

Моделирование и диагностика ультрахолодной лазерной плазмы

А. П. ГАВРИЛЮК, И. В. КРАСНОВ, Н. Я. ШАПАРЕВ

Учреждение Российской академии наук

Институт вычислительного моделирования СО РАН, Красноярск, Россия

e-mail: krasn@icm.krasn.ru

Представлен краткий обзор результатов по моделированию так называемой ультрахолодной электрон-ионной плазмы, полученных в Институте вычислительного моделирования СО РАН за последние пять лет.

Ключевые слова: математическое моделирование, ультрахолодная плазма.

Введение

Качественно новым физическим объектом, который может быть получен методами лазерного охлаждения и удержания частиц, является ультрахолодная квазинейтральная плазма (УП).

Ультрахолодная квазинейтральная плазма — классическая электрон-ионная плазма с аномально низкими (в лабораторных плазмах) температурами ионов (< 0.1 К) и электронов (< 100 К). Фундаментальный интерес к УП обусловлен открывающимися уникальными возможностями лабораторного изучения сильно взаимодействующих (неидеальных) кулоновских систем малой плотности, в частности, исследования в них особенностей фазовых переходов жидкость—кристалл и рекомбинационных, столкновительных и коллективных процессов. Весьма перспективной выглядит возможность применения УП для создания высокоэффективных схем получения холодных пучков заряженных частиц повышенной яркости для целей нанотехнологий и электронной микроскопии с нанометровым разрешением.

Идея получения квазистационарной долгоживущей УП впервые была предложена в работах сотрудников ИВМ СО РАН [1–3] и получила свое дальнейшее развитие в работах [4–6], посвященных математическому моделированию УП в лазерном поле.

Альтернативный метод получения УП посредством припороговой фотоионизации холодных атомов в магнитно-оптической ловушке был предложен и экспериментально реализован в Национальном институте стандартов и технологий США [7].

К сожалению, этот метод позволяет получать только короткоживущую УП с временем жизни ~ 100 мкс. Создание долгоживущей УП с управляемыми характеристиками требует разработки адекватных методов ее долговременного удержания. В работах [8–11] были предложены не традиционные для физики плазмы решения этой проблемы, основанные на использовании значительных по величине выпрямленных радиационных сил [12], действующих на резонансные плазменные ионы в немонохроматических (частично-когерентных) лазерных полях. Результаты моделирования предложенных схем удержания УП показали возможность увеличения времени ее распада на

несколько порядков величины (в сравнении со случаем свободно распадающейся УП) и достижения времени жизни локализованной УП порядка нескольких десятков секунд!

Другое важное направление изучения УП — задачи диагностики.

В работах [13–15] методом численного моделирования исследовалось резонансное рассеяние, поглощение и испускание света в разлетающейся ультрахолодной плазме кальция на переходе с длиной волны 397 нм для больших оптических толщин. Математическая задача представляет собой систему интегродифференциальных уравнений, в результате решения которой были предсказаны:

- частотная асимметрия нелинейного поглощения;
 - смещение частоты рассеянного излучения в синюю область спектра при рассеянии “назад” и в красную область при рассеянии “вперед”;
 - смещение в красную область спонтанно испускаемого света в разлетающейся УП.
- Предложены методы определения плотности и скорости ионов в оптически плотной плазме, основанные на измерении интенсивности излучения в крыле спектральной линии, и предсказан эффект просветления в центре линии (эффект потемнения в крыле), вызванный разлетом ионов.

Далее более подробно будут описаны наши последние результаты по моделированию глубокого лазерного охлаждения и кристаллизации электрон-ионной плазмы.

1. Модель*

В работе рассматривается лазерное охлаждение квазинейтральной электрон-ионной плазмы с слабонеидеальной электронной подсистемой. При этом ионная подсистема может быть и сильнонеидеальной (параметр неидеальности ~ 1). Взаимодействие между частицами — кулоновское. Лазерное охлаждение ионов эквивалентно действию силы трения, уменьшающей их кинетическую энергию.

Поведение такой системы можно описать с помощью метода молекулярной динамики. При этом возникает необходимость решения уравнений движения частиц с сильно отличающимися скоростями, что обусловлено большим различием масс и температур электронов и ионов. Это обстоятельство совместно с учетом дальнедействующего кулоновского взаимодействия для большого ансамбля частиц создает значительные трудности при описании поведения электрон-ионной плазмы методом молекулярной динамики. Учитывая слабонеидеальность электронной подсистемы, ее можно представить как однородный нейтрализующий ионы фон. В рамках такого приближения для описания движения ионов в этом фоне и их обмена энергией с электронами (за счет упругих столкновений) ионы рассматриваются как броуновские частицы. Это позволяет исключить расчет движения электронов, что значительно упрощает решение задачи о динамике ионов плазмы. В дальнейшем рассматривается динамика ионов (находящихся в однородном сферическом облаке электронов), охлаждаемых тремя парами взаимно ортогональных встречных световых пучков с малыми амплитудами. В данном случае для описания движения ионов получаем систему стохастических дифференциальных уравнений (ланжевеновского типа).

Для решения этой системы уравнений использовался метод Рунге—Кутты четвертого порядка.

*Результаты исследований, представленных в данном разделе, получены совместно с И.Л. Исаевым и С.В. Карповым (ИФ СО РАН).

2. Результаты

На рис. 1–3 приведены полученные численные результаты для 1000 ионов бериллия. Начальное распределение ионов в пространстве задавалось случайно-однородным с максвелловским распределением по скоростям, соответствующим температуре, при которой параметр неидеальности ионов равен 1.

В результате лазерного охлаждения температура ионов (при неизменной температуре электронов) уменьшается на несколько порядков (см. рис. 1) и достигает значений, при которых параметр неидеальности ионной подсистемы принимает величину значительно больше 1, т. е. подсистема становится сильнонеидеальной. Значение минимальной температуры ионов определяется балансом между их нагревом в столкновениях с электронами, флуктуационным нагревом и охлаждением лазерным излучением. В отличие от предыдущих работ, где учитывалось только линейное приближение для коэффициента светоиндуцированного трения, мы использовали более корректное выражение, учитывающее его нелинейную зависимость от скорости ионов. Как видно из рис. 1 (кривая 1 — линейное приближение для коэффициента трения, кривая 2 — нелинейное), это привело к значительному отличию в динамике охлаждения ионов, в част-

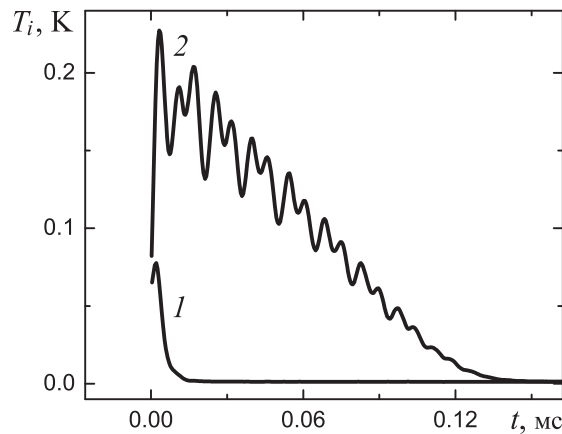


Рис. 1. Изменение эффективной температуры ионов в процессе охлаждения

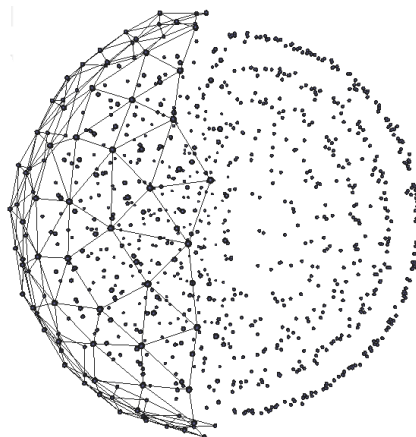


Рис. 2. Упорядоченное пространственное распределение ионов при лазерном охлаждении; слева — распределение частиц во внешнем слое

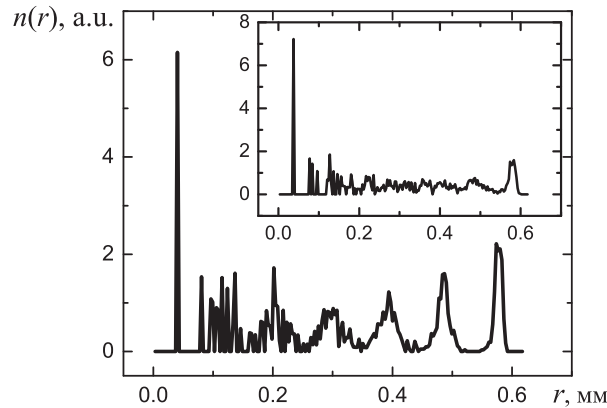


Рис. 3. Установившееся распределение плотности ионов

ности, к уменьшению темпа охлаждения и к порождению колебаний (затухающих) температуры ионов.

Такое немонотонное поведение температуры может быть связано с влиянием корреляционного нагрева, а также с тем, что начальное распределение ионов в пространстве задается однородным, а не равновесным (больцмановским). В процессе релаксации потенциальная энергия ионного газа частично преобразуется в кинетическую энергию радиального движения ионов, что приводит к возбуждению радиальных колебаний (аналогичных колебаниям, соответствующих “дышащей” моде) плотности ионов.

В результате перехода ионной подсистемы в сильное неидеальное состояние ионы образуют в пространстве ряд коаксиальных сфер (см. рис. 2) с расстояниями между их поверхностями порядка среднего межчастичного и гексагональное распределение частиц в слое (для наглядности ионы внешнего слоя соединены линиями) — так называемый кулоновский шар (coulomb ball).

Было также обнаружено, что время формирования окончательной структуры ионной подсистемы может значительно превышать время охлаждения, т. е. по достижению минимальной температуры процесс формирования структуры может продолжаться (уже при постоянной температуре, равной минимальной) еще длительное время. Такая задержка структуризации по отношению к охлаждению хорошо наблюдается из сравнения радиального распределения плотности ионов (см. рис. 3), взятого в различные моменты времени. На вставке рис. 3 показано радиальное распределение в момент достижения минимальной температуры. Видно, что за время охлаждения успевает сформироваться только один внешний слой. Окончательно структура (включая по крайней мере четыре слоя) формируется значительно позже.

Список литературы

- [1] ГАВРИЛЮК А. П., КРАСНОВ И. В., ШАПАРЕВ Н. Я. Оптическое удержание низкотемпературной плазмы с резонансными ионами // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63, № 5. С. 316–321.
- [2] ГАВРИЛЮК А. П., КРАСНОВ И. В., ШАПАРЕВ Н. Я. Лазерное управление состоянием плазмы в селективной оптической ловушке // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 2. С. 28–33.
- [3] GAVRILYUK A. P., KRASNOV I. V., SHAPAREV N. YA. Laser cooling and Wigner crystallization of resonant plasma in magneto-optical trap // Laser Phys. 1998. Vol. 8. P. 653–656.

- [4] GAVRILYUK A.P., KRASNOV I.V., SHAPAREV N.YA. Laser cooling of recombining electron-ion plasma // JETP Lett. 2002. Vol. 76. P. 423–427.
- [5] GAVRILYUK A.P., KRASNOV I.V., SHAPAREV N.YA. Light-induced ultracold plasma // Laser Phys. 2005. Vol. 15. P. 1102–1107.
- [6] KRASNOV I.V., GAVRILYUK A.P. Non-ideality limit of ultracold laser plasma // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2008. Vol. 41. 125301(4 p.).
- [7] KILLIAN T.C., KULIN S., BERGENSON S.D. ET AL. Creation of an ultracold neutral plasma // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 4776–4780.
- [8] KRASNOV I.V. Bichromatic magneto-optical trap for ultracold plasma // Rus. Phys. J. 2007. Vol. 50, N 5. P. 435–443.
- [9] KRASNOV I.V. Ultracold plasma in blue-detuned optical molasses // Phys. Lett. 2008. Vol. A372. P. 3118–3123.
- [10] KRASNOV I.V. Dissipative optical superlattice for confinement of ultracold plasma with resonant ions // Laser Phys. 2008. Vol. 18. P. 73–85.
- [11] KRASNOV I.V. All-optical confinement of ultracold plasma with resonant ions // Phys. Lett. 2009. Vol. A373. P. 2291–2297.
- [12] КРАСНОВ И.В. Трехмерный эффект выпрямления градиентной силы в сильном немонохроматическом поле // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. С. 1018–1026.
- [13] КОСАРЕВ Н.И., ШАПАРЕВ Н.Я. Поглощение резонансного излучения в ультрахолодной лазерной плазме // Докл. РАН. 2008. Т. 421, № 6. С. 762–764.
- [14] KOSAREV N.I., SHAPAREV N.YA. Absorption and scattering of resonance laser radiation in ultracold optical dense plasma // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2008. Vol. 41. 235701(4 p.).
- [15] КОСАРЕВ Н.И., ШАПАРЕВ Н.Я. Резонансные оптические характеристики ультрахолодной лазерной плазмы // Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 12. С. 1150–1155.

Поступила в редакцию 20 октября 2009 г.