния $6p[5/2]_3$. Затем атомы накапливались в магнитооптической ловушке и далее охлаждались до 10 μ К с использованием зеемановского метода. Охлажденные атомы ионизовали в течение 10 нс с помощью двухфотонного возбуждения. Разница между фотонной энергией и ионизационным потенциалом ΔE распределялась между электронами и ионами, но из-за значительного отношения масс практически всю энергию получали электроны. Величина $\Delta E/k_B$, где k_B – постоянная Больцмана, варьировалась в пределах 0,1 – 1000 К с помощью перестройки частоты лазерного излучения. Полученное облако частично ионизированной плазмы (>10% ионизованных атомов) имело следующие характеристики: температура ионов $T_i = 10$ мК, кинетическая энергия на электрон $E_e/k_B = 100$ мК и выше и плотность до 2×10^9 см⁻³. Пространственное распределение плотности предполагалось гауссовым со среднеквадратичным радиусом $\sigma = 200$ мкм. Параметр неидеальности электронов γ_e для такой плазмы достигал 23,5 ($\gamma_e = e^2 n_e^{1/3} / T_e$, e, n_e – заряд и плотность электронов), т.е. потенциальная энергия взаимодействия намного больше кинетической энергии движения частиц. Электроны в плазме не вырождены: $n^{1/3} \lambda_e \ll 1$, где $\lambda_e = \hbar / \sqrt{2m_e T_e}$, \hbar – постоянная Планка, m_e – масса электрона.

После создания облака его размер в течение 1 – 2 мкс не меняется, а потом начинается разлет плазмы, который длится более 30 мкс. Облако плазмы облучали радиочастотным полем, при определенной частоте поля наблюдался отклик в виде вырванных из плазмы электронов. Считая эту частоту плазменной частотой электронов, авторы рассчитывали зависимость плотности плазмы от времени и из этой зависимости вывели скорость разлета [12 – 14].

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В наших работах [15 – 27] предложены и рассчитаны физические модели ультрахолодной плазмы, максимально учитывающие процессы, происходящие в эксперименте. Ультрахолодная плазма в эксперименте в начальный момент – это газ холодных свободных электронов с определенной одинаковой начальной кинетической энергией и еще более холодных ионов. При рекомбинации ультрахолодной плазмы за время ее наблюдения $t = 10^{-4}$ с, определяющими процессами являются столкновительные, т.к. заселение верхних атомных уровней, энергия которых меньше или порядка T , определяется исключительно трехчастичным процессом столкновения электрон-электрон-ион. При изучении нами неравновесной кулоновской системы методом молекулярной динамики [15, 16] в первую очередь определялась температура частиц.

Наиболее быстрым процессом при установлении равновесия в плазме является процесс установления электронной температуры. Воспользовавшись для оценки частотой столкновения для случая слабонеидеальной плазмы ($\gamma_e \ll 1$) можно показать, что температура электронов устанавливается в условиях ультрахолодной плазмы за время $t_e = 10^{-10} - 10^{-11}$ сек. После установления температуры T_e , электроны начинают заселять уровни

дискретного спектра, т.е. начинают идти процессы рекомбинации. Поскольку вначале все электроны находятся в непрерывном спектре, рекомбинация начинается с границы дискретного и непрерывного спектра. При этом в течение долгого времени $t_{\text{кв}} \sim 10^{-8} \text{ с} \gg t_e$ формируется квазистационарная неравновесная функция распределения электронов по полной энергии $f(E_i)$. Одновременно вычисляется коэффициент диффузии электронов в пространстве энергий. Было показано, что при столкновениях электронов для разных γ_e передача энергии в основном осуществляется небольшими порциями, значения которых меньше T_e .

Используя результаты, полученные методом молекулярной динамики для эффективной концентрации свободных электронов и метод кинетических уравнений баланса [18], мы рассчитали функцию распределения и коэффициент диффузии в области ридберговских состояний. Этим же методом были рассчитаны потоки ридберговских электронов в неравновесной плазме при заданной плотности для различных температур. Все это позволило рассчитать коэффициент рекомбинации в зависимости от температуры.

Анализ полученных данных показывает, что в области слабой неидеальности для плазмы, когда $\gamma_e < 0,2$, аналитические приближения и результаты численных расчетов совпадают и выполняется закон «9/2». С уменьшением температуры, что соответствует росту γ_e , зависимость коэффициента рекомбинации, рассчитанного численно, начинает отличаться от закона «9/2», причем наши расчеты имеют тенденцию монотонного уменьшения. Как показывает проведенный нами анализ резкое падение коэффициента рекомбинации связано с моделью кулоновского взаимодействия разноименных зарядов.

Для определения термодинамических и корреляционных функций частично ионизованного ридберговского вещества нами использовалась модификация псевдопотенциальной модели системы частиц с кулоновским взаимодействием, разработанная ранее для низкотемпературной плазмы [28]. Расчет этой модели проводился методом Монте-Карло [29]. В [23 – 26] были проделаны расчеты для области температур $T = 0,1 \text{ К} - 10 \text{ К}$, и области концентраций $n = 10^{-2} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при учете непрерывного спектра и дискретных уровней начиная с $n = 100$.

При $\gamma_e \geq 1$ корреляционные функции указывают на образование ближнего порядка среди частиц как одного, так и разных знаков. При росте γ_e этот порядок усиливается. Максимумы корреляционных функций растут, а минимумы обращаются в ноль, что связано с формированием строгого порядка в пространственном расположении частиц. Энергия E/NkT в области $\gamma_e \geq 0,1$ в диапазоне $T = 0,1 \text{ К} - 10 \text{ К}$ зависит линейно от γ_e . Это означает, что, исключив температуру из этой зависимости, получим выражение аналогичное известному закону Маделунга.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы были проанализированы кинетические и термодинамические свойства ультрахолодной ридберговской плазмы. Ни в одном существующем эксперименте, не было получено прямое подтверждение существование структуры в ультрахолодной плазме. Этот эксперимент осуществляется в ОИВТ РАН.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа поддержана ФЦП ГК №14.740.11.0604, ФЦП ГК №П1235, ФЦП ГК №02.740.11.0433, Президентский грант МК-541.2011.2, РФФИ 10-02-00399, Программа РАН академика В.Е. Фортова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Mathews et al.**, Science, **269**, 198 (1995).
2. **W.D. Phillips**, Reviews of modern physics, **10**, 3 (1998).
3. **Б.Б. Кадомцев, М.Б. Кадомцев**, УФН, **167**, 6, 649 (1997).
4. **Манькин Э.А., Ожован М.И., Полуэктов П.П.**, ДАН СССР, **260**, 1096 (1981).
5. **Манькин Э.А., Ожован М.И., Полуэктов П.П.**, ЖЭТФ, **84**, 442,(1983).
6. **Э.А. Манькин, М.И. Ожован, П.П. Полуэктов**, ЖЭТФ, **102**, 804 (1992).
7. **Э.А. Манькин, М.И. Ожован, П.П. Полуэктов**, Химическая физика, **18**, 7, 88 (1999).
8. **C. Aman, J.B.C. Pettersson, L. Holmlid**, Chem. Phys. **147**, 189 (1990).
9. **R.S. Svensson, L. Holmlid, L. Lundgren**, J. Appl. Phys. **70**, 1489 (1991).
10. **C. Aman, J.B.C. Pettersson, H. Lindroth, L. Holmlid**, J. Matter Res. **7**, 100(1992).
11. **R. Svenson, L. Holmlid**, Phys. Rev. Lett, **83**, 9, 1739 (1999).
12. **T.C. Killian, S. Kulin, S.D. Bergeson et al**, Phys. Rev. Let. **83**, 23, 4776(1999).
13. **S. Kulin, T.C. Killian, S.D. Bergeson and S.L.Rolston**, Phys. Rev. Let., **85**, 2, 318(2000).
14. **T.C. Killian, M.J. Lim, S. Kulin et al**, Phys. Rev. Let., **86**, 17, 3759(2001).
15. **А.А. Бобров, Е. А. Manykin, В. В. Zelener, В. V. Zelener**, Laser Physics **17**,4, 415 (2007)
16. **А.А.Бобров, С.Я.Бронин, Б.Б.Зеленер, Б.В.Зеленер, Э.А.Манькин**, ЖЭТФ, **134** ,1,179 (2008)
17. **А.А.Бобров, С.Я.Бронин, Б.Б.Зеленер, Б.В.Зеленер, Э.А.Манькин, Д.Р. Хихлуха**, ЖЭТФ, **139**, 3, 605(2011)
18. **С.Я.Бронин, Б.Б.Зеленер, Б.В.Зеленер, Э.А.Манькин, Д.Р. Хихлуха**, ЖЭТФ, **139**, 4, 822 (2011).
19. **S.A.Ivanenko, E. A. Manykin, G.V.Naidis, В. В. Zelener, В. V. Zelener**, Laser Physics **17**,4, 419 (2007)
20. **Б. Б. Зеленер, Б. В. Зеленер, С. А. Иваненко, Э. А. Манькин, Г. В. Найдис** , ТВТ, 46,504(2008)
21. **Б.Б.Зеленер, Б.В.Зеленер, Э.А.Манькин, Д.Р. Хихлуха**, Физическое образование в вузах , **16**, 2 (2010)
22. **Э.А.Манькин, Б.Б.Зеленер, Б.В.Зеленер**, Обзор Письма в ЖЭТФ, **92** , 9, 696 (2010)
23. **Б.Б. Зеленер, Б.В. Зеленер, Э.А. Манькин**, ЖЭТФ, **99**, 6, 1173 (2004).
24. **V.S. Filinov, E.A. Manykin, В.В. Zelener, В.V. Zelener**, Laser Physics, **14**, 2, 186 (2004).
25. **М. Бониц, Б.Б. Зеленер, Б.В. Зеленер, Э.А. Манькин, В.С. Филинов, В.Е. Фортов**, ЖЭТФ, **125**, 821, (2004).
26. **М.А. Butlitsky, V.E. Fortov, E.A. Manykin, В.В. Zelener, В.V. Zelener**, Laser Physics, **15**, 2, 1 (2005)
27. **М.А. Бутлицкий, Б.Б. Зеленер, Б.В. Зеленер, Э.А. Манькин**, ЖВММФ, **48**, 1, 156(2008)
28. **Б.В. Зеленер, Г.Э. Норман, В.С. Филинов**, Теория возмущений и псевдопотенциал в статистической термодинамике, Наука, Москва, (1981)
29. **В.М.Замалин, Г.Э. Норман, В.С. Филинов**, Метод Монте-Карло в статистической термодинамике, Наука, Москва, 1977.

B.B. Zelener¹, B.B. Zelener¹, E.A. Manykin²

¹ *Joint Institute for High Temperature, Russia, 127412, Moscow, st. Ijorskaya 13,b.2, E-mail: bobozel@mail.ru*

² *Moscow Engineering - Physical Institute, Russia, 115409, Moscow, Kashirskoe h. 31, E-mail: edman17@mail.ru*

ULTRACOLD PLASMA: CREATION BY LASERS AND INVESTIGATION BY OPTICAL METHOD

Ultracold plasma is a modern physical object for investigation. This is nonequilibrium plasma, created by method of laser cooling and laser ionization.

Electron temperature in the plasma is $T_e = 0,1 \div 100K$, density is $n_e = 10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Time of existence is several microseconds. The recombination processes in the ultracold plasma are intensity slow down. Our calculations predict creation of structure like in solid or liquid state in defined parameters.

We show method of creation and diagnostics in ultracold plasma.

ULTRACOLD PLASMA, LASER COOLING, NUMERICAL METHODS