

УДК 533.6.011.7+533.6.011.72+533.6.011.3+533.6.011.5

ВОЗМУЩЕНИЕ ПОТОКА ГАЗА МОЩНЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА

*И. С. Абрамов *, В. Е. Семёнов*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В работе рассмотрена газодинамическая модель одномерного течения невязкого совершенного газа в отсутствие теплопроводности при включении мощного локализованного источника тепла. В рамках этой модели оказывается возможным детально проанализировать задачу об устанавливающихся в результате включения такого источника режимах течения газа в широком диапазоне значений мощности энерговклада и исходных газодинамических характеристик потока. В результате удалось получить достаточно общее представление о характере результирующих течений и условиях их реализации.

ВВЕДЕНИЕ

Описание распространения пламени по горючей газовой смеси является одной из важных задач теории горения. Решение этой задачи тесно связано с изучением процессов, сопровождающих нагрев потока газа распределённым источником тепла. В рамках простейшей теоретической модели обычно рассматривается стационарный процесс распространения плоского фронта пламени [1]. Переход в систему отсчёта, где фронт неподвижен, позволяет свести исходную задачу к полностью стационарной задаче газовой динамики, в которой газ протекает через самосогласованный источник тепла с объёмной плотностью мощности нагрева, зависящей локально от параметров газа. Скорость u_f потока газа вдали перед источником тепла в этом случае определяется из условия существования стационарного решения, т. е. является собственным числом нелинейной краевой задачи. Хорошо известно, однако, что найденная таким образом скорость не является в общем случае скоростью u_0 распространения пламени в лабораторной системе отсчёта¹, где горючая смесь была исходно неподвижна [1]. Это обусловлено тем обстоятельством, что выделение тепла в газе сопровождается его тепловым расширением, в результате чего он приходит в движение на больших (бесконечно больших в рамках стационарной одномерной модели) расстояниях от источника тепла. Таким образом, для определения скорости распространения пламени в лабораторной системе отсчёта решения стационарной одномерной задачи оказывается недостаточно. Требуется выход за пределы либо одномерной, либо стационарной модели.

В общем случае скорость распространения пламени может зависеть от удалённых объектов, например от неподвижной стены, находящейся с одной стороны от источника тепла. Для практических целей достаточно часто используют модель распространения пламени в трубе, закрытой с одного конца [1]. В рамках такой модели скорость стационарного потока газа позади источника тепла можно считать совпадающей со скоростью закрытого конца трубы, т. е. лабораторной системы отсчёта. Рассчитанная таким образом скорость фронта пламени в лабораторной системе отсчёта неплохо согласуется с результатами экспериментальных исследований. Однако для полноты картины желательно построить также и решение задачи о распространении пламени

* abramov@appl.sci-nnov.ru

¹ На практике скорость распространения пламени в лабораторной системе отсчёта u_0 существенно превышает скорость u_f потока газа, втекающего в область горения, в системе отсчёта, где фронт пламени неподвижен. Отношение этих скоростей может достигать значений порядка отношения максимальной температуры пламени T_m к невозмущённой температуре газа T_0 ($u_0/u_f \approx T_m/T_0 \gg 1$).

в свободном пространстве. Это предполагает отыскание возмущений, создаваемых в потоке газа при включении неподвижного источника тепла. Требуя, чтобы возмущённый поток газа в окрестностях источника тепла отвечал решению указанной выше нелинейной краевой задачи, можно найти параметры исходного потока газа, скорость которого и отвечает скорости распространения фронта пламени в лабораторной системе отсчёта.

Следует отметить, что решение задачи о возмущении потока газа при включении в нём источника тепла представляет интерес не только для изучения распространения пламени по горючей газовой смеси, но и при исследовании детонационных процессов в такой смеси [1–3], процессов распространения разряда в газе [4], а также расчётах режимов работы прямоточных реактивных двигателей [5] и систем принудительного газового охлаждения [6]. Поэтому ниже в данной работе рассматривается достаточно общая задача, в которой мощность источника тепла и параметры невозмущённого газового потока задаются произвольно и независимо. Её решение позволяет также снять известную проблему «кризиса стационарного течения» сжимаемого газа, связанную с отсутствием решения системы стационарных уравнений гидродинамики при превышении критического значения мощности источника тепла [7].

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В указанной постановке для решения задачи удобно воспользоваться одномерными уравнениями гидродинамики [3]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \varepsilon + \frac{\rho u^2}{2} \right) = -\frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) + p u \right] + q, \quad (3)$$

где ρ — массовая плотность частиц, u — направленная скорость потока, p — давление газа, ε — внутренняя энергия единицы массы газа, q — объёмная плотность мощности источника тепла, x — координата вдоль потока, t — время. Для простоты газ будем считать совершенным, т. е. удовлетворяющим уравнению состояния $p = (\gamma - 1) \varepsilon \rho$, где γ — показатель адиабаты Пуассона. Вязкостью и теплопроводностью пренебрежём.

Таким образом, получим три уравнения в частных производных первого порядка с тремя неизвестными функциями координаты и времени: давлением газа, его плотностью и скоростью потока. В качестве начальных условий будем использовать значения этих величин в невозмущённом потоке, т. е. в момент включения источника тепла. Эти значения будем обозначать нижним нулевым индексом. Удобно также нормировать плотность и давление газа на начальные плотность и давление соответственно, а скорость — на начальную скорость звука c_0 .

2. СЛАБЫЙ ИСТОЧНИК ТЕПЛА

Анализ поставленной задачи естественно начать с рассмотрения малых возмущений (обозначены символом δ) исходного потока газа, вызываемых достаточно слабым источником тепла. Для описания таких возмущений систему уравнений (1)–(3) можно линеаризовать, преобразовав к виду

$$\frac{\partial(\delta \rho)}{\partial t} + u_0 \frac{\partial(\delta \rho)}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial(\delta u)}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\delta u)}{\partial t} + u_0 \frac{\partial(\delta u)}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial(\delta p)}{\partial x} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial(\delta p)}{\partial t} + u_0 \frac{\partial(\delta p)}{\partial x} + \gamma p_0 \frac{\partial(\delta u)}{\partial x} = (\gamma - 1) q, \quad (6)$$

что позволяет построить точное аналитическое решение задачи для произвольной зависимости плотности мощности энерговыделения $q(t, x)$ от координат и времени. В частности, если источник тепла локализован в пространстве и после включения, занимающего некоторое конечное время, плотность мощности нагрева от времени больше не зависит, решение уравнений (4)–(6) показывает, что с течением времени в окрестности источника устанавливается стационарное течение газа, параметры которого отличаются от их начальных значений. Структура этого установившегося течения может быть описана следующим образом: параметры потока однородны в пространстве, как перед источником, так и после него, а в области источника их изменение описывается уравнениями

$$\frac{1}{c_0} \frac{\partial(\delta u)}{\partial x} = \frac{(\gamma - 1)q(x)}{\gamma p_0 c_0 (1 - M_0^2)}, \quad (7)$$

$$\frac{\delta p}{p_0} = -\gamma M_0 \frac{\delta u}{c_0}, \quad (8)$$

$$\frac{\delta \rho}{\rho_0} = -\frac{\gamma}{M_0} \frac{\delta u}{c_0}, \quad (9)$$

где $M_0 = u_0/c_0$ — число Маха в невозмущённом потоке. От данного параметра существенно зависит рассмотренная структура течения как качественно (принципиально различный характер распространения газодинамических возмущений в дозвуковом ($M_0 < 1$) и сверхзвуковом ($M_0 > 1$) режимах течения), так и количественно, что нетрудно видеть из (7)–(9). Вторым управляющим параметром, определяющим устанавливающееся течение, является мощность источника тепла, причём значения возмущений δu , δp и $\delta \rho$ на границах источника, а следовательно и вне него, в условиях установившегося стационарного течения зависят лишь от полной мощности этого источника

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} q(x) dx.$$

Возникающие возмущения характеристик потока «сшиваются» с их невозмущёнными значениями на фронтах убегающих от источника волн, вызываемых его включением. Структура этих фронтов зависит от закона включения источника во времени и распределения его мощности в пространстве, но с точки зрения анализа устанавливающегося течения не представляет особого интереса. То, каким именно образом происходит «сшивка», определяется режимом течения: является ли он до- или сверхзвуковым. Понятно, что характер течения качественно не зависит от показателя адиабаты Пуассона. Поэтому все графики в работе будут построены для одноатомного газа ($\gamma = 5/3$).

В дозвуковом потоке возмущения δu_1 , δp_1 , $\delta \rho_1$ газодинамических характеристик перед входом в источник отличны от нуля и определяются соотношениями

$$\delta p_1 = -\rho_0 c_0 \delta u_1 = c_0^2 \delta \rho_1 = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{Q}{c_0 - u_0}. \quad (10)$$

Согласование с невозмущёнными характеристиками происходит на фронте убегающей навстречу потоку звуковой волны (см. рис. 1а). После выхода из источника аналогичное согласование происходит на двух фронтах. Более медленный фронт распространяется со скоростью невозмущённого

потока и представляет собой перепад плотности газа $\delta\rho_3$,

$$c_0^2 \delta\rho_3 = - \frac{(\gamma - 1)(2c_0 + u_0)Q}{2u_0(c_0 + u_0)}, \quad (11)$$

не вызывая при этом возмущений давления и скорости. Второй, более быстрый фронт — это убегающая вниз по потоку звуковая волна, согласующая невозмущенный поток с возмущениями

$$\delta p_2 = \rho_0 c_0 \delta u_2 = c_0^2 \delta\rho_2 = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{Q}{c_0 + u_0}. \quad (12)$$

Скорости звуковых волн лабораторной системе отсчёта равны соответственно $u_0 - c_0$ и $u_0 + c_0$, поэтому первую будем называть медленной звуковой волной, а вторую — быстрой. С точки зрения изменения давления газа на фронтах звуковых волн обе они в данном случае являются волнами сжатия.

В отличие от режима с дозвуковым исходным течением, для сверхзвукового режима возмущения газодинамических характеристик перед входом в источник отсутствуют, т. к. медленная звуковая волна теперь тоже распространяется вниз по потоку, становясь при этом волной разрежения. Возмущения газодинамических характеристик на её фронте определяются соотношением

$$\delta p_1 = -\rho_0 u_0 \delta u_1 = u_0^2 \delta\rho_1 = \frac{\gamma - 1}{2} \frac{2u_0 Q}{u_0^2 - c_0^2}. \quad (13)$$

Для быстрой звуковой волны и перепада плотности в этом смысле принципиально ничего не меняется и возмущения по-прежнему определяются из (11) и (12). «Сшивку» с характеристиками невозмущённого потока происходит теперь на трёх фронтах и только на выходе из источника (см. рис. 1б). Фронты медленной звуковой волны разрежения и быстрой волны сжатия распространяются со скоростями $u_0 - c_0$ и $u_0 + c_0$ соответственно, фронт перепада плотности газа — со скоростью невозмущённого потока.

Время установления стационарного течения в окрестности источника для любого из режимов определяется временем пробега всех трёх указанных выше фронтов через область локализации источника тепла. Это время складывается из времени включения источника и времени пробега через него сигнала с минимальной из двух скоростей: $c_0 - u_0$ и u_0 . Заметим, что в случае быстрого включения источника и небольшой скорости невозмущенного потока ($u_0 \ll c_0$) установление стационарных значений давления и скорости газа происходит за время пробега звуком через область источника. Установление же стационарного распределения плотности газа происходит в этом случае за существенно большее время, определяющееся протеканием через область источника невозмущённого газа. При этом $|\delta p_2| \ll |\delta p_3|$ и можно говорить о том, что основное снижение плотности газа происходит уже после установления стационарных распределений давления и скорости. Используя данную особенность, можно построить приближённое решение задачи и в случае предельно малой скорости невозмущённого потока, когда $\gamma\rho_0 u_0 < (\gamma - 1)Q$ и формально линеаризованное описание на основании уравнений (4)–(6) становится некорректным, т. к. нарушается неравенство $|\delta u| \ll u_0$.

Когда невозмущённая скорость потока сравнима с её возмущением, можно положить начальное возмущение скорости потока равным его исходной скорости и далее рассматривать задачу о распространении возмущений в покоящемся газе. Линеаризуем в этом случае уравнения баланса импульса и энергии (2) и (3):

$$\rho_0 \frac{\partial(\delta u)}{\partial t} + \frac{\partial(\delta p)}{\partial x} = 0, \quad (14)$$

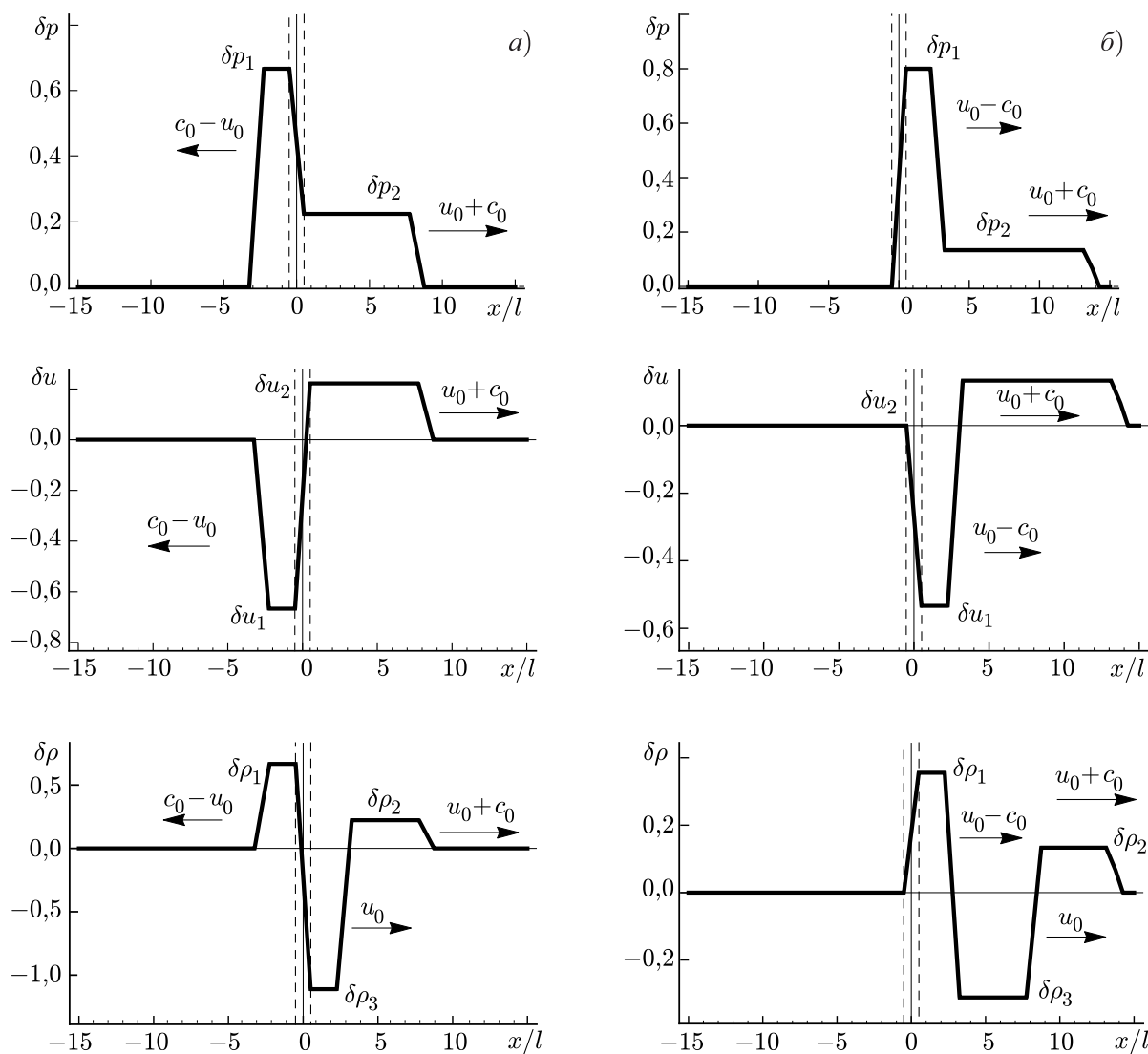


Рис. 1. Эволюция давления газа, его плотности и скорости потока в дозвуковом (а, невозмущённое число Маха $M_0 = 0,5$) и сверхзвуковом (б, $M_0 = 1,5$) режимах при включении в нем однородного источника тепла, локализованного на отрезке с длиной l и имеющего мощность $Q = ql = p_0 c_0 / 10$ на единицу площади поперечного сечения потока. Границы источника обозначены двумя вертикальными штриховыми линиями. Газодинамические характеристики изображены в момент времени $t = 11l/(2c_0)$. Используется нормировка, введённая в разделе 1

$$\frac{\partial(\delta p)}{\partial t} + \gamma p_0 \frac{\partial(\delta u)}{\partial x} = (\gamma - 1) q. \quad (15)$$

Из (14) и (15) видно, что устанавливающиеся в стационарном режиме ($\partial/\partial t = 0$) значения скорости потока и давления газа никак не зависят от его плотности. Решения этих уравнений теперь могут соответствовать изменению направления скорости перед входом в источник тепла, т.е. развороту потока. Поскольку скорость распространения перепада плотности в рассматриваемой ситуации мала по сравнению со скоростью звука, можно решить (1) относительно плотности газа для установившегося в результате прохождения фронтов звуковых волн распределения скорости потока $u(x)$. В случае появления в потоке точки, где скорость потока меняет направление, устанавливающееся распределение плотности перестаёт быть стационарным. Вместо этого

возникает область, в данном случае область источника, где плотность неограниченно убывает, стремясь к нулю. При этом в области, где поток изменил своё направление, с установившейся в ней скоростью начинает распространяться ещё один перепад плотности, аналогичный перепаду, распространяющемуся за источником вниз по потоку.

В заключение данного раздела также стоит отметить, что в рамках рассматриваемой модели невозможно описание потоков со скоростями, близкими к скорости звука. В этом случае скорость распространения медленной звуковой волны стремится к нулю, что в условиях включения стационарного источника тепла ведёт к неограниченному росту её амплитуды. Это означает, что в такой ситуации никакой источник не может быть рассмотрен как слабый и нелинейные эффекты имеют определяющее значение.

3. МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ ОБЩЕЙ ЗАДАЧИ

Для исследования устанавливающихся стационарных режимов в потоках газа с источником тепла произвольной мощности предположим, что эта мощность достигает своего стационарного значения адиабатически медленно. Иными словами, сначала источник слаб и может быть рассмотрен в линейном приближении. Далее внутри него устанавливается стационарный режим, а снаружи начинают распространяться три фронта возмущений. После этого мощность слегка нарастает и происходит коррекция стационарного режима внутри источника, а фронты новых возмущений распространяются в уже возмущённом предыдущими фронтами потоке. В итоге данный процесс приводит к тому, что внутри источника всё так же устанавливается стационарный режим, задаваемый уравнениями гидродинамики с локализованным источником, а снаружи всё так же распространяются три фронта газодинамических возмущений, но связь газодинамических характеристик в них уже нелинейная.

Данное предположение позволяет свести задачу о включении источника тепла в потоке газа к решению системы алгебраических уравнений, связывающих характеристики потока на границах источника в соответствии с решением стационарных уравнений гидродинамики в присутствии источника тепла, а также уравнений, выражающих связь величин до и после прохождения газодинамических возмущений, способных распространяться в описываемом потоке: ударных волн, образующихся в результате опрокидывания нелинейных волн сжатия, нелинейных волн разрежения, которые не подвержены опрокидыванию, а также перепадов плотности газа, сносимых со скоростью потока. Все эти соотношения известны и изложены в классических учебных пособиях [2].

4. ТЕЧЕНИЯ В ДОЗВУКОВОМ РЕЖИМЕ

В дозвуковом режиме, пока источник не слишком силен, вниз и вверх по потоку распространяются две волны сжатия, которые рано или поздно опрокинутся с рождением ударных волн, а также один перепад плотности (см. рис. 2а). Как уже было сказано, связь газодинамических характеристик на границах источника даётся решением стационарных уравнений. Внутри источника устанавливается стационарный режим, в том числе и по плотности. Однако при увеличении мощности источника до некоторого бифуркационного значения произойдёт разворот потока, что, как и в случае со слабым источником, приведёт к невозможности установления стационарного распределения плотности газа.

Чтобы корректно описать режим, устанавливающийся после достижения этой мощности, необходимо вспомнить, что в этом случае перепад плотности может распространяться ещё и навстречу исходному потоку. При этом плотность газа внутри мощного источника крайне мала,

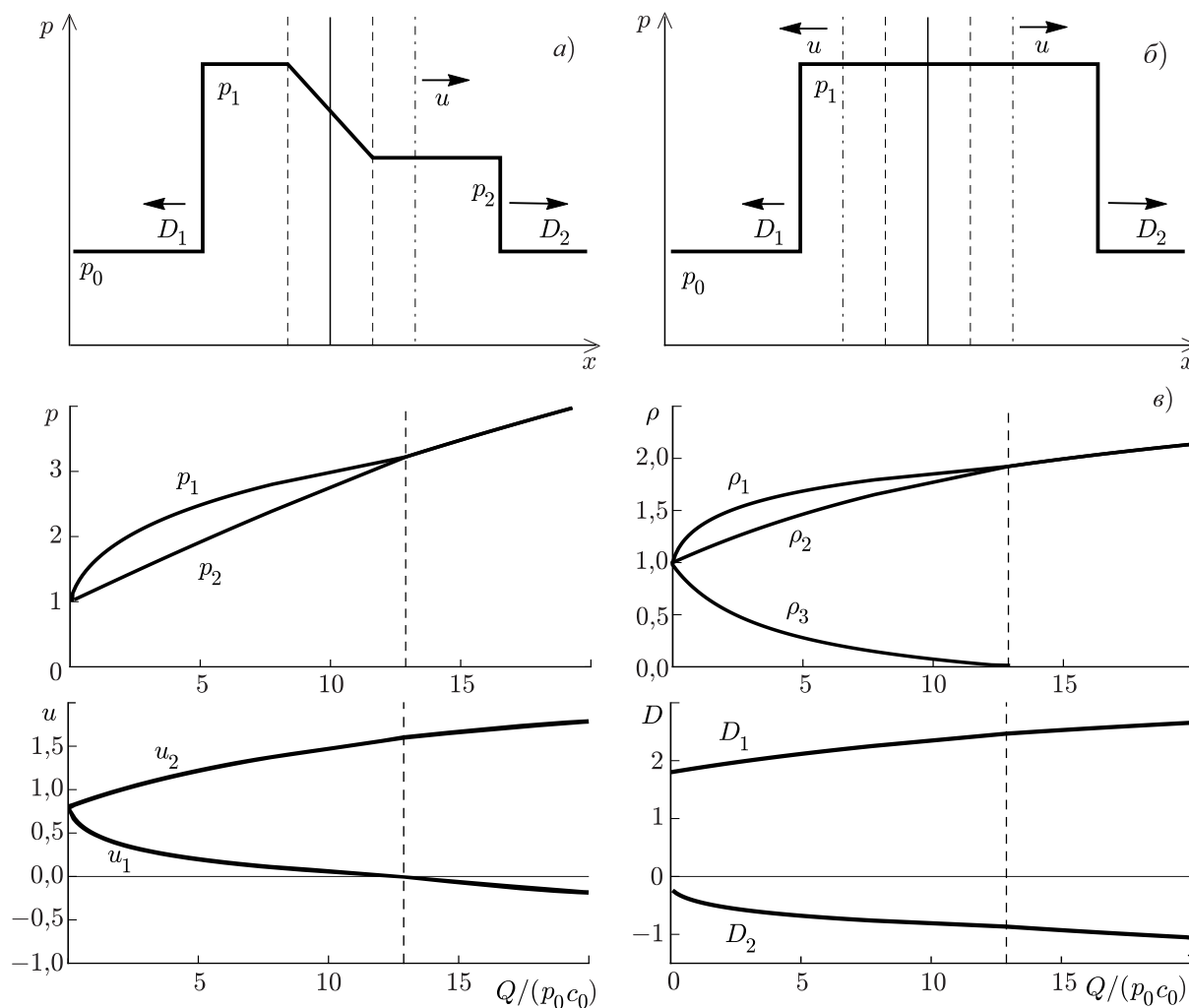


Рис. 2. Схематическое изображение установившегося течения в дозвуковом режиме при мощности источника тепла меньше (а) и больше (б) мощности бифуркации, а также пример вычисления газодинамических характеристик потока в обеих ситуациях (в). На панелях а и б границы источника тепла обозначены вертикальными штриховыми линиями, две ударные волны распространяются со скоростями D_1 и D_2 , перепады плотности изображены при помощи штрихпунктирных вертикальных линий. На панелях в бифуркационная мощность выделена штриховой линией, индексами 1 и 2 обозначены значения газодинамических характеристик, которые устанавливаются после прохождения ударных волн, бегущих вверх и вниз по потоку соответственно. Индексом 3 отмечена плотность, устанавливающаяся после прохождения перепада плотности газа. Число Маха в невозмущённом потоке равно $M_0 = 0,8$. Используется нормировка, введённая в разделе 1

а значит она мала и после прохождения перепадов. Пренебрегая плотностью газа в указанных областях, получим, что давление газа на границах источника выравнивается (см. рис. 2б).

В итоге существуют два режима течения газа после включения источника тепла: квазистационарный при мощности меньше бифуркационной и изобарный при больших мощностях. Мощность бифуркации разворота потока определяется из условия равенства давлений на границах источника в решении стационарных уравнений гидродинамики:

$$Q_b = \frac{4 + \gamma M_0 \left[(\gamma + 1) M_0 + \sqrt{16 + (\gamma + 1)^2 M_0^2} \right]}{2(\gamma - 1)(\gamma M_0 p_0 c_0)^{-1}}, \quad (16)$$

где Q_b — бифуркационное значение полной мощности источника на единицу площади поперечного сечения потока, а M_0 — число Маха невозмущённого потока. Таким образом, по известным параметрам исходного потока можно однозначно определить, при какой мощности нарушается справедливость квазистационарного описания и необходимо переходить к изобарному. После этого, решив систему уравнений связи характеристик в распространяющихся возмущениях до и после бифуркации, получим установившиеся значения газодинамических характеристик потока при любых значениях управляющих параметров. В качестве примера на рис. 2в приведена эволюция этих характеристик с повышением мощности источника тепла при фиксированном числе Маха невозмущённого потока.

5. ТЕЧЕНИЯ В СВЕРХЗВУКОВОМ РЕЖИМЕ

В сверхзвуковом режиме, пока источник не слишком силён, стационарное течение внутри него связано с исходными газодинамическими характеристиками при помощи ударной волны и волны разрежения, распространяющихся вниз по потоку, а также перепада плотности между ними (см. рис. 3а).

Однако, как известно, уравнения стационарной гидродинамики имеют особенность при приближении скорости потока к скорости звука, называемую кризисом стационарного течения. В дозвуковом режиме её возникновению препятствовала волна, распространяющаяся навстречу потоку и изменяющая его характеристики на входе в источник. В сверхзвуковом режиме распространяющееся вверх по потоку возмущение отсутствует, что делает неизбежным возникновение кризиса при увеличении мощности нагрева. На выходе из источника тепла скорость потока, монотонно убывающая внутри него, рано или поздно достигнет скорости звука, и дальнейшее увеличение мощности должно будет либо нарушить стационарность течения, что представляется маловероятным в условиях стационарного исходного потока и включении стационарного же источника, либо каким-то образом качественно изменить картину течения, оставляя его стационарным.

В последнем случае необходимо обеспечить возможность распространения возмущения газодинамических характеристик навстречу потоку. При этом важно помнить, что мощность источника уже достаточно велика и критическая точка, т. е. точка равенства скоростей потока и звука, внутри источника обязательно присутствует. Как следует из предыдущих рассуждений, она может располагаться только на выходе из источника. Это условие позволяет получить критическую мощность

$$Q_b = \frac{\gamma (M_0^2 - 1)^2}{2 (\gamma^2 - 1) M_0 (p_0 c_0)^{-1}} \quad (17)$$

из решения стационарных уравнений гидродинамики. Из всех возмущений, способных распространяться в описываемом потоке, всем перечисленным требованиям удовлетворяет только распространяющаяся вверх по потоку ударная волна (см. рис. 3б). В теории горения и взрыва подобные режимы изменения характеристик среды за счёт возникновения ударной волны с конечной амплитудой называют детонационными, а критическую точку — точкой Жуге [1]. Эта точка обеспечивает дополнительную связь характеристик потока, которая отсутствует в дозвуковом режиме, и устроена так, что разворот потока оказывается невозможным при сколь угодно высокой мощности источника. Таким образом, картина течения полностью определена для любых значений управляющих параметров. На рис. 3в приведён пример расчёта газодинамических характеристик результирующего потока в зависимости от мощности источника тепла при фиксированном числе Маха невозмущённого потока.

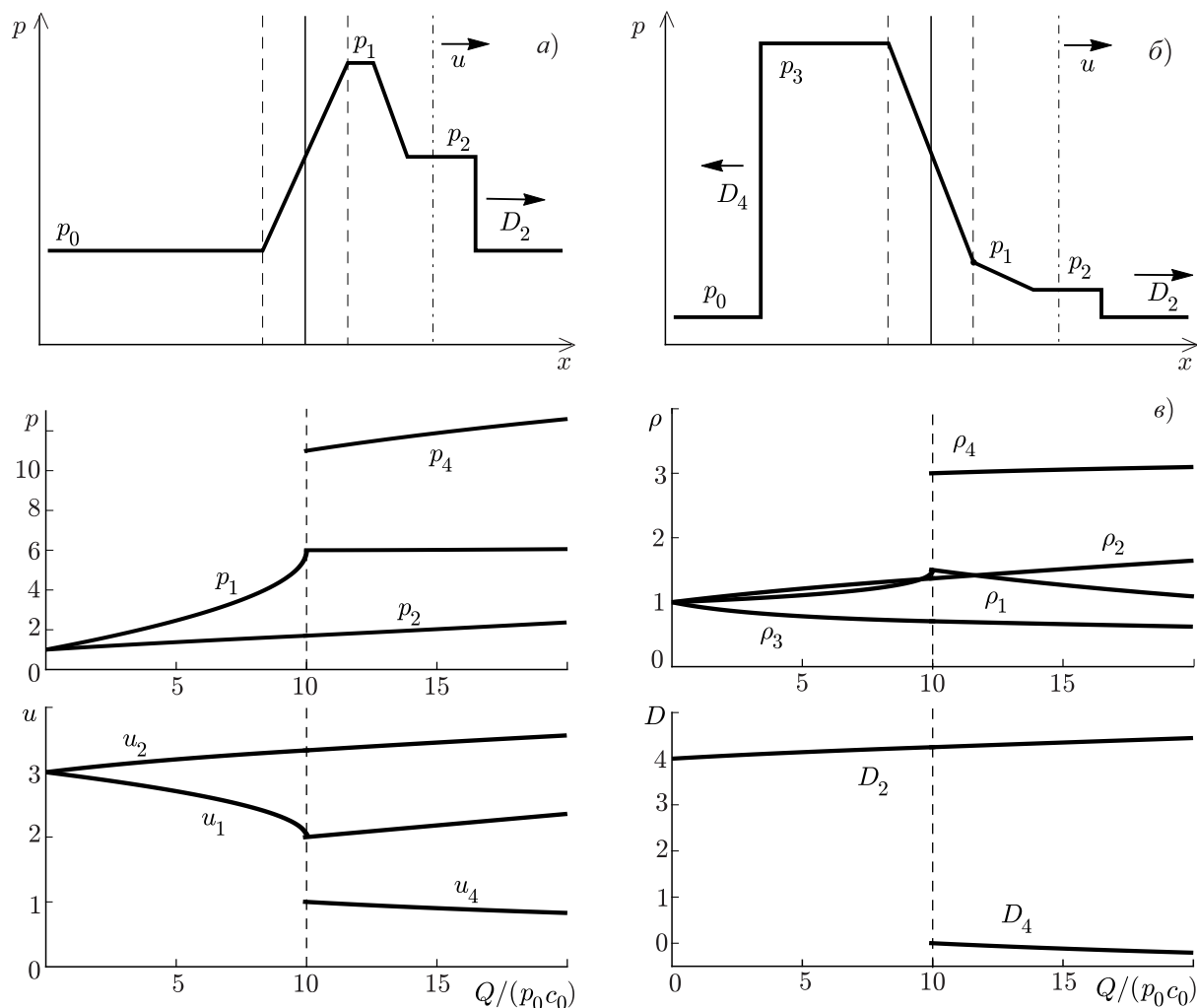


Рис. 3. Схематическое изображение установившегося течения в сверхзвуковом режиме при мощности источника тепла меньше (а) и больше (б) мощности детонации, а также пример вычисления газодинамических характеристик потока в обеих ситуациях (в). На панелях а и б границы источника тепла обозначены вертикальными штриховыми линиями, ударные волны распространяются со скоростями D_2 и D_4 , перепад плотности изображён при помощи штрихпунктирной вертикальной линии. На панелях в бифуркационная мощность выделена штриховой линией, индексами 1, 2 и 4 обозначены значения газодинамических характеристик, устанавливающиеся после прохождения ударной волны, волны разрежения и ударной волны, возникающей в режиме детонации, соответственно. Индексом 3 отмечена плотность, устанавливающаяся после прохождения перепада плотности газа. Число Маха в невозмущённом потоке равно $M_0 = 3$. Используется нормировка, введённая в разделе 1

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная модель даёт представление о том, как будет выглядеть устанавливающееся течение в результате включения в исходном потоке газа стационарного источника тепла и о процессах, сопутствующих его установлению, при любых значениях начальных газодинамических характеристик и энерговклада. В силу такой общности, а также своей простоты и наглядности модель может выступать основой для понимания механизмов установления течений в потоках

с распределённым источником тепла, оставляя при этом широкие возможности для обобщения и уточнения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 17-02-00173-а). И. С. Абрамов благодарит за персональную поддержку Фонд некоммерческих программ Дмитрия Зимина «Династия».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980. 480 с.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2001. 736 с.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
4. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 307 с.
5. Kahane A., Lees L. // J. Aeronautical Sciences. 1948. V. 15, No. 11. P. 665.
6. Сидягин А. А., Косырев В. М. Расчёт и проектирование аппаратов воздушного охлаждения. Нижний Новгород: НГТУ им. Р. Е. Алексеева, 2009. 150 с.
7. Латышов А. Ф. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38, № 22. С. 21.

Поступила в редакцию 7 декабря 2016 г.; принята в печать 30 мая 2017 г.

GAS-FLOW PERTURBATION BY A HIGH-POWER HEAT SOURCE

I. S. Abramov and V. E. Semenov

We consider a gas-dynamic model of the one-dimensional flow of non-viscous perfect gas in the absence of heat conductance when a high-power localized heat source is switched on. Within the framework of this model, it is possible to thoroughly analyze the problem of the gas-flow regimes, which are set as a result of switching of such a source, in the wide range of the values of the energy-deposition power and the reference gas-dynamic characteristics of the flow. Eventually, we obtained a sufficiently general idea of the character of the resulting flows and the conditions of their realizations.