

ТРЕХКАМЕРНАЯ ПОДОГРЕВАЕМАЯ УДАРНАЯ ТРУБА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНОЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

И. С. КОВАЛЕНКО, В. И. КУЧЕРЕНКО, В. А. СЕЧЕНОВ

(Долгопрудный)

Исследование плотной плазмы привлекает к себе внимание главным образом из-за отсутствия строгой теории, описывающей ее термодинамические, переносные и оптические свойства. В настоящее время имеется довольно значительное количество экспериментальных работ, в которых проведены подробные исследования теплофизических свойств плотной плазмы различных химических элементов до концентраций заряженных частиц $n_e \leq 10^{25} \text{ м}^{-3}$. При больших концентрациях имеются буквально единичные работы, в которых проводились подобные исследования. Такое положение дел объясняется в основном трудностью создания генератора плотной плазмы для проведения исследований в широком диапазоне параметров.

В данной работе в качестве генератора плотной плазмы предлагается трехкамерная пневматическая подогреваемая ударная труба. На преимущество многосекционных ударных труб для получения ударных волн высокой интенсивности по сравнению с двухкамерным вариантом трубы указывается в [1]. В [2] описана трехкамерная ударная труба без подогрева стенок. Подогрев стенок трубы приводит к значительному увеличению интенсивности ударных волн [3]. Возможности трехкамерной пневматической ударной трубы для получения плотной плазмы в данной работе установлены на примере расчета параметров ксеноновой плазмы за отраженной ударной волной.

Схема трехкамерной ударной трубы приведена на фиг. 1. Ударная труба 2 состоит из трех секций: КНД, ПК и КВД — камеры низкого, промежуточного и высокого давлений. Труба помещена в обогреватель 1. Секции отделены друг от друга мембранами. В КВД закачивается толкающий газ (гелий), в КНД находится рабочий газ (ксенон). Давление газа в промежуточной камере (гелий) выбирается равным среднему геометрическому давлению газа в КНД и КВД. Установка работает следующим образом. После разрыва мембраны, разделяющей ПК и КВД, в ПК распространяется ударная волна, которая доходит до второй мембраны (между ПК и КНД) и отражается от нее. Под действием давления газа за отраженной ударной волной происходит разрыв второй мембраны и по исследуемому газу в КНД распространяется ударная волна.

Для расчета параметров ксеноновой плазмы в трехкамерной подогреваемой ударной трубе совместно решались газодинамические уравнения [1] и термодинамические уравнения в рамках дебаевской теории в большом каноническом ансамбле [4]:

$$(1) \quad \frac{p_8}{p_6} = \left\{ \frac{2\gamma_6}{\gamma_6 + 1} M_6^2 - \frac{\gamma_6 - 1}{\gamma_6 + 1} \right\} \left\{ 1 - \left(\frac{\gamma_8 - 1}{\gamma_6 + 1} \right) \left(\frac{M_6^2 - 1}{M_8} \right) \right\}^{\frac{2\gamma_8}{\gamma_8 - 1}};$$

$$(2) \quad \frac{p_4}{p_6} = \left\{ \frac{2\gamma_6}{\gamma_6 + 1} M_6^2 - \frac{\gamma_6 - 1}{\gamma_6 + 1} \right\} \left\{ \frac{(3\gamma_6 - 1) M_6^2 - 2(\gamma_6 - 1)}{(\gamma_6 - 1) M_6^2 + 2} \right\};$$

$$(3) \quad \frac{T_4}{T_6} = \frac{\{(3\gamma_6 - 1) M_6^2 - 2(\gamma_6 - 1)\} \{2(\gamma_6 - 1) M_6^2 + (3 - \gamma_6)\}}{(\gamma_6 + 1)^2 M_6^2}, \quad p_6 = \sqrt{p_8 p_0};$$

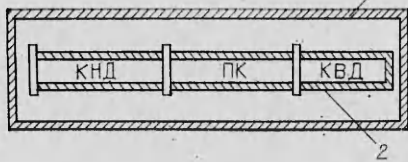
$$(4) \quad \frac{p_4}{p_0} = \left[1 + \gamma_0 M_0^2 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right) \right] \left[1 - \frac{\gamma_4 - 1}{2} \frac{a_0}{a_4} M_0 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right) \right]^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}};$$

$$(5) \quad H_1 = H_0 + \frac{1}{2} U^2 \left[1 - \left(\frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^2 \right];$$

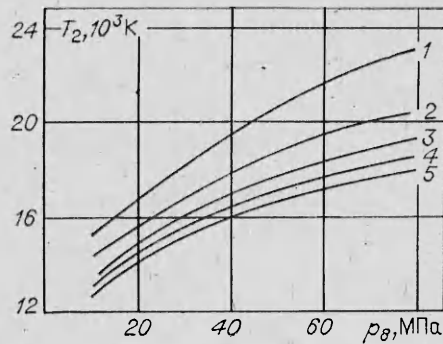
$$(6) \quad p_1 = p_0 + \rho_0 U^2 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right);$$

$$(7) \quad H_2 = H_1 + \frac{1}{2} \frac{\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^2 \left(1 + \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)}{1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}} U^2;$$

$$(8) \quad p_2 = p_1 + \rho_1 U^2 \left[\frac{\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^2}{1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}} \right];$$



Фиг. 1.



Фиг. 2

$$(9) \quad p = n_a kT + 2kTn_e \left\{ \alpha^2 \left(\frac{2}{\Gamma} \right) + \left(\frac{\Gamma}{3} \right) \alpha^3 \left(\frac{2}{\Gamma} \right) \right\},$$

где α ($2/\Gamma$) — положительный корень уравнения $\alpha^3 + x\alpha^2 - x = 0$, $x = 2/\Gamma$;

$$(10) \quad H = \frac{5}{2} kT (2n_e + n_a) + \frac{kT^2 n_a}{Q_a} \frac{\partial Q_a}{\partial T} + n_e I - 8kT \left(1 - \alpha^2 - \frac{\Gamma}{3} \alpha^3 \right);$$

атомные статистические суммы Q_a вычисляются с учетом снижения потенциала ионизации

$$(11) \quad Q_a = \sum_n g_n e^{-E_n/kT}, \quad \frac{E_n}{kT} < \left(\frac{I}{kT} - \frac{\Delta I}{kT} \right),$$

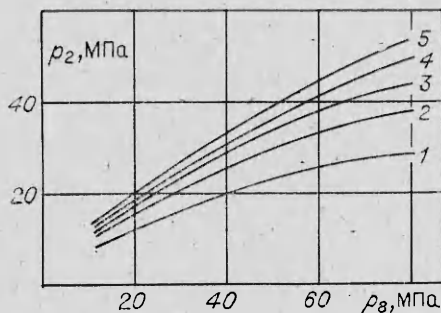
$$\Delta I = \Delta \mu_a - \Delta \mu_e - \Delta \mu_i, \quad \frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{2Q_i}{Q_a} \lambda_e^{-3} \exp \left(-\frac{I}{kT} + \frac{\Delta I}{kT} \right).$$

Здесь p_8, p_6, p_0 — начальные давления газа в КВД, ПК и КВД; $\gamma_8, \gamma_6, \gamma_0, M_6, M_0$ — показатели адиабат газа и числа Маха ударных волн; γ_4, p_4, T_4 — показатель адиабаты, давление и температура газа за отраженной ударной волной в ПК; a_0, a_1 — скорости звука в газах; U — скорость падающей ударной волны в КВД; ρ_0, ρ_1, ρ_2 — начальная плотность газа и плотности плазмы за падающей и отраженной ударными волнами в КВД; H_0, H_1, H, p_1, p_2 — начальная энтальпия газа, энтальпии и давления плазмы за падающей и отраженной ударными волнами; n_e, n_a — концентрации электронов и атомов; Q_i, Q_a — статсуммы ионов и атомов; T — температура плазмы; $\Gamma = e^2/(kTr_D)$ — параметр неидеальности; $I, \Delta I$ — потенциал ионизации атома и снижение потенциала ионизации в формуле Саха; λ_e — дебройлевская длина волны электрона.

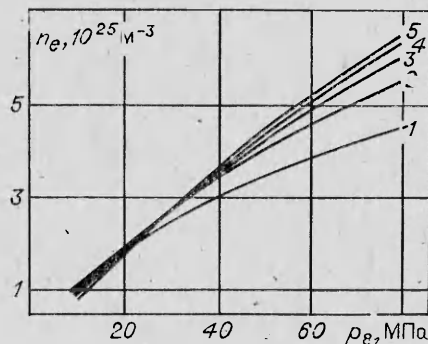
Интенсивность ударной волны в КВД варьировалась изменением давления рабочего газа $p_0 = 0,0098; 0,0196; 0,0294; 0,0392; 0,049$ МПа и давления толкающего газа $p_8 = 9,8-78,4$ МПа. Начальная температура подогрева всех трех секций ударной трубы принималась одинаковой ($T = 873$ К).

Уравнения (1)–(11) решались совместно на ЭВМ БЭСМ-6.

На фиг. 2–6 представлены результаты расчетов параметров плотной ксенонной плазмы за отраженной ударной волной. На фиг. 2 приведена температура плазмы за отраженной ударной волной для различных начальных давлений ксенона в камере низкого давления. Кривая 1 — $p_0 = 0,0098$; 2 — 0,0196; 3 — 0,0294; 4 — 0,0392; 5 —



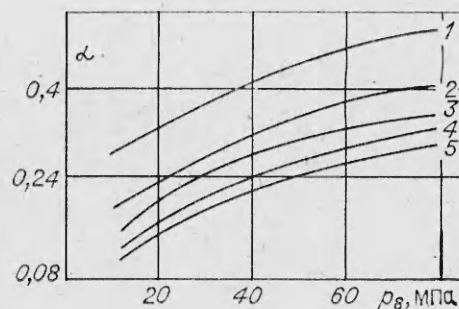
Фиг. 3



Фиг. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

0,049 МПа. Параметры плазмы за отраженной ударной волной представлены следующим образом: фиг. 3 — давление p_2 ; фиг. 4 — концентрация электронов n_e ; фиг. 5 — параметр неидеальности Γ ; фиг. 6 — степень ионизации плазмы. Диапазон параметров плазмы: $T = (1,3 - 2,5) \cdot 10^4$ К; $p_2 = 6,86 - 53,9$ МПа; $n_e = (0,55 - 6,5) \cdot 10^{25}$ м $^{-3}$; $\Gamma = 0,58 - 1$; $\alpha = 0,09 - 0,5$ — степень ионизации. Число Маха ударной волны $M_2 = 6 - 13$. Отмечается монотонный рост всех величин (кроме параметра неидеальности) во всем диапазоне увеличения интенсивности ударной волны. Параметр неидеальности увеличивается при изменении давления толкающего газа до $p_8 \leq 39,2$ МПа, а при больших давлениях практически остается постоянным. На установке были проведены исследования термодинамических и оптических свойств плотной ксеноновой плазмы до концентрации электронов $n_e \approx 4 \cdot 10^{25}$ м $^{-3}$ [5]. Результаты настоящего расчета близко совпали с экспериментальными результатами, что свидетельствует о возможности прогнозирования на основе расчетов параметров плазмы других химических элементов. Подогреваемая трехкамерная пневматическая ударная труба является удобным инструментом для исследования плотной плазмы различных химических элементов в широком диапазоне параметров, в том числе щелочных металлов и их смесей с инертными газами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хэншел Б. Использование многодиафрагменной схемы в ударной трубе. — В кн.: Ударные трубы. М.: ИЛ, 1962.
2. Коныков А. А., Разин А. П., Соколов А. И. Двухдиафрагменная ударная труба для получения плотной термической плазмы. — ТВТ, 1974, т. 12, № 4.
3. Рейдон А., Герл И. Ударная труба в химической физике высоких температур. М.: Мир, 1966.
4. Каданов Л., Бейм Г. Квантовая статистическая механика. М.: Мир, 1964.
5. Сеченов В. А. Исследование оптических свойств плотной ксеноновой плазмы. — Физика плазмы, 1981, т. 7, № 5.

Поступила 29/II 1984 г.

УДК 539.4

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ РОСТА УСТАЛОСТНЫХ ТРЕЩИН ПРИ НЕОДНООСНОМ НАПРЯЖЕННОМ СОСТОЯНИИ

В. В. БОЛОТИН

(Москва)

Развивается энергетический подход к описанию процесса роста усталостных трещин, основанный на следующем постулате [1]: растущая трещина циклической усталости хотя бы раз в течение цикла нагружения становится неравновесной по Гриффитсу при условии, что сопротивление росту трещины вычислено с учетом повреждений, накопленных за предысторию нагружения. Подход распространяется на случай неоднородного напряженного состояния с включением явлений остановок, скачкообразного подрастания, поворота и ветвления трещины. Обсуждается общая структура уравнений для осредненной скорости роста трещины в условиях неоднородного напряженного состояния.

1. Рост усталостных трещин происходит в условиях их взаимодействия с процессом накопления рассеянных повреждений в материале. Более того, имеются основания предполагать, что накопление повреждений на фронте трещины является основным механизмом, определяющим скорость роста усталостных трещин. Эта идея в более или