Доклады Академии наук СССР
1972. Том 206, № 3

УДК 533.932 : 536.71 *ФИЗИКА*

Б. Н. ЛОМАКИН, В. Е. ФОРТОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ НЕИДЕАЛЬНОЙ ЦЕЗИЕВОЙ ПЛАЗМЫ ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

(Представлено академиком Г. И. Петровым 21 II 1972)

Трудности теоретического изучения плазмы с сильным межчастичным взаимодействием (неидеальная плазма) выдвигают на первый план экспериментальные и, в первую очередь, динамические методы исследования, основанные на сжатии и необратимом разогреве вещества во фронте ударной волны. Преимущество этих методов для сред с ограниченными возможностями диагностики состоит в использовании устанавливаемой законами сохранения на фронте разрыва связи между кинематическими параметрами распространения ударной волны и термодинамическими свойствами ударно-сжатой среды. Малый потенциал ионизации, достаточно высокое давление насыщения и большой молекулярный вес определяют выбор цезия в качестве объекта исследования при изучении уравнения состояния неидеальной плазмы динамическими методами.

В настоящих экспериментах сильно неидеальная больцмановская плазма создавалась в заполняемой парами цезия ударной трубе специальной конструкции, позволяющей термостатировать установку при высоких (до 700° С) температурах, необходимых для получения достаточно большой плотности цезиевых паров ([1], [2]). По аналогии с экспериментами по динамическому сжатию конденсированных сред ([3]), для построения уравнения состояния неидеальной цезиевой плазмы были использованы результаты измерений механических величин. Как известно, для термодинамического описания состояния ударного сжатия достаточно измерения двух из пяти параметров, входящих в законы сохранения на ударном разрыве. В частности, таким образом в каждом отдельном эксперименте определяется энтальпия H, давление P и удельный объем V ударно сжатой среды. Проводя измерения при различных начальных условиях и интенсивностях ударных волн, можно получить уравнение состояния в калорическом виде $H = H(P, V)$ в области $(P - V)$-плоскости, перекрытой адиабатами Гюгонио. Дополнительное расширение доступной для динамического эксперимента области параметров осуществлялось путем регистрации состояний, возникающих за фронтом отраженной ударной волны, что позволило достигнуть значительно большей плазменной неидеальности.

Проведенный анализ ([1]) показал, что при исследовании уравнения состояния сильносжимаемых (газовых) сред динамическими методами в качестве измеряемых параметров целесообразно выбрать скорость фронта ударной волны D и плотность ударно сжатой среды $\rho = V^{-1}$. Первый из этих параметров определялся базисным методом с использованием световых сигналов от ударной волны. Плотность плазмы ρ измерялась по поглощению рентгеновского излучения; начальные состояния цезиевых паров перед фронтом ударной волны определялись по измерению их давления P_0 и температуры ([1], [4]). Эксперименты проводились при $P_0 = 0{,}15 - 0{,}5$ бар и $D = 1{,}4 - 2{,}1$ км/сек, что позволило определить калорическое уравнение состояния $H = H(P, V)$ в широкой области фазовой диаграммы.

Оптическая непрозрачность паров Cs перед ударным разрывом и ударно-сжатой плазмы не позволяют измерить ее температуру оптическими методами. Следуя идее Я. Б. Зельдовича ([5]), температура за фронтом ударной волны была определена путем численного интегрирования дифференциального уравнения

$$\left(\frac{\partial H}{\partial V}\right)_P \frac{\partial T}{\partial P} - \left[\left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_V - V\right] \frac{\partial T}{\partial V} = T, \tag{1}$$

выражающего второе начало термодинамики. Характеристиками уравнения (1) являются изэнтропы

$$\frac{dP}{dV} = -\frac{(\partial H/\partial V)_P}{(\partial H/\partial P)_V - V} = f_1, \tag{2}$$

$$\frac{dT}{dV} = -\frac{T}{(\partial H/\partial P)_V - V} = f_2. \tag{3}$$

Необходимое для вычисления $f_1(P, V)$, $f_2(P, V)$ в (2), (3) уравнение состояния $H = H(P, V)$ строилось по полученным экспериментальным данным в виде ([6])

$$H(P, V) = \sum_{k+l \leqslant q}\sum h_{kl} V^k P^l. \tag{4}$$

Начальные данные для системы (2), (3) $T' = T'(P')$ рассчитывались в идеально-газовом приближении ([7]) в области параметров, где эффекты

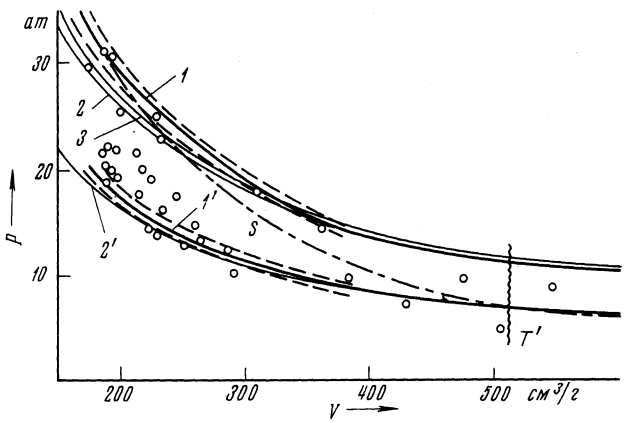

Рис. 1. Состояния за фронтом падающей ударной волны. Изотермы: *1, 2, 3* — $T = 7 \cdot 10^3$ °К; *1', 2'* — $T = 5 \cdot 10^3$ °К. Пунктиром показана полоса ошибок для изотерм, волнистой линией — область задания начальных данных для вычисления температуры, кружками показаны экспериментальные точки; *S* — кривая постоянной энтропии

неидеальности малы и принятые методы расчета ([7]) уравнения состояния дают надежные, совпадающие с экспериментом результаты.

Оценка точности определения температуры неидеальной плазмы по (2), (3), (4) в зависимости от экспериментальных погрешностей и ошибок в начальных данных производилась методом Монте-Карло путем моделирования на вычислительной машине вероятностной структуры процесса измерения ([6]).

Полученные в экспериментах с падающей ударной волной экспериментальные точки представлены на рис. 1, где, кроме того, изображены построенные по данной методике изотермы (кривые *1,1'*) с указанием полосы ожидаемых погрешностей. Там же для сравнения нанесены изотермы, рассчитанные в идеально-газовом приближении с ограничением статистической суммы атома Q_{Cs} на среднем межчастичном расстоянии ([7]) (кривые *2, 2'*), а также с использованием для Q_{Cs} сходящегося квантово-

механического выражения ([8]) (кривая *3*). Приведенные результаты свидетельствуют о том, что давление на изотерме неидеальной частично ионизованной плазмы превосходит давление, вычисленное в идеально-газовом приближении.

Анализ изотерм и кривых постоянной энтальпии позволил сделать вывод, что в сильно неидеальной частично ионизованной плазме происходит, по-видимому, сильное уменьшение вклада дискретного спектра в уравнение состояния, тогда как взаимодействие свободных зарядов в меньшей степени влияет на термодинамические функции и уравнение ионизационного равновесия. Отметим, что указанный эффект проявляется только в области неполной ионизации, но при достаточно высоких температурах, когда при вычислении статистической суммы значителен вклад возбужденных состояний.

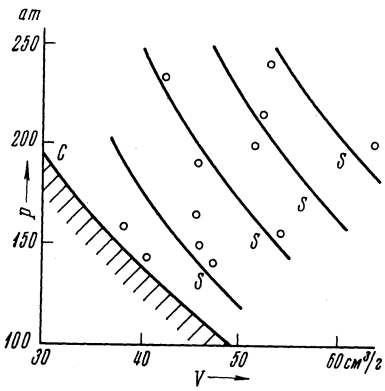

Рис. 2. Состояния за фронтом отраженной ударной волны. Обозначения такие же, как на рис. 1. C — спинодаль $(\partial P/\partial V)_T=0$, построенная по дебаевской теории

Анализ модельных уравнений состояний неидеальной плазмы показывает ([10]), что сильное межчастичное взаимодействие может привести к потере термодинамической устойчивости и расслоению рассматриваемой системы на фазы различной плотности. Однако в условиях сильной неидеальности такой анализ страдает большой неопределенностью результатов, является сугубо качественным и остро нуждается в экспериментальной проверке. С этой точки зрения цезий — удобный объект исследования, так как (ввиду малого потенциала ионизации) эффекты термодинамической неустойчивости должны проявляться в цезиевой плазме при относительно невысоких параметрах ([10]).

В проведенных экспериментах по динамическому сжатию плотных цезиевых паров для регистрации фазового перехода были использованы изэнтропы, построенные путем интегрирования (2) с использованием всей совокупности экспериментальных данных при построении уравнения состояния (4). В этом случае наличие фазового перехода определяется по излому изэнтропы на фазовой границе ([9]):

$$\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_S-\left(\frac{\partial V_c}{\partial P}\right)_S=\left[\sqrt{\frac{T}{C_{P_1}}}\left(\frac{\partial V_1}{\partial T}\right)_P-\sqrt{\frac{C_{P_1}}{T}}\frac{dT}{dP}\right]^2. \qquad (5)$$

На рис. 1, 2 приведены рассчитанные по полученным экспериментальным данным кривые постоянной энтропии S для состояний за фронтом падающей и отраженной ударных волн. Отсутствие изломов изэнтроп в PV-плоскости указывает на отсутствие в исследованном диапазоне параметров плазменной конденсации с заметной теплотой перехода и значительным изменением объема. Заметим, что достигнутые в отраженной ударной волне состояния находятся близко к границе абсолютной термодинамической неустойчивости C (спинодали), построенной по дебаевской теории. Наклоны изэнтроп на рис. 2 близки к величинам, вычисленным в идеально-газовом приближении; мало вероятно поэтому, что состояния в отраженной ударной волне соответствуют двухфазной области. В проведенных экспериментах, кроме того, не было зарегистрировано качественных гидродинамических эффектов, связанных с аномалией термодинамических функций ([9]).

Московский физико-технический институт
Долгопрудный Моск. обл.

Поступило
15 II 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Б. Н. Ломакин, В. Е. Фортов, Ю. Г. Красников, Теплотехнические проблемы прямого преобразования энергии, в. 3, Киев, 1972. [2] Б. Н. Ломакин, В. Е. Фортов, О. Е. Щекотов, Теплофиз. высоких температур, 8, 154 (1970). [3] Л. В. Альтшулер, УФН, **85**, 197 (1965). [4] Б. Н. Ломакин, В. Е. Фортов, Теплофиз. высоких температур, **9**, в. 6 (1971). [5] Я. Б. Зельдович, Журн. эксп. и теоретич. физ., **32**, 1577 (1957). [6] В. Е. Фортов, Ю. Г. Красников, Журн. эксп. и теоретич. физ., **59**, 1655 (1970). [7] В. Е. Фортов, Б. Н. Ломакин, Ю. Г. Красников, Теплофиз. высоких температур, **9**, 869 (1971). [8] Б. А. Трубников, В. Ф. Елесин, Журн. эксп. и теоретич. физ., **47**, 1279 (1964). [9] В. Е. Фортов, Теплофиз. высоких температур, **10**, в. 1 (1972). [10] Г. Э. Норман, А. Н. Старостин, Теплофиз. высоких температур, 8, 413 (1970).