

01;03

Профиль температуры во фронте ударной волны в стационарно неравновесном колебательно-возбужденном газе

© Р.Н. Галимов,¹ В.Г. Макарян,¹ Н.Е. Молевич²¹ Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева,
443086 Самара, Россия² Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН,
443011 Самара, Россия
e-mail: molevich@fian.smr.ru

(Поступило в Редакцию 25 апреля 2006 г.)

Исследовано изменение температурного профиля в ударной волне, распространяющейся в колебательно-возбужденном газе, в зависимости от ее скорости и степени неравновесности газа.

PACS: 43.25.Cb, 43.40.Jc

В [1–3] была рассмотрена структура профиля плотности во фронте стационарной ударной волны, распространяющейся по стационарно неравновесному колебательно-возбужденному газу с экспоненциальной моделью релаксации вида

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_e - E}{\tau(T, \rho)} + Q, \quad (1)$$

где E — колебательная энергия в расчете на одну молекулу; E_e — ее равновесное значение; τ — время колебательной релаксации; Q — мощность источника накачки (в расчете на одну молекулу); ρ , T — плотность и температура газа. Предполагается, что время релаксации уменьшается с ростом температуры. Для этой модели было показано, что имеются две критические скорости, определяемые параметрами неравновесной среды (D_{cr1} , D_{cr2}), одна из них определяет условие устойчивости ударной волны: $D > D_{cr1}$, где D — скорость ударной волны. Скорость D_{cr2} определяет тип профиля плотности за ударно-волновым скачком (разрывом). При $D_{cr1} < D < D_{cr2}$ происходит плавное уменьшение плотности за скачком, а при $D > D_{cr2}$ — плавное нарастание плотности до конечного значения. При $D = D_{cr2}$ за скачком плотность остается постоянной.

В стационарной ударной волне, распространяющейся со скоростью D , давление является монотонной функцией плотности [4]

$$\frac{P}{P_0} = 1 + \frac{D^2 \gamma_\infty}{c_\infty^2} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right). \quad (2)$$

В результате типы профиля давления качественно аналогичны профилю плотности. Здесь нижние нулевые индексы обозначают состояние газа впереди ударной волны; γ_∞ — замороженный показатель адиабаты, c_∞ — замороженная скорость звука перед ударной волной.

С учетом уравнения состояния $P = \rho T/M$ и (2) температура в стационарной волне определяется как

$$\frac{T}{T_0} = \frac{\rho_0}{\rho} + \frac{D^2 \gamma_\infty \rho_0}{c_\infty^2 \rho} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right), \quad (3)$$

т. е. является немонотонной функцией плотности. Таким образом, профиль температуры может значительно отличаться от профиля плотности. Например, пусть до прихода ударной волны газ был равновесен ($Q = 0$), и состояние колебательного равновесия нарушилось только в ударной волне. Тогда плотность в ударной волне всегда будет плавно нарастать за разрывом (для слабых волн разрыва вообще может не быть) до конечного значения. Для температуры это справедливо только в отношении слабых волн, а при сильных, как хорошо известно, температура, наоборот, будет значительно падать за разрывом [4,5].

В настоящей работе исследуется профиль температуры в ударной волне в зависимости от степени неравновесности среды $S = (E_0 - E_{e0})/T_0 = Q\tau_0/T_0$ и скорости ударной волны.

Перепишем (3) в безразмерном виде как

$$\bar{T} = (1 + \gamma_\infty \bar{D}^2) \bar{V} - \gamma_\infty \bar{D}^2 \bar{V}^2, \quad (4)$$

где $\bar{T} = T/T_0$, $\bar{V} = V/V_0$, $\bar{D} = D/c_\infty$, V — удельный объем.

Согласно (4), зависимость $\bar{T}(\bar{V})$ имеет вид параболы (рис. 1, а) с ветвями, направленными вниз, и максимумом

$$T_m = \frac{(1 + \gamma_\infty \bar{D}^2)^2}{4\bar{D}^2 \gamma_\infty},$$

который достигается при удельном объеме

$$V_m = \frac{1 + \gamma_\infty \bar{D}^2}{2\bar{D}^2 \gamma_\infty}.$$

Качественный вид температурного профиля полностью определяется взаимным расположением начального

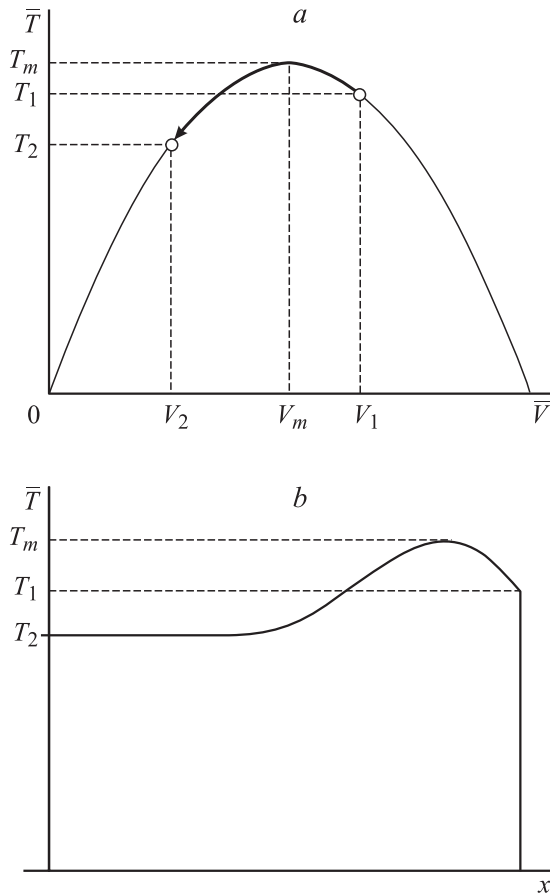


Рис. 1. Парабола $\bar{T}(\bar{V})$ (a) и вид температурного профиля (b), соответствующего скорости волны $D_{cr2} < \bar{D} < D_m$ и степени неравновесности такой, что $V_2 < V_m$. Удельный объем монотонно уменьшается с начального значения V_1 до значения V_m , затем до конечного значения V_2 . При этом температура сначала повышается с начального значения T_1 до максимального T_m по правой ветви параболы и затем, уже по левой ветви, понижается до T_2 .

(сразу после скачка) и конечных состояний V_1 и V_2 на параболе $\bar{T}(\bar{V})$, и V_m .

Используя стандартные соотношения на разрыве [4], получаем, что удельный объем сразу после скачка определяется выражением

$$V_1 = \frac{\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty + 1} + \frac{2}{\bar{D}^2(\gamma_\infty + 1)}.$$

При изменении скорости ударной волны от 1 до ∞ значение начального объема монотонно меняется от $V_1 = 1$ до

$$V_1 = \frac{\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty + 1},$$

откуда следует, что состояние $V_1 > V_m$, т.е. будет справа от максимума параболы на рис. 1, a только для достаточно слабых ударных волн со скоростями

$$\bar{D}^2 < D_m^2 = \frac{3\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty(3 - \gamma_\infty)}.$$

Положение конечной точки V_2 определяется по известным профилям плотности. Оно зависит от того, будет плотность за скачком нарастать или убывать, т.е. от величины скорости ударной волны \bar{D} и значений D_{cr1} и D_{cr2} . Критические значения скоростей растут с ростом степени неравновесности S . Аналитическое выражение для этих скоростей можно получить только в приближении слабой дисперсии, что и было сделано в [1]. С ростом S они могут превысить значение D_m .

В рамках рассматриваемой модели (1) были получены четыре различных вида температурных профилей в ударной волне: с возрастанием или убыванием температуры за скачком, без изменения температуры и с максимумом температуры. Например, ситуация, показанная на рис. 1, b, когда имеется максимум температуры после разрыва, соответствует случаю $D_{cr2} < \bar{D} < D_m$, $V_2 < V_m$.

Важно, что начальное значение удельного объема V_1 определяется только скоростью ударной волны, в то время как конечное значение объема V_2 сильно зависит от начальной степени неравновесности среды. На рис. 2 показано, как происходит смена профилей при изменении скорости ударной волны и начальной степени неравновесности среды. Здесь c_e — равновесная скорость звука; S_{thr} — пороговое значение степени

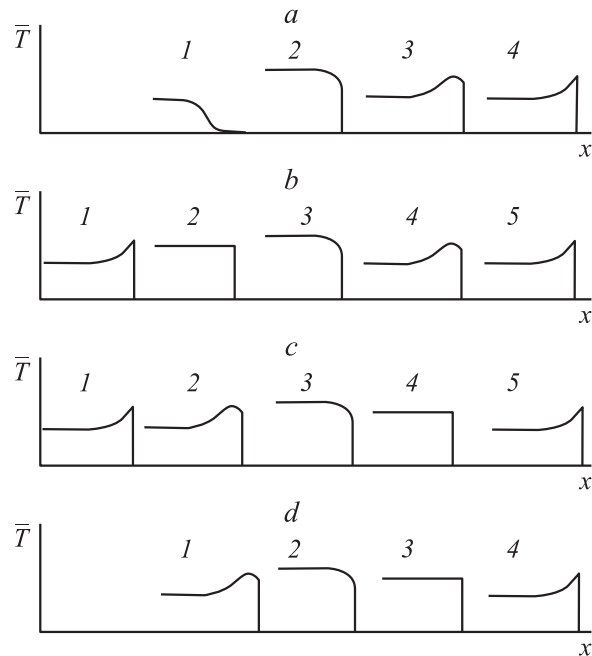


Рис. 2. Смена профилей температуры во фронте ударной волны с ростом скорости \bar{D} при различных степенях неравновесности S : (a) $0 \leq S \leq S_{thr}$; кривая 1 — $c_e/c_\infty < \bar{D} < 1$; 2 — $1 < \bar{D} < D_m$, $V_2 > V_m$; 3 — $1 < \bar{D} < D_m$, $V_2 < V_m$; 4 — $\bar{D} > D_m$; (b) $S_{thr} < S < S_1$; кривые 1 — $D_{cr1} < \bar{D} < D_{cr2}$; 2 — $\bar{D} = D_{cr2}$; 3 — $D_{cr2} < \bar{D} < D_m$, $V_2 > V_m$; 4 — $D_{cr2} < \bar{D} < D_m$, $V_2 < V_m$; 5 — $\bar{D} > D_m$; (c) $S_1 < S < S_2$; кривые 1 — $D_{cr1} < \bar{D} < D_m$, 2 — $D_m < \bar{D} < D_{cr2}$, $V_2 > V_m$; 3 — $D_m < \bar{D} < D_{cr2}$, $V_2 < V_m$; 4 — $\bar{D} = D_{cr2}$, 5 — $\bar{D} > D_{cr2}$; (d) $S > S_2$; кривые 1 — $D_{cr1} < \bar{D} < D_{cr2}$, $V_2 > V_m$; 2 — $D_{cr1} < \bar{D} < D_{cr2}$, $V_2 < V_m$; 3 — $\bar{D} = D_{cr2}$; 4 — $\bar{D} > D_{cr2}$.

неравновесности, при котором происходит изменение знака коэффициента второй вязкости, и среда становится акустически активной. В используемой модели она определяется аналитически из условия [3]:

$$S_{thr} = \frac{C}{C_{V\infty} - \frac{d \ln \tau_0}{d \ln T_0}},$$

где $C = dE_{e0}/dT_0$, $C_{V\infty}$ — замороженная теплоемкость при постоянном объеме. Величины S_1, S_2 определены условиями $D_{cr2}(S) = D_m$ и $D_{cr}(S) = D_m$ соответственно, причем $S_2 > S_1 > S_{thr}$.

Согласно полученным результатам, вид температурного профиля в слабых ударных волнах зависит от начальной степени неравновесности среды S . Наоборот, для сильных ударных волн в неравновесной среде температурный профиль имеет вид, похожий на ударные волны в первоначально равновесном газе ($S = 0$) с замедленным возбуждением внутренних степеней свободы: за скачком всегда происходит понижение температуры. Это связано с тем, что температура за скачком в сильной ударной волне значительно превосходит температуру невозмущенной среды $T_1 \gg T_0$, поэтому степень неравновесности сразу за скачком $(E_0 - E_{e0})/T_1 \ll S$. В результате за скачком структуры профилей плотности и температуры во фронте сильной ударной волны, распространяющейся по стационарно неравновесной среде, качественно не отличается от соответствующей структуры ударной волны в газе с релаксационным процессом (1) при $Q = 0$.

Работа выполнена в рамках российско-американской программы „Фундаментальные исследования и высшее образование“ (НОЦ14) при финансовой поддержке Министерства образования РФ, РАН и Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF Project SA-014-02).

Список литературы

- [1] Макарян В.Г., Молевич Н.Е. // Изв. РАН. МЖГ. 2004. № 5. С. 181–191.
- [2] Макарян В.Г., Молевич Н.Е. // ЖТФ. 2005. Т. 75. С. 13–18.
- [3] Макарян В.Г., Молевич Н.Е. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2005. Т. 3 (<http://www.chemphys.edu.ru>).
- [4] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / М.: Физматгиз, 1963. 632 с.
- [5] Blythe P.A. // J. Fluid Mech. 1961. Vol. 10. Pt. 1. p. 33–47.