

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Б. Н. Ломакин, В. Е. Фортов, О. Е. Щекотов, Возможности ударной трубы в получении и исследовании плотной низкотемпературной плазмы, *ТВТ*, 1970, том 8, выпуск 1, 154–158

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.238.202.29

10 ноября 2024 г., 17:33:28



УДК 662.421

ВОЗМОЖНОСТИ УДАРНОЙ ТРУБЫ В ПОЛУЧЕНИИ И ИССЛЕДОВАНИИ ПЛОТНОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Б. Н. Ломакин, В. Е. Фортов, О. Е. Щекотов

Рассматриваются возможности ударной трубы с подогревом для получения плотной низкотемпературной цезиевой плазмы. Рассчитано распространение прямой и обратной ударных волн в парах Cs. Плазменная неидеальность учитывается по дебаевской теории в большом каноническом ансамбле. Система уравнений сохранения на скачке интегрируется на ЭЦВМ совместно с уравнениями термодинамики. Найдены оптимальные условия эксперимента.

Термодинамика плотной низкотемпературной плазмы в настоящее время существует либо в виде поправок к термодинамическим функциям идеального газа, либо в виде модельных теорий. При этом поправки можно использовать лишь в случае их малости, а применимость модельных теорий нельзя проверить из-за отсутствия экспериментальных данных. Поэтому интересно рассмотреть экспериментальные возможности получения плотной низкотемпературной плазмы и исследования ее термодинамических свойств.

В описанных в литературе немногочисленных экспериментах с сильно-точными дугами обнаружено, что хотя и достигаются высокие плотности заряженных частиц, однако температура при этом получается слишком высокой, так что в результате плазменное взаимодействие оказывается слабым. Кроме того, образуемая в дугах плазма сильно неоднородна, что существенно затрудняет ее диагностику. Этим трудностям можно избежать если использовать для получения плотной плазмы ударную трубу. Из выполненных в [1] и в диссертации К. И. Серякова * расчетов параметров ударных волн в парах цезия следует, что уже при сравнительно низких интенсивностях ударных волн получаемая плазма заметно неидеальна. В данной работе проведен расчет ударной трубы на цезии с учетом поправок на кулоновское взаимодействие между частицами и снижения потенциала ионизации. Рассмотрение широкого диапазона начальных условий позволяет установить область практически достижимых параметров плазмы за ударной волной и выявить оптимальные условия эксперимента, необходимые для получения максимальных эффектов взаимодействия между заряженными частицами.

Методика расчета и выбор приближения для оценки эффектов взаимодействия. Рассмотрим заключенную в термостат ударную трубу обычной схемы, камера низкого давления которой заполнена парами цезия. В качестве толкающего газа берется гелий, при этом предполагается равенство температур камер высокого и низкого давлений. Заданные величины: давление толкающего газа и температура нагревателя, определяющая давление насыщенных паров цезия. Искомые величины: давление, плотность, температура, степень ионизации за ударной волной, а также поправки за счет взаимодействия.

* К. И. Серяков. Канд. дисс. ИВТ АН СССР, 1968.

Система уравнений гидродинамики для ударной трубы записывается в следующем виде [2]:

$$\begin{aligned} \frac{P_4}{P_1} &= [1 + \gamma_1 M_1^2 (1 - \beta)] \left[1 - \frac{\gamma_4 - 1}{2} \frac{a_1}{a_4} M_1 (1 - \beta) \right]^{-(2\gamma_4/(\gamma_4 - 1))}, \\ H_2 &= H_1 + \frac{1}{2} u^2 (1 - \beta^2), \\ P_2 &= P_1 + \rho_1 u^2 (1 - \beta), \\ H_5 &= H_2 + \frac{1}{2} \frac{(1 - \beta)^2 (1 + \beta')}{1 - \beta'} u^2, \\ P_5 &= P_2 + \rho_2 u^2 [(1 - \beta^2) / (1 - \beta')], \\ \beta &= \rho_1 / \rho_2, \quad \beta' = \rho_2 / \rho_5, \end{aligned} \quad (1)$$

кроме того, используется уравнение, определяющее давление насыщенных паров цезия [3]:

$$\lg P_1 = 3,878 - (3652 / T_1). \quad (2)$$

Здесь, как обычно, u — скорость ударной волны, a — скорость звука, $\gamma = c_p / c_v$, H — энтальпия, M — число Маха, P — давление, ρ — плотность, причем индекс 1 относится к начальным параметрам паров цезия, индексы 2 и 5 — к параметрам плазмы соответственно за прямой и отраженной ударными волнами, индекс 4 — к параметрам камеры высокого давления. Отметим, что в такой записи уравнений (1) все эффекты неидеальности, связанные с ионизацией, а также со взаимодействием между заряженными частицами, входят через параметр β , для определения которого необходимы термодинамические соотношения. Эти соотношения следующие: уравнение Саха, уравнения для энтальпии и давления. Однако, когда энергия электростатического взаимодействия между частицами становится сравнимой с энергией теплового движения (отношение этих энергий описывается параметром $\Gamma = e^2 / kTD$, где D — дебаевский радиус), необходимо учитывать неидеальность плазмы при рассмотрении термодинамических величин. В общем случае эта задача не может быть решена. Поэтому ниже воспользуемся известными теоретическими формулами, где неидеальность плазмы учитывается в форме поправок к термодинамическим функциям идеального газа. Воспользуемся дебаевским приближением в большом каноническом ансамбле [4]. В этом случае поправки к давлению и энтальпии, а также снижение потенциала ионизации в формуле Саха можно получить из выражения для термодинамического потенциала плазмы

$$-\Omega = PV = kTV \left[\sum_k n_0^k + \frac{1}{12\pi} \left(4\pi f \sum_k n_0^k Z_k^2 \right)^{3/2} \right], \quad (3)$$

где $n_0^k = \frac{1}{\lambda_k^3} \exp(\mu_k / kT)$ — активность иона сорта k , μ_k — химический потенциал, Z_k — заряд иона сорта k , $\lambda_k = (m_k kT / 2\pi \hbar^2)^{3/2}$ — дебройлевская длина волны частицы, $f = e^2 / kT$ — амплитуда рассеивания.

Используя соотношение для плотности n_k

$$n_k = (\partial P / \partial \mu_k)_{T, V} = (n_0^k / kT) (\partial P / \partial n_0^k)_{T, V},$$

в случае однократной ионизации (что оправдано для цезия при рассматриваемых параметрах) можно получить

$$P = n_0 kT + 2kT n_e \{ \alpha^2 (2 / \Gamma) + (\Gamma / 3) \alpha^3 (2 / \Gamma) \}, \quad (4)$$

где $\alpha (2 / \Gamma)$ — положительный корень уравнения

$$\alpha^3 + x\alpha^2 - x = 0; \quad x = 2 / \Gamma.$$

Для кулоновского газа [7] $\Delta H = 4\Delta P$, откуда

$$H = \frac{5}{2}kT(2n_e + n_a) + \frac{kT^2n_a}{Q_a} \frac{\partial Q_a}{\partial T} + n_e I - 8kTn_e \left(1 - \alpha^2 - \frac{\Gamma}{3} \alpha^3 \right), \quad (5)$$

причем атомные статистические суммы Q_a вычисляются с учетом снижения потенциала ионизации ΔI

$$Q_a = \sum_n g_n e^{-(E_n/kT)}; \quad E_n/kT < (I/kT) - (\Delta I/kT). \quad (6)$$

Это снижение можно вычислить по формуле

$$\Delta I = kT\chi = \Delta\mu_a - \Delta\mu_e - \Delta\mu_i \quad (7)$$

и при $Z = 1$

$$\chi = 2 \ln [1 + 1/2\Gamma\alpha]. \quad (8)$$

Уравнение Саха при этом имеет вид

$$n_i n_e / n_a = \frac{2Q_i}{Q_a} \lambda e^{-3} \exp \left(-\frac{I}{kT} + \frac{\Delta I}{kT} \right). \quad (9)$$

В формулах (6)–(9) используются следующие обозначения: I — потенциал ионизации, ΔI — снижение потенциала ионизации, E_n — уровни атома цезия [5]. Деформация уровней из-за взаимодействия не учитывается.

Рассматриваемое приближение является в некотором смысле модифицированным дебаевским приближением. Действительно, при малых Γ поправки этого приближения совпадают с обычными дебаевскими поправками в каноническом ансамбле. При $\Gamma \simeq 1$ полученные поправки дают, по-видимому, более разумные результаты. Так, например, в этом приближении при больших Γ давление не становится отрицательным. Снижение потенциала ионизации становится сравнимым с самим потенциалом ионизации при существенно больших Γ по сравнению с обычной дебаевской теорией [6].

Обсуждение результатов. Уравнения (1) — (9) решались на ЭЦВМ методом итераций по β для давлений в камере высокого давления P_4 (50—1000 бар) и $T_1 = T_4$ (637—1073° К). Вклад от молекул CS_2 не учитывается ввиду его малости [7].

Результаты расчетов представлены на рис. 1—6. На рис. 1 и 2 приведены значения Γ , достигаемые за прямой и отраженной ударными волнами. Для каждого начального давления паров цезия кривые достигают максимума при определенном давлении толкающего газа, причем для прямой волны этот максимум выражен слабо. За прямой волной наибольшее значение $\Gamma \simeq 3$, а за отраженной $\Gamma \simeq 4$. Так как из-за технических трудностей температура начального обогрева вряд ли превысит 600—800° С, а давление гелия в камере высокого давления 600—800 бар, то эти величины, по-видимому, предельные для подогреваемых труб диафрагменного типа.

Графики на рис. 3 и 4 иллюстрируют зависимость степени ионизации α от начальных условий в прямой и отраженной волнах соответственно. Как видно, степень ионизации в отраженной волне существенно выше, чем в прямой, что позволит при экспериментах точнее определять величину плазменного взаимодействия. Поскольку степень ионизации за прямой волной невелика (рис. 3), то максимальным значениям Γ не будут соответствовать наибольшие поправки к термодинамическим функциям. Поэтому на рис. 5 приведена поправка к давлению за счет кулоновского взаимодействия между частицами $\Delta P(T_1, P_4)$, отнесенная к «идеальному» давлению всех частиц

$P_{ид} = \sum_{\alpha} n_{\alpha} kT$, причем число частиц (электронов, ионов и нейтральных атомов) взято с учетом снижения потенциала ионизации. Из графика на рис. 5 видно, что максимум этой величины достигается при существенно

больших давлениях толкающего газа, и стремление получить большие поправки будет ограничено скорее возможностью создания интенсивных ударных волн, чем температурой начального обогрева. В отраженной волне области максимальных Γ (рис. 2) и наибольших поправок к термодинамическим функциям (рис. 6) примерно совпадают, а получение больших

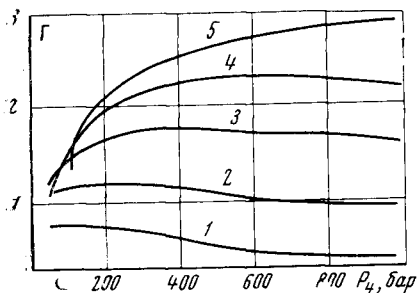


Рис. 1. Степень неидеальности в прямой ударной волне:
1 — 400; 2 — 500; 3 — 600; 4 — 700;
5 — 800° С

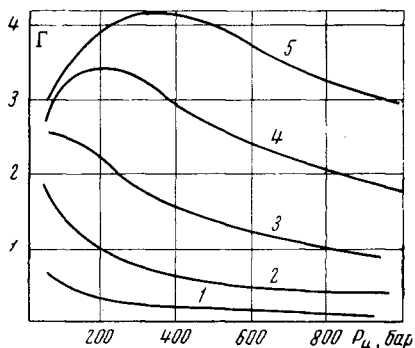


Рис. 2. Степень неидеальности в отраженной ударной волне. (Обозначения см. рис. 1)

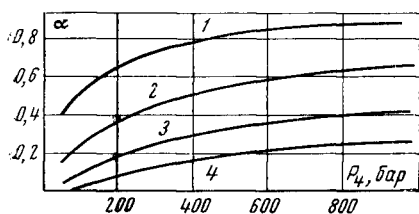


Рис. 3. Степень ионизации в прямой ударной волне

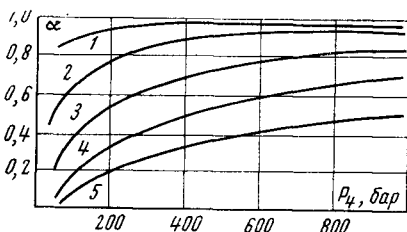


Рис. 4. Степень ионизации в отраженной ударной волне. (Обозначения см. рис. 1)

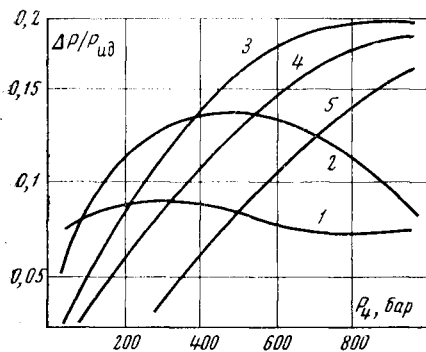


Рис. 5. Относительное снижение давления $\Delta P/P_{ид}$ в прямой ударной волне. (Обозначения см. рис. 1)

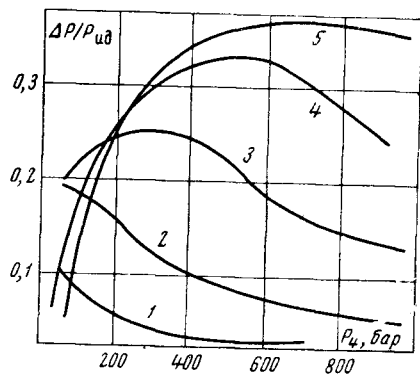


Рис. 6. Относительное снижение давления в отраженной ударной волне. (Обозначения см. рис. 1)

степеней неидеальности будет лимитироваться в первую очередь возможностями начального обогрева трубы.

Уравнения (1), являющиеся общими законами сохранения массы, импульса и энергии, позволяют в каждом эксперименте вычислить энтальпию и давление по измеряемой скорости ударной волны и коэффициенту сжатия. Скорость можно измерить стандартными методами с точностью до 1%.

Коэффициент сжатия можно также измерить с высокой точностью, проследив ударную волну мягкими рентгеновскими лучами [8]. Совокупность экспериментов позволит определить функцию $H(P, V)$. Интегрируя производные этой функции вдоль изоэнтропы на плоскости P и V , можно определить температуру, зная ее значение T_0 в какой-либо точке, через которую проходит изоэнтропа:

$$\ln T/T_0 = \int_{P_0}^P dP / (\partial H / \partial V)_P. \quad (10)$$

Этот метод предложен Я. Б. Зельдовичем [9]. По-видимому, это единственный способ, с помощью которого можно достаточно точно определить температуру оптически непрозрачной плотной плазмы за ударной волной. С этой точки зрения интересно знать, будут ли изоэнтропы целиком лежать в области, перекрываемой экспериментальными данными, и входить в область, в которой можно точно рассчитать или определить экспериментальным путем температуру. Проведенные с этой целью расчеты позволяют утвердительно ответить на этот вопрос, что дает возможность реализовать указанный способ экспериментального определения термодинамических функций неидеальной плазмы.

Более подробное изложение метода построения полного уравнения состояния будет дано в одной из последующих работ.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность Ю. Г. Красникову и А. А. Ликальтеру за советы и помощь в работе.

Москва

Поступила в редакцию
21 II 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Зайцев. Исследования по физической газодинамике, т. 30. «Наука», 1966.
2. А. Гейдон, И. Гёрл. Ударная труба в химической физике высоких температур. «Мир», 1966.
3. Э. Э. Шпильрайн, А. М. Белова. Теплофизика высоких температур, 3, 531, 1967.
4. Л. Каданов, Г. Бейм. Квантовая статистическая механика. «Мир», 1964.
5. С. Е. Моогс. Atomic Energy Levels, 1. U. S. Depart. of Commerce.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. «Наука», 1964.
7. Н. И. Агапов, Б. Л. Паскарь, Л. Р. Фокин. Атомная энергия. № 15, 1963.
8. Г. Найт, Д. Венейбл. Ударные трубы. Сб. статей под редакцией А. К. Рахматуллина. Изд. иностр. лит., 1962.
9. Я. Б. Зельдович. Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 1577, 1957.