

## ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ВОДОРОДА В МЕГАБАРНОМ ДИАПАЗОНЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ

В.Е.Фортов<sup>1)</sup>, В.Я.Терновой, С.В.Квитов, В.Б.Минцев, Д.Н.Николаев,  
А.А.Пяллинг, А.С.Филимонов

Институт проблем химической физики РАН  
142432 Черноголовка, Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 6 апреля 1999 г.

После переработки 17 мая 1999 г.

Проведены измерения электропроводности неидеальной плазмы водорода в условиях ударно-волнового сжатия до давлений  $\sim 1,5$  Мбар. Зафиксирован резкий (на 5 порядков) рост электропроводности при плотности  $\rho \sim 0.3 - 0.4$  г/см<sup>3</sup>, достигающий значений  $\sim 10^3$  Ом<sup>-1</sup>·см<sup>-1</sup>, близких к жидкометаллическим. Полученные данные описываются моделью неидеальной плазмы, учитывающей рост числа электронов проводимости из-за "ионизации давлением".

PACS: 52.50.Lp, 62.50.+p, 64.30.+t, 71.30.+h

Поведение водорода, простейшего и самого распространенного элемента в природе, при высоких давлениях представляет значительный прагматический и принципиальный интерес [1–6]. При этом наибольший фундаментальный интерес представляют состояния экстремально высоких плотностей и давлений, когда энергия межчастичного взаимодействия  $E_k \sim e^2 n_e^{1/3}$  превосходит кинетическую энергию неупорядоченного движения частиц  $E \sim kT$  или  $E \sim E_F = \hbar^2 n_e^{2/3} / 2m$ , что затрудняет теоретическое описание такой неидеальной плазмы и создает большие трудности при ее экспериментальном изучении [7–9]. Отметим, что ряд теоретических моделей неидеальной плазмы [7, 9–17] при их экстраполяции в область мегабарных давлений предсказывает резкий рост степени ионизации, сопровождаемый в ряде случаев "плазменными" фазовыми переходами, имеющими критические точки (см. рис.1) при  $T_c \sim 1 - 2$  эВ,  $P_c \sim 20 - 100$  ГПа,  $\rho_c \sim 0.1 - 0.5$  г/см<sup>3</sup>.

Цель данной работы состояла в экспериментальном изучении сжатой и разогретой плазмы водорода в области ее сильной неидеальности. Поэтому в отличие от [3], основной объем экспериментов был выполнен путем ударно-волнового сжатия мишеней из газообразного водорода высокого давления, хотя в ряде экспериментов мы сжимали и жидкий водород [18–20].

В проведенных экспериментах слой газообразного ( $P_0 = 1 - 10$  МПа,  $T_0 = 77.4$  К) или жидкого ( $P_0 = 0.1$  МПа,  $T = 20.4$  К) водорода толщиной 2–6 мм, расположенного между стальными и сапфировыми дисками, последовательно сжимался серией плоских отраженных ударных волн. Эти волны возбуждались ударом стальных ударников толщиной 1–1,5 мм, разогнанных продуктами детонации конденсированных взрывчатых веществ до скоростей 5–6 км/с (см. рис.2). Геометрические размеры экспериментального устройства были выбраны таким образом, чтобы исключить искажающее влияние боковых и тыльных волн разгрузки, обеспечивая стационарность и одномерность процесса динамического сжатия.

<sup>1)</sup> e-mail: fortov@icp.ac.ru

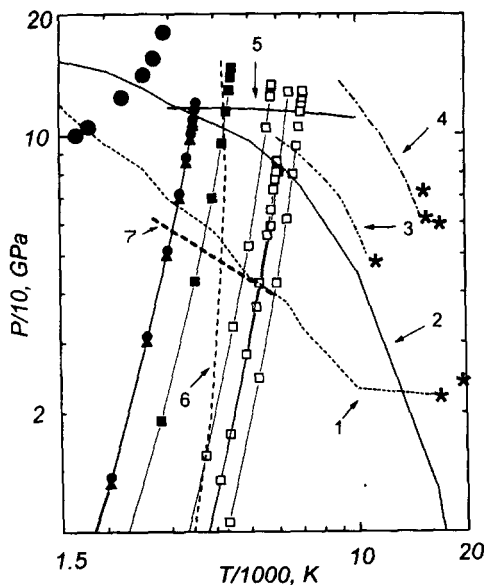


Рис.1.  $P - T$ -диаграмма водорода:  $\blacksquare, \square$  - состояния квазиизэнтропического сжатия жидкого и газообразного водорода по модели [22];  $\bullet$  - экспериментальные данные [3];  $*$  - критические точки плазменного фазового перехода по различным моделям [7, 10-15]; границы плазменных фазовых переходов: кривая 1 - [7], кривая 2 - [10], кривая 3 - [11], кривая 4 - [12], кривая 5 - [13]; кривая 6 - состояния водорода в атмосфере Юпитера [6]; кривая 7 - граница начала перехода в высокопроводящее состояние по результатам настоящей работы

Использование монокристаллического сапфира (толщиной 1.8-5 мм и диаметром  $\sim 15$  мм), сохраняющего свои оптические и электроизоляционные свойства при однократном сжатии до 220 ГПа [21], позволило регистрировать оптическое излучение водорода скоростными многоканальными пирометрами и одновременно электропроводность - электрическими зондами при помощи цифровых многоканальных осциллографов TDS-744. Для синхронизации измерительных систем перед каждым экспериментом проводилась запись импульса лазерного диода, включенного вместо электроизмерительной ячейки.

В выбранной схеме эксперимента [19-21] сжатие и необратимый разогрев водорода осуществлялись серией ударных волн при последовательном их отражении от сапфирового окна и стального ударника. Гидродинамический анализ процесса показал, что после прохождения по слою водорода первых двух ударных волн дальнейшее сжатие происходит квазиизэнтропически. Это позволяет продвинуться в область более высоких плотностей по сравнению с чисто ударно-волновым сжатием ( $\rho/\rho_0 \sim 10 - 100$ ) и пониженных температур, увеличивая тем самым интересующие нас эффекты межчастичного взаимодействия. Процесс реверберации ударных волн отчетливо проявляется в виде характерных "ступенек" на осциллограммах излучения и электропроводности. Измеренные моменты прихода ударных волн на границы плазменного объема дают возможность по законам сохранения массы, импульса и энергии найти независимым образом термодинамические параметры ударного сжатия -  $P, \rho, E$  [8]. Полученные таким образом данные по калорическому и термическому уравнениям состояния водорода, а так же выбранного в качестве эталонного материала гелия до давлений 30-60 ГПа находятся в соответствии с "химической" моделью [7, 8] неидеальной плазмы, а также с результатами полуэмпирического уравнения состояния водорода [22]. Однако при давлениях свыше 60 ГПа по этой методике не удалось получить надежной экспериментальной информации о термодинамике водорода. В этом случае термодинамические параметры многократного ударного сжатия рассчитывались по одномерным и двумерным гидродинамическим кодам, использующими полуэмпирические состояния водорода [22] и конструктивных материалов [23].

Для регистрации электропроводности была использована электрическая схема [24] в режиме постоянного тока. Электрический ток подводился к ударносжатому водороду при помощи электрода, расположенного перпендикулярно фронту ударной волны, распространялся вдоль ударно-сжатого образца, а затем попадал на поверхность стального экрана и через заземляющий электрод выходил из области сжатия.

Соответствие полученных данных результатам [3] с ортогональным фронту направлением тока свидетельствует в пользу объемного характера фиксируемой электропроводности. Изменение в ряде опытов величины тока с 0.5 до 40 А не привело к нелинейности вольт-амперной характеристики, что указывает на отсутствие электрической дуги в плазменном слое.

Экспериментальные осциллограммы в целом соответствуют оптическим измерениям и гидродинамическим расчетам – ступенчатый характер электрических сигналов соответствует моментам прихода отраженных ударных волн, последовательно сжимающих водород до давлений 1–1.5 Мбар. На финальных стадиях сжатия удельная электропроводность плазмы достигает высоких значений  $\sim 100 - 1000 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$  см, что близко к измерениям [3]. В нашем случае, однако, когда сжатие начинается из газовой фазы, скачок электропроводности наблюдается при несколько меньших давлениях (40–70 ГПа) и плотностях 0.3 – 0.5 г/см<sup>3</sup>, но также носит пороговый по плотности характер без заметного гистерезиса при разгрузке плазмы.

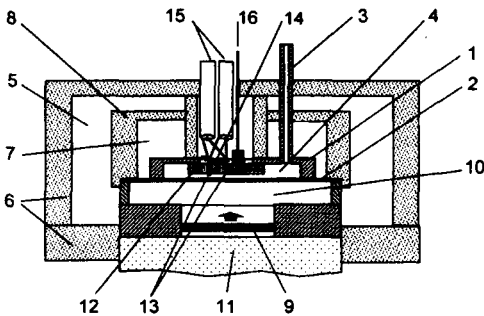


Рис.2. Схема опытов по одновременной оптической и электрической диагностике свойств водорода при многократном ударном сжатии: 1 – алюминиевый корпус; 2 – днище из нержавеющей стали; 3 – подводящие и вентиляционные трубки; 4 – водород; 5 – азотный контур охлаждения; 6, 8 – пенополиуретановые корпуса контуров охлаждения; 7 – водородный контур охлаждения; 9 – стальной ударник; 10 – вакуумируемая разгонная камера; 11 – заряд октогена; 12 – сапфировое окно; 13 – измерительный и заземляющий электроды; 14 – шунтирующее сопротивление; 15 – токоподводящий и измерительный кабели; 16 – диафрагмируемый кварц-кварцевый световод

Результаты экспериментов приведены на рис.3, где они сопоставляются с рядом моделей неидеальной плазмы на изотермах  $T = 4500 \text{ К}$  и измерениями других авторов. В эксперименте реализуется широкий спектр состояний водорода, сжатого до плотностей  $\rho \sim 0.01 - 0.7 \text{ г/см}^3$  и разогретого до температур  $T \sim 10^4 \text{ К}$  при давлениях до  $P \leq 150 \text{ ГПа}$  с развитой ионизацией  $\alpha \leq 0.4$  и высокой концентрацией электронов до  $n_e \sim 2 \cdot 10^{23} \text{ 1/см}^3$ . При максимальных параметрах плазма является вырожденной,  $n_e \lambda^3 \sim 200$  ( $\lambda = (h^2/2\pi m k T)^{1/2}$  – дебройлевская длина волны) и сильнонеидеальной по отношению к кулоновскому,  $\Gamma = E_k/E_F \sim 10$ , и межатомному,  $\Gamma_a = n_a r_a^3 \sim 1$ , взаимодействиям. Электропроводность плазмы резко (на  $\sim 5$  порядков) возрастает в относительно узком диапазоне плотностей  $\rho \sim 0.2 - 0.6 \text{ г/см}^3$ , достигая значений, характерных для разогретых щелочных металлов [8].

Наблюдаемое резкое увеличение электропроводности ударно-сжатого водорода может быть объяснено нетермическим ростом степени ионизации ("ионизация давлением" [7]) из-за сильного межчастичного взаимодействия в сжатой и неупорядочен-

ной среде. Действительно, пренебрежение межчастичным взаимодействием привело бы в соответствии с уравнением ионизационного равновесия Саха [7, 8] к уменьшению степени ионизации с ростом плотности и, следовательно, электропроводности идеальной плазмы (кривая 7 на рис.3), так как в соответствии с моделями Лоренца и Займана проводимость пропорциональна степени ионизации в области слабоионизованной плазмы [8]. Учет кулоновского взаимодействия по простейшим моделям Дебая–Хюккеля (кривая 8) и по более современным интерполяционным приближениям, учитывающим кулоновское взаимодействие зарядов, вырождение электронов и размеры тяжелых частиц [7, 13] (кривые 9 и 10, соответственно), приводит к существенному снижению потенциала ионизации атома водорода, резкому росту степени ионизации плазмы и, следовательно, резкому росту ее электропроводности. Эта резкая зависимость в области развитой ионизации становится более слабой при больших плотностях, так как с одной стороны, процессы ионизации водорода здесь завершаются, а с другой, согласно модели Спитцера для невырожденной плазмы, зависимость электропроводности от не лишь логарифмическая, а для вырожденной - линейная, приближаясь к "минимальной" металлической проводимости Регеля–Иоффе [16] – 11 на рис.3. Заметим, что модели 8,9,10 теряют в области выполненных экспериментов термодинамическую устойчивость, что может служить свидетельством "плазменного" фазового перехода. При этом существенно, что модель [13], содержащая фазовый переход, не противоречит полученным данным по проводимости.

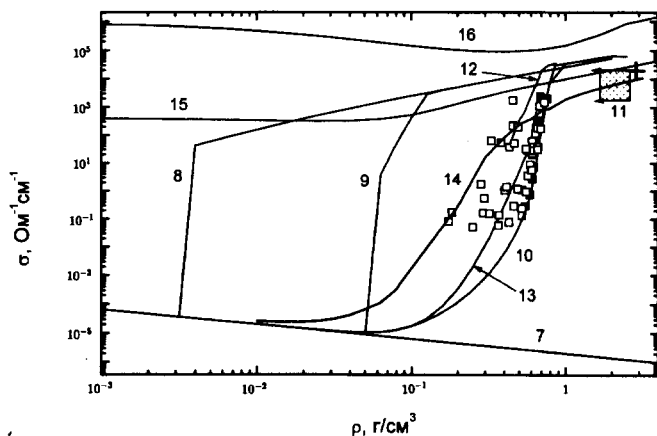


Рис.3. Зависимость электропроводности плазмы водорода от плотности. Эксперимент: □ – [20], ■ – [3], + – [8]. Теория: см. ссылки в тексте

Ударно-волновое сжатие водорода приводит к перекрытию волновых функций атомов и, как следствие, к перколяционному механизму проводимости [17], который описывается зависящим от плотности снижением потенциала ионизации (кривая 12). К плотностному снижению потенциала ионизации приводит также модель металлизации Мотта [16], которая была применена в [7] при построении полуэмпирической широкодиапазонной модели ионизационного равновесия и транспортных свойств сжатого и разогретого вещества, где области ионизации давлением задавала на основе опытов с щелочными металлами – кривая 13 на рис.3.

Поскольку в условиях наших экспериментов характерное расстояние между атомами сравнимо с их размером, то возникающий при этом эффект перекрытия электронных оболочек атомов ведет к появлению их отталкивания на коротких расстояниях и, соответственно, увеличению степени ионизации вещества. Этот эффект может быть воспроизведен моделью, являющейся упрощенным вариантом модели

"ограниченного" атома [7, 25]. В этой модели атомы моделируются ансамблем жестких сфер радиуса  $r_c$ , на основе метода молекулярной динамики, а для расчета термодинамики свободных зарядов привлекается кольцевое приближение с учетом вырождения электронов [7]. Этот вариант модели применялся ранее для описания ударно сжатых металлов мегабарного диапазона давлений в области их ионизации давлением [25]. Видно (кривая 14), что это приближение разумно воспроизводит выявленный в эксперименте эффект ионизации давлением водорода, который, в отличие от ранее выполненных экспериментов с неидеальной плазмой [26, 27], в водороде проявляется более рельефно, так как здесь  $kT \ll I$ , и он не маскируется эффектами термической ионизации. Для иллюстрации этого эффекта в водороде на рис.3 приведены расчетные изотермы электропроводности для  $T = 30000$  К (кривая 15) и  $T = 10^6$  К (кривая 16). Видно, что с ростом температуры плотностная зависимость электропроводности значительно сглаживается.

В последующем мы представим результаты термодинамических измерений для плазмы водорода и электропроводности для иных веществ.

Авторы выражают благодарность В.К.Грязнову за проведение термодинамических расчетов. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (# 97-02-17439).

- 
1. E.Wigner and H.B.Huntington, J. Chem. Phys. **3**, 764 (1935).
  2. H.K.Mao and R.J.Hemley, Rev. Mod. Phys. **66**, 671 (1994).
  3. S.T.Weir, A.C.Mitchell, and W.J.Nellis, Phys. Rev. Lett. **76**, 1860 (1996).
  4. Ю.Карап, В.В.Пущкарев, А.Холас, ЖЭТФ **73**, 968 (1977).
  5. N.W.Ashcroft, PRL **26**, 1748 (1968).
  6. W.J.Nellis, N.C.Holmes, and M.Ross, Science **269**, 1249 (1995).
  7. W.Ebeling, A.Forster, and V.E.Fortov, et al., *Thermophysical Properties of Hot Dense Plasmas*, Stuttgart; Leipzig: Teubner, 1991.
  8. В.Е.Фортвов, И.Т.Якубов, Неидеальная плазма, М.: Энергоатомиздат, 1994.
  9. Г.Э.Норман, А.Н.Старостин, Теплофизика высоких температур **6**, 410, 1968.
  10. H.Kitamura, and S.Ichimar, J. Phys. Soc. Japan **67**, 950 (1998).
  11. W.R.Magro, D.M.Ceperley, C. Pierleoni, et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 1240 (1996).
  12. D.Saumon, and G.Chabrier, Phys. Rev. Lett. **62**, 2397 (1989).
  13. D.Beule, W.Ebeling, A.Forster et al., Contrib. Plasma Phys. **39**, 21 (1999).
  14. M.Robnik and W.Kundt, Astron. Astrophys. **120**, 227 (1983).
  15. H.Reiholz, R.Redmer, and S.Nagel, Phys. Rev. **E52**, 5368 (1995).
  16. N.F.Mott and E.A.Davis, *Electron processes in non-crystalline materials*, Clarendon Press, Oxford, 1979.
  17. А.А.Ликальтер, ЖЭТФ **113**, 1094, (1998).
  18. V.I.Postnov, D.N.Nikolaev, V.Ya.Ternovoi et al., in: *Shock Compression of Condensed Matter*, Eds. S.C.Schmidt, D.P.Dandekar, and J.W.Forbes, N.-Y.: AIP Press, 1997.
  19. V.E.Fortov, et al., in: *Strongly Coupled Coulomb Systems - Proc. of Int. Conf in Boston 1997*. ed. by G. Kalman, 1998, N.-Y.: Plenum Press.
  20. V.Ya.Ternovoi, A.S.Filimonov, V.E. Fortov et al., Physica **B265**, 6, (1999).
  21. S.T.Weir, A.C.Mitchell, and W.J.Nellis, J.Appl. Phys. **80**, 1522 (1996).
  22. H.Yuraneck, R.Redmer, G.Ropke et al., Contrib. Plasma Phys. **39**, 251 (1999).
  23. А.В.Бушман, И.В.Ломоносов, В.Е.Фортвов, *Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии*, Черноголовка, ИХФ РАН, 1992.
  24. R.N.Keeler, Rev. sintifi. Sci. Instr. **39**, 513 (1968).
  25. В.К.Грязнов, М.В.Жерноклетов, И.Л.Иосилевский и др., ЖЭТФ **114**, 1242 (1998).
  26. Ю.В.Иванов, В.Е.Фортвов, В.В.Минцев, А.Н.Дремин, ЖЭТФ **71**, 216 (1976).
  27. В.В.Минцев, В.Е.Фортвов, В.К.Грязнов, ЖЭТФ **79**, 116 (1980).