

В. Е. Фортов. Уравнение состояния неидеальной плазмы в экстремальной области параметров. Термодинамические свойства термически ионизованной плазмы удается надежно рассчитать в предельных случаях ультравысоких температурах и давлений, когда применимы классические (Дебай — Хюккель) и квазиклассические (Томас — Ферми) приближения к методу самосогласованного поля¹. Область сжатого и разогретого твердого тела и жидкости реализуется в статических² и динамических³ экспериментах. В промежуточной, между конденсированным состоянием и идеальным газом, области параметров возникает плотная плазма с сильным межчастичным взаимодействием, что затрудняет применение теоретических методов⁴ и делает остро необходимыми ее экспериментальные исследования^{5,6}.

Для экспериментального изучения неидеальной плазмы применяются динамические методы³⁻⁵ в двух основных модификациях — ударно-волновое или адиабатическое сжатие инертных газов и паров щелочных металлов,

а также адиабатическое расширение металлов, предварительно сжатых и разогретых мощными ударными волнами. Эксперименты по ударно-волновому сжатию плотных инертных газов (начальные состояния — 1 на рис. 1) позволили получить плазму высоких давлений $P \lesssim 180$ кбар и температур $T \lesssim 10^5$ К, где реализуется развитая ионизация $n_e \lesssim 10^{23}$ см⁻³ при плотностях до 4,5 г/см³, превосходящих в 1,5 раза кристаллографическую плотность ксенона⁶.

В этих условиях параметр плазменной неидеальности

$$\Gamma = \frac{e^2 k \rho}{kT} = \frac{4\pi e^3 n_e^{1/2}}{(kT)^{3/2}}$$

достигает 10, а электронная компонента близка к вырождению:

$$n_e \lambda_e^3 = n_e \left(\frac{\hbar^2}{2\pi m k T} \right)^{3/2} \sim 0,6.$$

Эта область параметров изучена с помощью линейных взрывных ударных труб и взрывных металловых устройств в результате однократного сжатия (состояние 2 на рисунке), а также двукратного сжатия и с применением эффектов геометрической кумуляции (состояние 3). При этом удается выполнить измерения калорического и термического уравнений состояния, электропроводности, коэффициентов поглощения и отражения видимого света от ударно-сжатой плазмы^{5,6}. Важно, что со стороны малых плотностей исследуемая область параметров примыкает к состояниям, полученным при сжатии ксенона в адиабатических (область 4)⁷ и пневматических ударных трубах (область 5), а в области высоких плотностей — к данным по ударно-волновому сжатию жидкого ксенона на легкогазовых пушках (область 6)⁸.

Проведенные термодинамические измерения свидетельствуют о значительном уменьшении сжимаемости неидеальной плазмы сверхкритической плотности, что вызвано деформацией энергетических уровней атомов и ионов в плотной неупорядоченной среде⁹. Для описания этого эффекта применялась модель «ограниченного» атома, являющаяся комбинацией жидкостной модели «твердых» сфер и ионизационной модели плазмы⁹. В этой модели влияние среды на внутриатомные и внутриионные электроны описывалось эффективным потенциалом

$$U(r) = \begin{cases} -\frac{Ze^2}{r}, & r < r_c, \\ \infty, & r > r_c, \end{cases}$$

который использовался при расчетах волновых функций и собственных значений энергии методом Хартри — Фока. Вклад поступательных степеней свободы описывался моделью «твердых» сфер с использованием результатов молекулярно-динамических расчетов. Для отыскания равновесного значения радиуса сферы r_c привлекалась вариационная процедура, что делало модель термодинамически замкнутой. Построенная модель не только воспроизводит термодинамические особенности плотной плазмы, но и описывает эффект «просветления» плазмы по мере ее сжатия^{5,6}. Отметим, что необходимость учета дискретного спектра также однозначно следует из опытов по ударно-волновому сжатию жидкого ксенона и аргона⁸, где для описания этого эффекта привлекались сходные с⁹ теоретические модели.

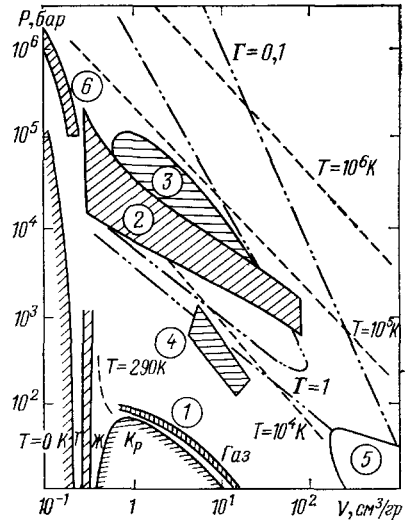


Рис. 1. Фазовая диаграмма ксенона. Т, К — кривая «холодного» сжатия, Кр — критическая точка. Штриховые кривые — изотермы, штрих-пунктирные — кривые постоянной степени неидеальности Γ . Остальные обозначения — в тексте

Результаты фиксации адиабатического расширения ударно-сжатых металлов ¹⁰ дают возможность исследовать в экспериментах широкую область фазовой диаграммы неидеальной плазмы — от сильносжатого конденсированного состояния вплоть до идеального газа, включая область перехода «металл — диэлектрик» и кривую высокотемпературного кипения с окрестностью критической точки. Эти данные являются основой для построения широкодиапазонных полуэмпирических уравнений состояния вещества ¹⁰, необходимых для гидродинамических расчетов импульсных энерговыделений. Как и данные ударно-волнового сжатия, результат фиксации адиабат разгрузки не дает определенных указаний о наличии в изученном диапазоне параметров специфических плазменных фазовых переходов, вызванных сильным коллективным взаимодействием зарядов между собой или с нейтралами.

Перспективы в изучении теплофизических свойств неидеальной плазмы связаны как с расширением круга веществ, так и с использованием новых методов генерации мощных ударных волн, таких, как электродинамические «пушки» и концентрированное лазерное излучение ¹¹.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Киржниц Д. А., Лозовик Ю. Е., Шпатаковская Г. В.— УФН, 1976, т. 119, с. 401.
2. Стишов С. М.— УФН, 1971, т. 86, с. 467; 1974, т. 114, с. 3.
3. Альтшулер Л. В.— УФН, 1965, т. 85, с. 197.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
5. Форттов В. Е.— УФН, 1982, т. 138, с. 361.
6. Форттов В. Е., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы.— Черноголовка: ОИХ АН СССР, 1984.
7. Busching D. et al.— Beitr. Plasmaphys., 1980, Bd. 20, S. 278.
8. Nellis J. W.— In: Shock Waves in Condense Matter—83: Proc. of A.P.S. Meeting.— Santa Fe: American Inst. Phys., 1984, p. 30.
9. Грязнов В. К., Жерноклетов М. В. и др.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 573.
10. Альтшулер Л. В., Бушман А. В. и др.— Ibidem с. 741.
11. Анисимов С. И., Прохоров А. М., Форттов В. Е.— УФН, 1984, т. 142, с. 395.