

Ридберговское вещество как метастабильное состояние сильно неидеальной плазмы

Г. Э. Норман¹⁾

Московский физико-технический институт
141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 15 ноября 2000 г.

Фазовая диаграмма цезия дополнена изолированной областью метастабильных состояний сильно неидеальной плазмы.

PACS: 64.60.Му

1. Ридберговское вещество при $T = 0$. В работах [1–6] развиваются представления о “ридберговском веществе”. Под этим термином понимается кристалл при $T = 0$, образованный из высоковозбужденных атомов (с одним и тем же главным квантовым числом n). Принципиальным достижением авторов [1–6] стала формулировка механизма, указывающего на метастабильность ридберговского вещества по отношению к радиационной рекомбинации. Суть дела заключается в том, что авторы [1–6] обнаружили, что распределение электронной плотности в ридберговском веществе очень неоднородно: электроны находятся на периферии ячейки Вигнера – Зейтца. К тому же область их нахождения оказывается отделенной от центральной зоны потенциальным барьером. Таким образом, волновые функции основных состояний атомов и валентных состояний ридберговского вещества не перекрываются. Соответственно, матричный элемент излучательной рекомбинации практически равен нулю. Рекомбинация идет только через промежуточный туннельный переход к центру ячейки Вигнера – Зейтца, то есть медленно, что и требуется для метастабильности. Рассмотрена устойчивость и по отношению к оже-процессам.

В работах [1–6] рассматривались $n = 10 - 20$, то есть ридберговское вещество имело плотность $10^{19} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Иными словами, ридберговское вещество – это конденсированное состояние с газовой плотностью.

2. Экспериментальные наблюдения. Результаты [7, 8] рассматриваются как доказательство существования долгоживущих конденсированных состояний низкой плотности. Сопоставление представлений [1–6] с наблюдениями [7, 8] проведено в [5, 9].

В [7, 8] разработана установка на базе термоэмиссионного преобразователя. Источником цезиевых атомов служил контейнер с металлическим цезием при $T = 400 - 420 \text{ К}$. Эмиттером возбужденных атомов цезия служила графитовая фольга, $T = 1300 \text{ К}$. Атомы цезия возбуждались при ударе об эмиттер. Поток возбужденных атомов от эмиттера достигал $10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. В этом потоке, наряду с атомами цезия, были зарегистрированы кластеры из приблизительно сорока тысяч атомов цезия. Эти кластеры собирались затем на охлажденную жидким азотом ловушку. Образовавшиеся капли имели диаметр около 0.5 мм и плотность около 10^{18} см^{-3} , то есть газовую.

3. Фазовое состояние. Время жизни капель, наблюдавшихся в [7, 8], составляло десятки секунд и даже минуты до их высвечивания. Это много больше времен установления равновесия по внутренним степеням свободы. Поэтому можно говорить о температуре, давлении и удельном объеме, то есть о стандартных термодинамических параметрах. В условиях наблюдения кластеров и капель отсутствовал внешний подвод энергии, поэтому состояние капель можно отнести к метастабильным состояниям, рассматриваемым в термодинамике.

На рис.1 точка B , соответствующая наблюдениям [7, 8], нанесена на обычную фазовую диаграмму цезия [10, 11] в координатах плотность – температура. Измеренная плотность отнесена к конечной температуре 70 К, а начальное состояние A условно отнесено к температуре 1300 К и несколько меньшей плотности, обе точки соединены предполагаемой кривой AB процесса охлаждения.

Трудно ожидать, что метастабильные состояния представлены только точкой или кривой, да и авторы [7, 8] говорят об интервале плотностей (или кван-

¹⁾e-mail: henry_n@orc.u

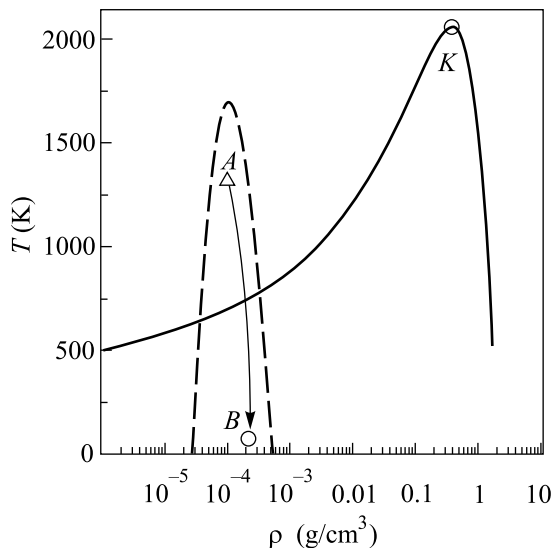


Рис.1. Фазовая диаграмма цезия в координатах плотность – температура. Стандартная фазовая диаграмма: сплошная линия – кривая сосуществования жидкости и насыщенного пара; K – критическая точка. Схематичное представление метастабильных состояний: A и B – экспериментальные состояния микрокапель; стрелка AB – путь охлаждения; штриховая кривая ограничивает изолированную область существования однородных метастабильных состояний неидеальной плазмы

товых чисел $n = 10 - 14$), в котором наблюдается ридберговское вещество. Соответственно и на рис.1 метастабильные состояния представлены некоторой условной областью, ограниченной штриховой линией. Со стороны меньших плотностей эту область ограничивает найденное в [1–6] уменьшение энергии связи. Переход же к большим плотностям означает переход к меньшим значениям n . При этом граница ячейки Вигнера – Зейтца приближается к центральной области и теряются условия, которые, согласно [1–6], обеспечивают устойчивость относительно радиационной рекомбинации. Со стороны больших температур область ограничена найденным в [1–6] абсолютным уровнем энергий связи.

4. Изолированный участок изотермы. На рис.2 точка A , соответствующая наблюдениям [7,8], нанесена на фазовую диаграмму цезия [10,11] в координатах плотность – давление. Точке [7,8] приписано значение давления 1 торр. Эта величина принадлежит интервалу давлений, типичному для термоэмиссионных преобразователей. Для условной температуры 1300 К схематично проведена изотерма ($abcd + eAf$). Участок изотермы eAf ограничен слева

точкой, где $(dP/dv)_T = 0$, а справа – потерей устойчивости относительно радиационной рекомбинации. Как и на рис.1, возможные метастабильные состояния представлены на рис.2 некоторой условной областью, ограниченной штриховой линией. Таким образом, из результатов [7,8] следует, что, помимо основной ветви изотермы $abcd$, при $T = 1300$ К существует изолированный участок метастабильных состояний eAf . Такие же участки существуют при любых температурах в районе 1300 К и ниже.

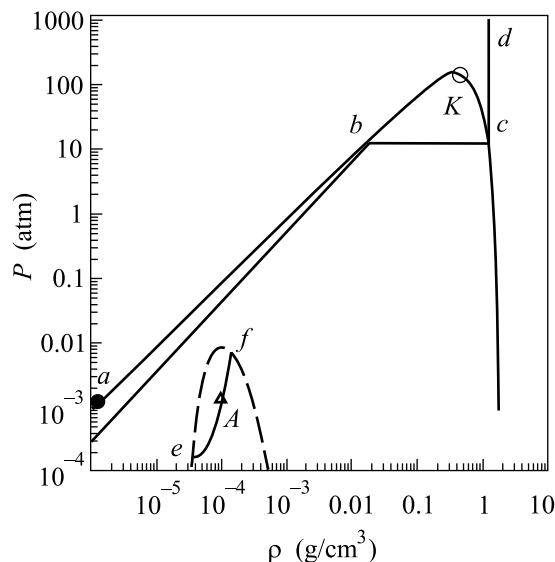


Рис.2. Фазовая диаграмма цезия в координатах плотность – давление. Сплошная линия, точка K , треугольник A и штриховая кривая – то же, что и на рис.1. Изотерма 1300 К: $abcd$ – пар (ab), двухфазная область (bc), жидкость (cd); eAf – изолированный участок метастабильных состояний; точки a и A соответствуют одному и тому же давлению

Представление об изолированном метастабильном участке изотермы $P(v)$ было введено в [12] и обсуждалось затем в [13,14]. Рассматривались метастабильные состояния переохлажденной неидеальной плазмы. В основу гипотезы [12–14] было положено предположение о плазменном фазовом переходе [15,13], см. также [16–18]. В этих работах возможность фазового перехода возникала в результате рассмотрения конкуренции результирующего кулоновского притяжения зарядов друг к другу и их квантового отталкивания на малых расстояниях. Картина вполне аналогична уравнению ван-дер Ваальса, где фазовый переход является результатом конкуренции дальнегодействующего притяжения молекул и их короткодействующего отталкивания. Отличие заклю-

чается лишь в том, что в плазме имеются заряженные частицы двух сортов: электроны и ионы, которые к тому же находятся в равновесии с частицами третьего сорта – атомами. Последние в [15] полагались идеальным газом. В отличие от [15], в [12–14] была рассмотрена ситуация, когда фазовый переход [15] попадает в область, где атомы не являются идеальным газом. Фазовый переход [15] по этой причине может исчезнуть, а участок метастабильных состояний – сохраниться. Оценки показали, что такой участок можно предположить для изотерм при температурах, близких к комнатным, для разных веществ, в частности, для воздуха [12, 14] и цезия [13].

Возвращаясь к рис. 1 и 2, подчеркнем, что сплошная кривая, проходящая через точку K , разграничивает области двухфазных (под этой кривой) и однофазных (влево – пар, вправо – жидкость, вверх – флюид) состояний. Штриховая же линия ограничивает область существования однородных метастабильных состояний. Эта область накладывается на устойчивые (одно- или двухфазные) состояния. Таким образом, внутри штриховой линии имеет место двузначность состояний. Так, при одних и тех же давлении и температуре сосуществуют разреженный пар a и значительно более плотное неидеальноплазменное состояние A . Возможность сосуществования такого метастабильного состояния A с устойчивым состоянием a обсуждалась в [12, 13]. Такие состояния, как переохлажденный пар или перегретая жидкость, в картине не участвуют, поскольку не могут сосуществовать с устойчивым состоянием.

5. Единый подход. Анализируя гипотезу [1–6], обратим внимание на то, что фактически в ней нигде не используется кристалличность ридберговской материи, так как для расчетов используется функционал плотности, а ячейка Вигнера – Зейтца берется сферической формы. То есть расчет без изменений может быть перенесен на систему с ближним порядком, о которой шла речь в [12–14]. Единственным изменением будет выбор радиуса ячейки Вигнера – Зейтца равным не радиусу возбужденного состояния, а среднему расстоянию между зарядами. Маделунговская оценка энергии [12–14], как и оценка [1–6], не зависит от температуры, поэтому подход [1–6] можно рассматривать как уточнение классической маделунговской оценки за счет квантовых эффектов.

Радиационная метастабильность [1–6] никак не присутствовала в гипотезе [12–14], но может быть естественным образом включена в эту гипотезу. Или, наоборот, представления [12–14] могут быть включены в гипотезу [1–6]. Оба подхода, взаимно усиливая друг друга, могут быть объединены в

единый подход, претендующий уже на теорию метастабильных переохлажденных плотноплазменных состояний. Речь идет о состояниях типа плазмы конденсированного вещества, но при плотностях, на несколько порядков меньших плотности металла. Соответственно и температура вырождения оказывается ниже нормальной. Экспериментальные результаты [7, 8] оказываются подтверждением представлений как [1–6], так и [12–14]. Метастабильные состояния могут оказаться при относительно высоких температурах в неупорядоченном (жидком), а при низких – в кристаллическом состояниях.

6. Ридберговское вещество Маныкина, Ожована и Полуэктова [1–6], микрокапли Холмлида и сотрудников [7, 8, 19, 20], плазменный фазовый переход [12–14] являются различными гранями одного и того же явления. Существование изолированной области метастабильной неидеальной плазмы не может быть исключительным свойством одного лишь цезия. Авторы как [12–14], так и [1–6] писали об общем свойстве, авторы [7, 8] также наблюдали свои микрокапли в различных веществах, помимо цезия. Можно ожидать, что изолированные области метастабильных состояний неидеальной плазмы присущи широкому кругу фазовых диаграмм. Такая область дополняет стандартную фазовую диаграмму, нападываясь на нее.

Благодарю Э.А.Маныкина за обсуждение результатов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 00-02-16310).

1. Э. А. Маныкин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, ДАН СССР **260**, 1096 (1981); E. A. Manykin, M. I. Ozhovan, P. P. Poluektov, Sov. Phys. Doklady **26**(10), 974 (1981).
2. Э. А. Маныкин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, ЖЭТФ **84**, 442 (1983); E. A. Manykin, M. I. Ozhovan, and P. P. Poluektov, Sov. Phys. JETP **57**, 256 (1983).
3. Э. А. Маныкин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, ЖЭТФ **105**, 50 (1994); E. A. Manykin, M. I. Ozhovan, and P. P. Poluektov, Sov. Phys. JETP **78**, 27 (1994).
4. E. A. Manykin, M. I. Ozhovan, and P. P. Poluektov, J. Moscow Phys. Soc. **8**, 19 (1998).
5. Э. А. Маныкин, М. И. Ожован, П. П. Полуэктов, Химическая физика **18**(7), 87 (1999); E. A. Manykin, M. I. Ozhovan, and P. P. Poluektov, Chem. Phys. Reports **18**, 1353 (2000).
6. E. A. Manykin, M. I. Ozhovan, and P. P. Poluektov, J. de Physique IV, France **10**, Pr5-333 (2000).
7. C. Aman, J. B. C. Pettersson, and L. Holmlid, Chem. Phys. **147**, 189 (1990).
8. C. Aman, J. B. C. Pettersson, L. Lindroth, and L. Holmlid, J. Mater. Res. **7**, 100 (1992).

9. L. Holmlid and E. A. Manykin, *ZhETF* **111**, 1601 (1997); L. Holmlid and E. A. Manykin, *JETP* **84**, 875 (1997).
10. Н. Б. Варгафтик, *Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей*, М.: Наука, 1972.
11. S. Jungst, В. Knuth, and F. Hensel, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2160 (1985).
12. Л. М. Биберман, Г. Э. Норман, *ТВТ* **7**, 822 (1969); L. M. Biberman and G. E. Norman, *High Temp.* **7**, 767 (1969).
13. Г. Э. Норман, А. Н. Старостин, *ТВТ* **8**, 413 (1970); G. E. Norman and A. N. Starostin, *High Temp.* **8**, 381 (1970).
14. Г. Э. Норман, *Химическая физика* **18(7)**, 78 (1999); G. E. Norman, *Chem. Phys. Reports* **18**, 1335 (2000).
15. Г. Э. Норман, А. Н. Старостин, *ТВТ* **6**, 410 (1968); G. E. Norman and A. N. Starostin, *High Temp.* **6**, 394 (1968).
16. W. Ebeling and W. Richert, *Phys. Lett.* **A108**, 80 (1985).
17. В.-Д. Крефт, Д. Кремп, В. Эбелинг, Г. Рёпке, *Квантовая статистика систем заряженных частиц*, М.: Мир, 1988; W.-D. Kraeft, D. Kremp, W. Ebeling, and G. Röpke, *Quantum Statistics of Charged Particle Systems*, Akademie-Verlag, Berlin, 1986.
18. G. E. Norman, *Contrib. Plasma Phys.* **41**, No 2 (2001).
19. R. Swensson and L. Holmlid, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1739 (1999).
20. L. Holmlid, *Phys. Rev.* **A63(6)** (2000).