

11. Бачманова Н. С., Латыгин В. И., Липницкий Ю. М. Исследование сверхзвукового обтекания круговых конусов на больших углах атаки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 6.
12. Липницкий Ю. М., Михайлов Ю. Я., Савинов К. Г. Расчет пространственных течений идеального газа без плоскости симметрии. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 3.

УДК 533.6.071.8

### КОНТАКТНАЯ ЗОНА ПРИ НЕМГНОВЕННОМ ОТКРЫТИИ ДИАФРАГМЫ В УДАРНОЙ ТРУБЕ

Ю. А. ДЕМЬЯНОВ, Е. И. РУЗАВИН, Г. В. СЕКРИЕРУ

(Москва, Кишинев)

Рассматривается структура и характер движения контактной зоны при немгновеном раскрытии диафрагмы в ударной трубе для случая  $Re \rightarrow \infty$  и одинаковых показателей адиабаты толкающего и толкаемого газов. Показано, что профили температур в контактной зоне являются автомодельными, и получено выражение для траектории поверхности раздела газов в контактной зоне.

1. Рассмотрим структуру и характер движения контактной зоны в ударной трубе при немгновеном открытии диафрагмы в случае, когда число  $Re$  достаточно велико, что хорошо оправдывается на практике. Тогда область течения толкаемого (индекс 1) и толкающего (индекс 2) газов можно разбить [1, 2] на внешние зоны, в которых эффектами вязкости и теплопроводности можно пренебречь, и контактную зону, в которой можно пренебречь эффектами вязкости и перепадом давления по толщине, а учитывать лишь влияние теплопроводности.

В случае одинаковых показателей адиабаты  $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$  теплопроводность газов в контактной зоне не оказывает влияние на течение во внешних зонах [2], которые поэтому для случая немгновеного открытия диафрагмы могут быть рассчитаны в соответствии с [3, 4]. При этом значения температур  $\tau_{\infty 1}(t)$ ,  $\tau_{\infty 2}(t)$  на контактной поверхности  $x = x_{\infty}(t)$  из [4], рассчитанные по теории идеального газа, будут значениями температур на внешних границах теплопроводной зоны, в которой давление  $p_{\infty}(t) = p(t, x_{\infty}(t))$ .

В соответствии с [1, 2] задача сводится к следующей:

$$(1.1) \quad \frac{\partial T_i}{\partial \xi} = A_i^2 \frac{\partial^2 T_i}{\partial \eta_i^2}, \quad i=1, 2$$

$$T_1(\xi=0, \eta_1 > 0) = 1, \quad T_2(\xi=0, \eta_2 < 0) = 1$$

$$T_1(\xi, \eta_1 \rightarrow \infty) = 1, \quad T_2(\xi, \eta_2 \rightarrow -\infty) = 1$$

$$T_1(\xi, \eta_1 = 0) = \frac{\tau_{\infty 2}(t)}{\tau_{\infty 1}(t)} T_2(\xi, \eta_2 = 0)$$

$$(1.2) \quad \frac{\partial T_1}{\partial \eta_1}(\xi, \eta_1 = 0) = B \frac{\tau_{\infty 2}(t)}{\tau_{\infty 1}(t)} \frac{\partial T_2}{\partial \eta_2}(\xi, \eta_2 = 0)$$

$$T_i = \frac{\tau_i}{\tau_{\infty i}(t)}, \quad A_i = \sqrt{\frac{\lambda_i^{\circ}}{\gamma C_p R \rho_+ t^*}}, \quad \xi = \int_0^{t'} \frac{p}{p_+} dt'$$

$$\eta_i = \int_{x_w'}^{x'} \frac{\rho_i}{\rho_+} dx', \quad B = \frac{\lambda_2^{\circ}}{\lambda_1^{\circ}}, \quad t' = \frac{t}{t^*}, \quad x' = \frac{x}{a_+ t^*}, \quad \lambda_i^{\circ} = \lambda_i \tau_i^{-1}$$

Здесь  $t$  — время,  $x$  — расстояние,  $\rho$  — плотность,  $a$  — скорость звука,  $t^*$  — время раскрытия диафрагмы,  $C_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении,  $R$  — универсальная газовая постоянная, а плюсом помечены начальные параметры в камере высокого давления,  $\eta = 0$  на поверхности раздела газов  $x = x_w(t)$ .

В рамках принятой в [3, 4] схематизации течения при  $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$  отношение  $\tau_{\infty 2}(t)/\tau_{\infty 1}(t)$  не зависит от времени. Действительно, так как по обе стороны контактной зоны  $x_{\infty}(t)$  энтропия остается неизменной со временем, то

$$(1.3) \quad \frac{\tau_{\infty 1}(t)}{\tau_{\infty 1}(0)} = \left[ \frac{p_{\infty}(t)}{p_{\infty}(0)} \right]^{(\gamma-1)/\gamma}, \quad \frac{\tau_{\infty 2}(t)}{\tau_{\infty 2}(0)} = \left[ \frac{p_{\infty}(t)}{p_{\infty}(0)} \right]^{(\gamma-1)/\gamma}$$

откуда

$$(1.4) \quad \frac{\tau_{\infty 2}(t)}{\tau_{\infty 1}(t)} = k = \text{const}$$

Тогда легко видеть, что уравнение (1.1) с условиями (1.2) имеет решение  $T_i = f(\varphi_i)$ , где  $\varphi_i = \eta_i / (2A_i \sqrt{\xi})$ ,  $i=1, 2$  (для этого достаточно сделать замену  $kT_2 = T_3$ , сводящую рассматриваемую задачу к задаче контакта двух полубесконечных стержней с начальными температурами 1 и  $k$ ). Таким образом (см. [5]), профили соответствующих температур в контактной зоне оказываются автомодельными и имеют вид

$$(1.5) \quad T_1 = \frac{1}{1+s} \left[ 1 + sk + s(1-k) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\varphi_1} e^{-z^2} dz \right]$$

$$T_2 = \frac{1}{k(1+s)} \left[ 1 + sk - (1-k) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\varphi_2} e^{-z^2} dz \right]$$

$$s = \sqrt{(\lambda_2^0 C_{p2}) / (\lambda_1^0 C_{p1})}$$

Для иллюстрации на фиг. 1 приведены профили  $T_i$ , рассчитанные по (1.5) для следующих вариантов работы [4]: 1 - воздух - воздух ( $P_- = 0.5 \cdot 10^{-6}$ ,  $\gamma = 1.4$ ,  $T_- = 1$ ); 2 - гелий - гелий ( $P_- = 0.5 \cdot 10^{-7}$ ,  $\gamma = 1.67$ ,  $T_- = 1$ ); 3 - водород - воздух ( $P_- = 0.5 \cdot 10^{-7}$ ,  $\gamma = 1.4$ ,  $T_- = 0.0689$ ). Здесь  $P_- = p_- / p_+$ ,  $T_- = \tau_- / \tau_+$ , а минусом помечены начальные параметры в камере низкого давления.

Отметим, что профили температур в теплопроводной зоне даже при  $t \rightarrow \infty$  будут отличаться от соответствующих профилей [1], рассчитанных для случая идеальной ударной трубы, из-за отличия при этом величин  $k$  и  $\tau_{\infty i}(t \rightarrow \infty)$  вследствие энтропийного эффекта [4].

2. Интерес представляет траектория поверхности раздела газов  $x = x_w(t)$  в контактной зоне, которая определяется [2] из уравнения

$$(2.1) \quad p_{\infty}(t) [\dot{x}_{\infty}(t) - \dot{x}_w(t)] + \frac{1}{\gamma} \dot{p}_{\infty}(t) [x_{\infty}(t) - x_w(t)] = \frac{\gamma-1}{\gamma} q_w(t)$$

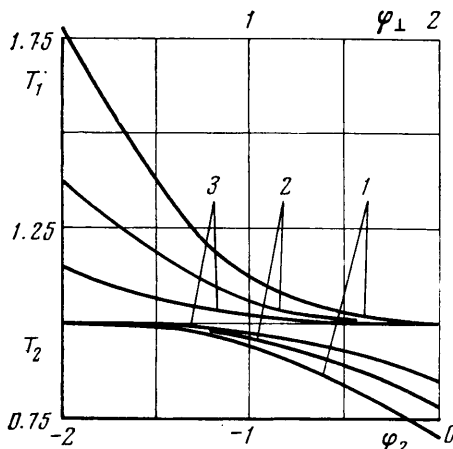
$$q_w(t) = \left( \lambda_1 \frac{\partial \tau_1}{\partial x} \right)_{x=x_w(t)} = \left( \lambda_2 \frac{\partial \tau_2}{\partial x} \right)_{x=x_w(t)}$$

Так как профили соответствующих температур в контактной зоне известны (см (1.5)), то становится возможным получить решение уравнения (2.1), которое имеет вид

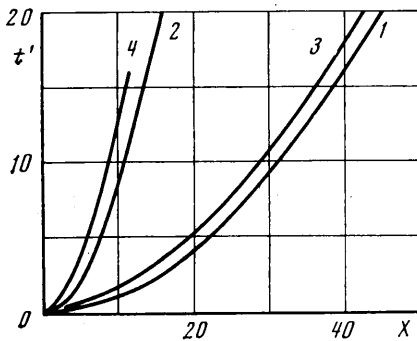
$$(2.2) \quad x_w'(\xi) = x_{\infty}'(\xi) - 2d \sqrt{\xi} P_{\infty}^{-1/\gamma}(\xi)$$

$$d = -s \frac{1-k}{1+s} \frac{\tau_{\infty 1}(0)}{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{1}{a_+} \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\lambda_1^0}{p_+} \frac{1}{\pi t^*}} P_{\infty}^{\gamma}(0)$$

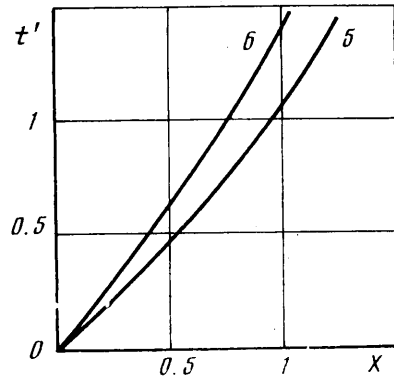
На фиг. 2 и 3 представлены результаты численных расчетов (с учетом данных работы [4]) зависимости  $X(t') = [x_{\infty}'(t') - x_w'(t')] / (2d)$  для шести вариантов: предыдущих 1-3 и 4 - гелий - гелий ( $P_- = 0.5 \cdot 10^{-6}$ ,  $\gamma = 1.67$ ,  $T_- = 1$ ); 5 - воздух - воздух



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

( $P_- = 0.5 \cdot 10^{-1}$ ,  $\gamma = 1.4$ ,  $T_- = 1$ ); 6 — гелий — гелий ( $P_- = 0.5 \cdot 10^{-1}$ ,  $\gamma = 1.67$ ,  $T_- = 1$ ). Цифры у кривых на фиг. 1–3 соответствуют номерам вариантов.

Поступила 9 II 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Goldworthy F. A. The structure of a contact region, with application to the reflexion of a shock from a heat-conducting wall. *J. Fluid Mech.*, 1959, vol. 5, No. 1.
2. Демьянов Ю. А. О влиянии теплопроводности на формирование течений газа. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1967, № 2.
3. Киреев В. Т. О движении ударной волны при мгновенном открытии диафрагмы в ударной трубе. *Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение*, 1962, № 6.
4. Дунцова Ж. С., Ершов И. В., Киреев В. Т., Рузавин Е. И. Расчет движения ударной волны и параметров потока при мгновенном открытии диафрагмы в ударной трубе. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1969, № 2.
5. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967.

УДК 533.6.078:533.68

### ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРОВ СЛЕДА ЗА КОНУСОМ, ЛЕТЯЩИМ С ГИПЕРЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ

С. Ю. ЧЕРНЯВСКИЙ

(Москва)

В ряде работ, например [1–5], приведены многочисленные результаты экспериментального изучения размеров следов за сферой или цилиндром со сферическим затуплением, летящими в воздухе с гиперзвуковыми скоростями. В то же время изучению параметров следа за конусом уделено значительно меньше внимания, в особенности при полете под углом атаки.

В настоящей работе приведены результаты измерения средней ширины следа и среднеквадратического отклонения его границы для летящего в воздухе конуса с углом полураствора  $10^\circ$  и радиусом затупления головной части, составляющим 6% диаметра основания, при числах Маха  $M=12$  и Рейнольдса  $Re=0.3 \cdot 10^6$  в диапазоне углов атаки  $12 \div 24^\circ$ .

1. Исследования проводились на экспериментальной установке, состоящей из легкогазовой двухступенчатой пушки для метания моделей [6] и герметизированной баллистической трассы. Метание конусов осуществлялось в составных пластмассовых поддонах с аэродинамическим разделением элементов. Картина течения газа около модели и в следе регистрировалась в направлении, перпендикулярном продольной оси трассы, аналогично [5] с помощью двух оптических систем, установленных на расстоянии 1,4 м одна от другой. Каждая система содержала искровой источник света [7], теневой прибор ИАБ-451 и фотоаппарат. Для определения положения модели в пространстве применялась импульсная фотосъемка в перпендикулярном на-