

## УДАРНОЕ СЖАТИЕ И АДИАБАТИЧЕСКАЯ РАЗГРУЗКА ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ ВИСМУТА ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЯХ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ

*А.В.Бушман, Б.Л.Глушак, В.К.Грязнов, М.В.Жерноклетов,  
И.К.Красюк, П.П.Пашинин, А.М.Прохоров, В.Я.Терновой,  
А.С.Филимонов, В.Е.Фортгов*

Представлены результаты экспериментов по ударноволновому сжатию сплошных и пористых образцов висмута при давлениях 0,4 – 6 Мбар. Зафиксирован ход сверхкритических изэнтроп разгрузки от сильносжатого конденсированного состояния до плазмы низкой плотности. Экспериментальные результаты использованы для термодинамического описания высокоэнергетических состояний плотной плазмы висмута.

Поведение вещества при экстремально высоких давлениях и температурах представляет интерес как для анализа процессов интенсивного импульсного воздействия, так и с точки зрения развития представлений о фундаментальных характеристиках среды в широкой области фазовой диаграммы для состояний с высокой концентрацией тепловой энергии. Если при ультравысоких давлениях или малых плотностях теоретическое описание термодинамики металлов не встречает особых трудностей <sup>1</sup>, то промежуточная между сильносжатой металлической жидкостью и газовой плазмой область характеризуется максимальной неопределенностью теоретических предсказаний и почти полным отсутствием экспериментальных измерений.

В данной работе изучение термодинамики плотной плазмы висмута проводилось динамическими методами ударного сжатия во фронте мощной волны и изэнтропического расширения ударносжатых состояний <sup>2</sup>. В соответствии с предложением <sup>3</sup> впервые непрерывным образом был зафиксирован сверхкритический переход металла из сильнонагретых конденсированных состояний при давлениях 0,4 – 6 Мбар в состояния разреженной слабонеидеальной плазмы.

Реализация идеи <sup>3</sup> возможна только при высоких значениях энтропии ударного сжатия и требует ударных волн экстремальной интенсивности <sup>4</sup>, которая была достигнута путем использования многоступенчатых слоистых кумулятивных метательных систем. Действие каждой ступени системы основано на организации упругого соударения уменьшающихся по толщине слоев материалов с большой динамической жесткостью через промежуточный слой материала с малой динамической жесткостью. Применение в качестве легкосжимаемых слоев полимерных материалов и пластических ВВ позволило ускорить молибденовые ударники толщиной 0,1 – 0,2 мм до скоростей 8 – 12 км/с <sup>5</sup>, что соответствует массовой скорости висмута в ударной волне 4 – 6 км/с (ударная адиабата  $m = 1$  на рис. 1) и скорости металла в волне изэнтропической разгрузки 10 – 16 км/с (изэнтропы  $S_3 - S_6$ ). В ряде опытов дополнительное увеличение эффектов необратимости ударного сжатия обеспечивалось другим способом – висмут брался в виде мелкодисперсного порошка с исходной пористостью  $m = \rho_0/\rho_{00} = 1,96, 2,45, 2,85$  (ударные адиабаты пористых образцов и изэнтропы  $S_1$  и  $S_2$  на рис. 1).

Измерение параметров плазмы висмута при его ударноволновом сжатии осуществлялось методами торможения и отражения <sup>6</sup> с записью соответствующих электрических и световых сигналов на скоростные осциллографы и электронно-оптические камеры. Фиксация состояний пониженной (относительно твердотельной) плотности проводилась методом изэнтропического расширения ударносжатого металла в среды с меньшей динамической жесткостью и известными ударными адиабатами <sup>7,8</sup> – полимеры, воздух, предварительно сжатый до 1 – 30 бар аргон.

Выполненные эксперименты (рис. 1) позволили поднять границу максимальных давлений на ударной адиабате висмута нормальной плотности с 3,4 Мбар до 6,1 Мбар; впервые полу-

ченны ударноволновые данные для пористых образцов, а также данные по изэнтропическому расширению плотной плазмы висмута. Существенно, что в проведенных до сих пор экспериментах <sup>5, 7, 8</sup> состояния в волнах разгрузки относились к жидкометаллической фазе, лишь частично захватывая околоритическую область и кривую испарения. В данной работе удалось реализовать далекие закритические состояния и проследить термодинамические свойства плазмы от сильносжатой ( $\rho = 2,6\rho_0$ ) вырожденной фазы с мегабарными давлениями вплоть до квазиидеальной бoльцмановской газовой плазмы низкой ( $\rho \sim 10^{-2}\rho_0$ ) плотности. При этом в одной серии экспериментов охватывался диапазон термодинамических состояний в три порядка по плотности и четыре порядка по давлению.

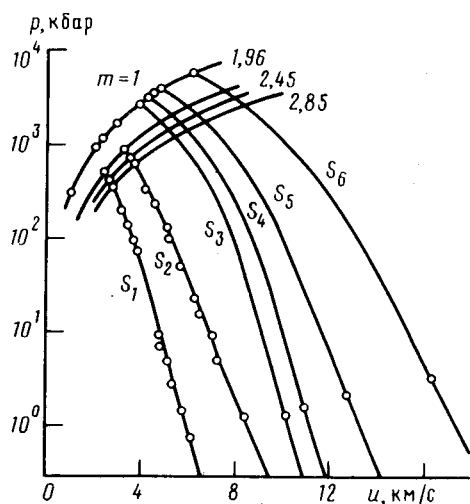


Рис. 1

Рис. 1. Динамические эксперименты по исследованию высокоэнергетических состояний плотной плазмы висмута.  $p$  – Давление и  $u$  – массовая скорость в образцах висмута при ударноволновом нагружении и в волнах изэнтропической разгрузки,  $m$  – ударные адиабаты образцов различной начальной пористости,  $S$  – изэнтропы разгрузки. Точки – эксперимент, сплошные линии – расчет

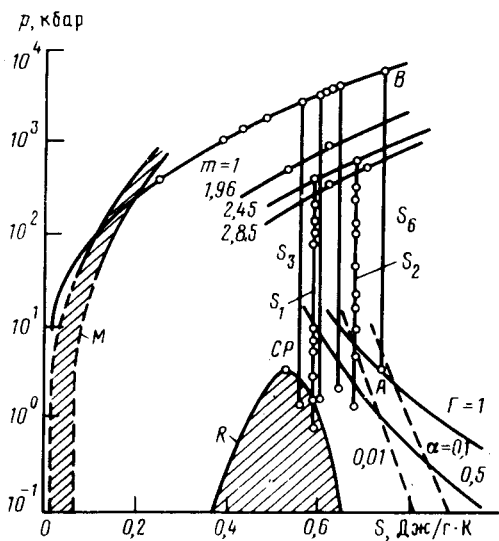


Рис. 2

Рис. 2. Энтропийная диаграмма висмута.  $M$  – Область плавления (при низких давлениях ввиду сложной картины структурных переходов в висмуте представлено плавление метастабильной фазы высокого давления  $Bi(VI)$ ),  $R$  – линия равновесия жидкость-пар с критической точкой ( $CP$ ),  $\alpha$  – степень ионизации,  $\Gamma$  – параметр кулоновской неидеальности. Остальные обозначения те же, что на рис. 1

В этой крайне трудной для теории и эксперимента области параметров <sup>1, 2</sup> по мере расширения плазмы происходят разнообразные и сложные физические явления – реализуется неидеальная плазма с существенным межчастичным взаимодействием, снимается вырождение электронной компоненты и происходит ее рекомбинация, возникает перестройка энергетического спектра и осуществляется переход металл – диэлектрик с возможными плазменными фазовыми переходами первого рода <sup>2, 9</sup>. Полученные экспериментальные данные не дают определенных указаний на появление таких экзотических фазовых превращений, причем наблюдаемые на рис. 1 перегибы в нижней части изэнтроп вызваны их прохождением непосредственно над критической точкой.

Результаты выполненных экспериментов были использованы для построения широкодиапазонного полуэмпирического уравнения состояния висмута по описанной ранее методике <sup>8, 10</sup>. Уравнение состояния определяет термодинамические характеристики металлической плазмы, воспроизводит эффекты высокотемпературных плавления и испарения и обладает правильными высокоэнергетическими асимптотиками. Качество расчетов по получен-

ному уравнению состояния иллюстрирует рис. 1, на котором расчетные результаты сопоставлены с данными динамических экспериментов.

На энтропийной диаграмме рис. 2 нанесены полученные расчетным путем ударные адиабаты и фазовые границы; отмечены опытные данные, характеризующие охваченный экспериментом участок фазовой плоскости. Показаны также изолинии степени ионизации  $\alpha$  и параметра кулоновской неидеальности  $\Gamma = \sqrt{4\pi n}(e^2/kT)^{3/2}$  по плазменным расчетам согласно кольцевому приближению в большом каноническом ансамбле статистической механики<sup>11</sup>. Видно, что адиабатическая разгрузка из наиболее высокоэнергетического состояния  $B$  с энтропией  $S_B = 0,74$  Дж/г · К приводит к возникновению разреженной плазмы с параметрами  $\alpha \approx 0,1$ ,  $\Gamma \approx 1$  в конечном состоянии  $A$ . Расчет равновесных свойств плазмы в таких условиях может быть выполнен с достаточной степенью надежности стандартными методами статистической физики.

Вследствие изэнтропичности течения расчетная энтропия  $S_A$  должна быть приравнена энтропии ударносжатого висмута при мегабарных давлениях в состоянии  $B$ , что делает динамическую методику термодинамически замкнутой<sup>3</sup>. Расчет<sup>11</sup> дает значение энтропии плазмы  $S_A = 0,76$  Дж/г · К, достаточно близкое к полученной по полуэмпирическому уравнению состояния величине  $S_B$ . Этот важный дополнительный способ контроля свидетельствует о правильности термодинамического описания состояний с экстремально высокими значениями тепловой энергии и позволяет путем небольшой корректировки по всем экспериментальным изэнтропам получить исчерпывающее описание термодинамических характеристик висмута в обширной области фазовой диаграммы.

#### Литература

1. Бушман А.В., Фортов В.Е. УФН, 1983, 140, 177.
2. Фортов В.Е., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. Черногловка: ОИХФ АН СССР, 1984.
3. Зельдович Я.Б. ЖЭТФ, 1957, 32, 1577.
4. Леонтьев А.А., Фортов В.Е. ПМТФ, 1974, вып. 3, 162.
5. Бушман А.В., Красюк И.К., Пашинин П.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 341.
6. Альтшулер Л.В. УФН, 1965, 85, 197.
7. Skidmore I.C., Morris E. In: Thermodynamics of Nuclear Materials. Vienna: IAEA, 1962, p. 173.
8. Альтшулер Л.В., Бушман А.В., Жерноклетов М.В. и др. ЖЭТФ, 1980, 78, 741.
9. Зельдович Я.Б., Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1944, 14, 32.
10. Агурейкин В.А., Анисимов С.И., Бушман А.В. и др. ТВТ, 1984, 22, 964.
11. Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Фортов В.Е. ПМТФ, 1973, вып. 3, 70.